



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA

TeV Halos de pulsares en el catálogo ATNF

T E S I S

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

PRESENTA:

MARÍA FERNANDA CARREÓN GONZÁLEZ

TUTOR

DRA. MARÍA MAGDALENA GONZÁLEZ SÁNCHEZ
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA - UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX, AGOSTO 2023



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.

*A Lino.
Sé que donde estés me estás cuidando y espero que cuando nos reencontremos,
estés feliz por mí.*

“There, peeping among the cloud-wrack above a dark tor high up in the mountains, Sam saw a white star twinkle for a while. The beauty of it smote his heart, as he looked up out of the forsaken land, and hope returned to him. For like a shaft, clear and cold, the thought pierced him that in the end the Shadow was only a small and passing thing: there was light and high beauty for ever beyond its reach”

– J. R. R. Tolkien, *The Return of the King*, Book Six.

Agradecimientos.

Esta tesis se logró gracias al enorme apoyo que recibí de parte de diversas personas.

En primer lugar, quisiera agradecer a mis padres, Juliana y César, que durante toda mi vida han sido mis principales motivadores. Ustedes jamás me detuvieron de seguir mis sueños, y es gracias a ustedes que me animé a aventarme a esta aventura llamada posgrado en astrofísica. Me inspiran todos los días a aspirar siempre a ser mejor persona, y jamás podré terminar de agradecerles todo lo que han hecho por mí.

Quisiera agradecer también a Magda, quien durante una época tan dura como lo fue el año 2020 se mostró siempre empática y comprensiva conmigo y mi trabajo. Gracias a ella pude conocer y desarrollarme en esta área tan magnífica para mí como son los Halos de TeraElectronvolts. Gracias totales Magda, son mujeres como tú las que me siguen inspirando a crecer y mejorar cada día.

Quisiera agradecer también el apoyo de todos los integrantes del grupo de HAWC-UNAM, estudiantes, investigadores y técnicos, que siempre han tenido las puertas de sus oficinas abiertas para mis preguntas. Gracias enormes a Mabel, Nissim, Alexis y Yunior, con quienes puedo contar con su aliento, consejo y compañía en el Instituto de Astro. A los *apestosos* de Física, Josécito y Sergio, quienes siempre me recibían en su cubo y me contestaban aquellas dudas más básicas que me daba miedo preguntar a alguien más. Así mismo, quisiera agradecer especialmente a Rubén, quien en silencio siempre he sentido su profundo apoyo y creencia en mí.

Fuera de este hermoso grupo, quisiera agradecer por un lado a Rodrigo, quien me abrió las puertas a conocer su hermoso país y quien siempre ha tenido una palabra de aliento o consejo para el posgrado. Así mismo, quisiera agradecer a mis dos aliados durante las clases, con quienes pude sobrevivir las noches más largas de insomnio acabando tareas y proyectos; Karlita y Alvaro, fueron ustedes mis primeros amigos del posgrado y es en parte gracias a ustedes que esta tesis

pudo completarse (aunque ustedes me ganaron por varios semestres). ¡Seamos amigos por siempre!

Quisiera también mencionar el apoyo que recibí de mi comité tutor, la Dra. Erika Benitez y el Dr. Antonio Peimbert. Gracias por el apoyo y creencia en mi trabajo durante estos largos meses, así como las palabras de aliento y los sabios consejos en cada reunión que tuvimos. Me siento profundamente satisfecha de haber tenido tan buen comité a mi lado. ¡Gracias!

Daniel, a ti te agradezco estos años a tu lado. Llegaste a mi vida de manera tan inesperada y no hay palabras para describir lo que tu apoyo y compañía han significado en la terminación de este proyecto. Gracias por dejarme llorar de frustración contigo, por jamás dejar de creer en mí (aún cuando yo no creía en absoluto en mí), por ayudarme a levantarme cuando sentía el mundo encima. Te amo, y esta tesis también se debe en gran parte a ti (espero que la leas je).

Gracias a todos aquellos a los que el espacio me limita a agradecerles con más detalle. A Juan, Agustín y Lalo, por su apoyo incondicional. A Santiago, gracias por siempre dejarme entrar a tu cuarto a lloriquearte mis penas y siempre hacerme reír. A Erick, Sara, Jorge, Daniel C., Pablo II, Camila, y muchos otros que espero que me perdonen por no recordar. ¡Gracias a todos por su apoyo!

Por último, quisiera agradecer a todas esas personas que nunca leerán este texto, pero que hicieron posible la escritura del mismo. A Fernando Gaitán, Masashi Kishimoto, Stephenie Meyer, Hisashi Nogami, Yusuke Amano, Tsubasa Sakaguchi, Eric Barone, Shigeru Miyamoto y Takashi Tezuka, por ser mis compañeros más fieles durante este trayecto. A Momo, por saber mejor que casi nadie cómo controlar mi ansiedad. A mi trapito favorito, Zelda hermosa, me siento bendecida por tu amor. Y por último, a los amores de mi vida, Kurama, Frodo, Pulsar, Temari, Mipha y Ranma. Todo lo que hago, lo hago por ustedes.

Este trabajo de investigación fue realizado gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) IG-101320 y IG-101323. También agradezco el apoyo brindado por el Laboratorio Nacional HAWC de rayos gamma de CONACYT

Resumen.

Con la implementación de observatorios de altas energías de última generación como HAWC y LHAASO, los estudios de fuentes de rayos gamma han tomado fuerte importancia en los últimos años para la astrofísica. El observatorio HAWC, ubicado en el volcán Sierra Negra, en el estado de Puebla, México, inició sus operaciones en 2015 y desde entonces han reportado 65 fuentes, en su gran mayoría asociadas a pulsares del plano galáctico.

Uno de los resultados más importantes de HAWC ha sido el descubrimiento y confirmación de una nueva clase de fuente de rayos gamma asociada a pulsares, distinta a las nebulosas de viento de pulsar y a las remanente de supernova, nombrados Halos de TeV. Se espera que este tipo nuevo de fuentes de rayos gamma sea común en pulsares, por lo que presenta una oportunidad importante estudiarlos a altas energías. Se estima que con más observaciones de HAWC, LHAASO y el futuro SWGO, estas fuentes pueblen en gran medida los catálogos de altas energías de fuentes galácticas.

Sin embargo, el mecanismo que da origen a estos Halos es aún desconocido y su modelo evolutivo se encuentra incompleto. Es por esto que en este trabajo se realizó un modelo analítico que depende sólo de las características de los pulsares (y no de su emisión a altas energías) para describir el flujo de rayos gamma y la extensión angular de los Halos. Con este modelo, se buscó coincidencia de fuentes en los mapas más recientes de HAWC, correspondiente a 1523 días de toma de datos. En el primer capítulo se presentan las características generales de los observatorios HAWC y LHAASO. En el segundo capítulo se muestra la investigación bibliográfica de pulsares y sus nebulosas de pulsar. En el tercer capítulo se discute toda la información al presente sobre las observaciones de Halos de TeV, así como el modelo vigente para explicar su emisión y los Halos reportados al presente. El cuarto capítulo es la motivación de este trabajo. En el quinto capítulo se describe a detalle el funcionamiento del observatorio HAWC. El sexto capítulo consiste en el desarrollo del modelo analítico propuesto en

este trabajo. En el séptimo capítulo se presentan y discuten los resultados del modelo en comparación con las observaciones, así como los resultados de la búsqueda de Halos en los datos de HAWC. Se encuentra que el modelo reproduce aceptablemente los datos de observaciones. Así mismo, en la búsqueda realizada se encuentra que el modelo es bueno para encontrar una evidencia más de la presencia de un Halo, así como la presencia de un Halo y algún otro tipo de fuente de rayos gamma. Por último, en el octavo capítulo se presentan las conclusiones generales, así como el trabajo a futuro de este proyecto.

Índice general

Observatorios de altas energías.	3
0.1. HAWC.	4
0.1.1. Resultados importantes.	6
0.2. LHAASO.	8
Pulsares.	11
0.3. Característica de pulsares.	12
0.4. Nebulosas de viento de pulsar (PWN).	20
0.5. El catálogo de pulsares.	30
Halos de TeV.	31
0.6. Características observacionales y el modelo de emisión.	33
0.7. Pulsares de milisegundos y Halos de TeV.	39
0.8. Formación de Halos en la evolución de PWN.	40
0.9. Un modelo ‘Geminga-like’ para Halos.	42
0.10. Halos reportados en catálogos de altas energías.	43
Motivación.	47
El funcionamiento de HAWC.	49
0.11. Adquisición de datos.	49
0.12. Reconstrucción de datos.	50
0.13. Análisis de datos.	54
0.14. Creación de Mapas.	56
Nuestro modelo.	59
0.15. Halos utilizados.	59
0.16. Desarrollo del modelo.	60

Resultados y Análisis	69
0.17. Validación del modelo.	69
0.18. Predicciones del modelo.	78
Conclusiones y trabajo a futuro.	89
0.19. Trabajo a futuro	91
Mapas de observación del modelo con 2090 días.	93
Análisis de los Halos de la región poblada.	95
Mapas de observación de la región poblada.	97
Análisis de la región alrededor del pulsar J2032+4127.	101

Observatorios de altas energías.

Fue en 1912 cuando Victor Hess[1] anunció la primera evidencia de rayos cósmicos, una radiación de alto poder de penetración que entra a nuestra atmósfera desde el espacio. Estos rayos cósmicos son un flujo de partículas cargadas y núcleos de átomos que se originan y aceleran en fuentes astrofísicas por procesos altamente energéticos; son conformados principalmente de electrones, positrones y núcleos de elementos fusionados en estrellas[2]. Los pares electrones-positrones se producen, entre otras formas, cuando fotones de alta energía interactúan con fotones de energía menor de campos radiativos, como es el fondo cósmico de microondas[3].

Cuando una partícula altamente energética viaja a través de la atmósfera, interactúa con las moléculas atmosféricas y el campo eléctrico de la Tierra, produciendo cascadas extendidas de partículas en el aire (*extended air shower*, EAS). Las cascadas extendidas producidas por la interacción de fotones con la atmósfera se producen principalmente por dos mecanismos: la producción de pares electrón-positrón por la interacción con el campo Coulombiano de los núcleos atómicos y por la emisión Bremsstrahlung de pares electrón-positrón en este mismo campo. Este segundo proceso produce fotones de alta energía pero menor a la del fotón inicial.

En las cascadas extendidas hay partículas ultra-relativistas, que viajan más rápido que la luz en son medios dieléctricos, como es el caso de la atmósfera y el agua. El campo electromagnético de estas partículas polariza el medio a lo largo de su trayecto, y los electrones de los átomos del medio (agua o aire) son desplazados por el movimiento de la partícula. Los electrones desplazados radían cuando regresan a su estado energético inicial coherentemente en un cono inclinado en dirección de la trayectoria de la partícula energética. Esta radiación se llama radiación de Cherenkov, cuya longitud de onda va del ultravioleta al visible[4, 5], y se puede usar para el estudio terrestre de rayos gamma ultra-energéticos.

Los observatorios que estudian el régimen energético mayor a cientos de GeV se

dividen en dos tipos principales.

1. Instrumentos que detectan las partículas de la cascada extendida. Tienen ciclos de trabajo amplios (cerca del 100%) y generalmente se construyen a grandes altitudes. Estos detectores no son tan eficientes para distinguir entre las cascadas extendidas inducidas por rayos cósmicos (protones y nucleones) y las inducidas por rayos gamma. Aunque hay de diversos tipos, la última generación de estos detectores (HAWC y LHAASO) utilizan contenedores de agua para detectar la radiación Cherenkov que producen las partículas al cruzarlos. El predecesor a HAWC, MILAGRO, también hacía uso de esta técnica.
2. Instrumentos que detectan la radiación de Cherenkov producidas en la atmósfera por las cascadas extendidas. Se conocen como ‘telescopios Cherenkov de imagen atmosférica’ (IACT por sus siglas en inglés) o simplemente ‘telescopios de Cherenkov en aire’. Tienen un campo de visión (FOV por sus siglas en inglés) pequeño y un ciclo de trabajo de $\sim 10\%$. Son mucho más eficientes que los anteriores en discriminar entre cascadas extendidas por rayos cósmicos y cascadas extendidas por rayos gamma. H.E.S.S., MAGIC, VERITAS y el futuro detector CTA son detectores de este tipo.

A continuación se hace una breve descripción de tres detectores de rayos gamma: HAWC, su predecesor Milagro y LHAASO. Además, se profundiza en el funcionamiento de HAWC.

0.1. HAWC.

Previo a HAWC, su antecesor el observatorio Milagro fue un detector de cascadas extendidas por el método de Cherenkov de agua que operó desde el año 2000 hasta el año 2008. Estaba ubicado en Los Alamos, Nuevo México, E.U.A. a una altitud de 2630 metros sobre el nivel del mar[6]. Tenía un ciclo de trabajo de casi el 100% y consistía de un contenedor principal de 5000 m² con capacidad de 6 millones de galones de agua, rodeado de 175 contenedores más pequeños que, en conjunto, cubrían un área de 40,000 m². Era sensible a energías mayores a 1 TeV y tenía una resolución angular de 1°. Durante su periodo activo, Milagro detectó por primera vez emisión de rayos gamma del plano galáctico, y de diversas fuentes[7], muchas de ellas extensas.



Figura 1: El observatorio Milagro durante su operación. Foto tomada por J. Goodman.



Figura 2: El observatorio HAWC. Foto tomada por J. Goodman.

El 20 de marzo de 2015, el Observatorio HAWC (por sus siglas en inglés, *High Altitude Water Cherenkov*, o Cherenkov de Agua de Gran Altitud) inició sus operaciones[8]. El Observatorio consiste de un arreglo de 300 contenedores, cada uno con 200,000 litros de agua purificada. Cada contenedor está equipado con cuatro tubos fotomultiplicadores (PMTs por sus siglas en inglés, (*Photomultiplier Tube*) sensibles a radiación de Cherenkov, uno posicionado en el centro de cada contenedor y tres formando un triángulo equilátero. Además, se cuenta con un arreglo de contenedores 345 contenedores más pequeños alrededor del arreglo central, denominados *outriggers*, aumentando el área efectiva para los eventos más energéticos. En el centro al arreglo de los detectores, se encuentra la *counting house*, o la caseta de electrónica, donde se encuentra toda la electrónica del detector. HAWC se encuentra a una altitud de 4,100 metros por encima del nivel del mar, en el volcán Sierra Negra en el estado de Puebla, México. Dada la latitud del observatorio, este puede ver el hemisferio norte y una parte del hemisferio sur. HAWC es uno de los observatorios más sensibles de los detectores de campo amplio de rayos gamma muy energéticos (*VHE gamma rays*); debido a la diferencia de altura y área, HAWC es más sensible que Milagro por un factor de 15. Observa aproximadamente dos tercios del cielo, o 8.4 sr y, según la energía del fotón primario tiene una resolución angular de 0.25° - 0.4° . Su ciclo de trabajo es de aproximadamente 95% y óptimamente detecta fotones en un rango de energía de 300 GeV a 100 TeV.

Desde el inicio de su operación al presente, la colaboración de HAWC ha reportado diversos resultados interesantes e innovadores para la física de rayos gamma como un monitoreo regular de fuentes ya conocidas de rayos gamma, como la nebulosa del Cangrejo (Crab) y los blazares Markarian (Mrk) 421 y 501, y se siguen reportando nuevas fuentes. Otro resultado importante fue la detección de la región extendida de emisión asociada al pulsar de Geminga, la cual ahora se identifica como una nueva clase morfológica de fuentes de rayos gamma (ver capítulo 0.5). Igualmente, se ha encontrado evidencia de fotones ultra energéticos de 200 TeV de fuentes galácticas. Es por esto, entre otros resultados, que HAWC se posiciona como uno de los detectores más importantes de rayos gamma en el rango energético de TeV.

0.1.1. Resultados importantes.

A continuación se presentan algunos de los resultados importantes que ha reportado la colaboración HAWC en los últimos años.

En 2017[9], se presentó un análisis de la nebulosa del Cangrejo (también

identificado por su nombre en inglés, el Crab), la fuente de rayos gamma más brillante del cielo, utilizando 507 días de datos del observatorio. Este análisis sirvió para verificar la sensibilidad del observatorio. En 2019[10] se presentó un nuevo estudio de esta fuente con una mejoría en la sensibilidad a fotones con energías mayores a 100 TeV, siendo este trabajo la detección de mayor energía de cualquier fuente de rayos gamma en su momento.

En el año 2021[11] se realizó una búsqueda de emisión de rayos gamma en la región de cuatro microcuásares¹, previamente considerados posibles fuentes de rayos gamma. Se encontró que la luminosidad de rayos gamma es una fracción de la luminosidad de los jets relativistas, construyendo los modelos que sugieren un flujo observable de neutrinos de microcuásares masivos. Además, dada la nula detección de rayos gamma se concluye que la radiación de sincrotrón no es la que domina. En 2022 se reportó el espectro de energía de rayos cósmicos, principalmente de núcleos de Hidrógeno y Helio, en un rango energético de 6 TeV a 158 TeV[12] con alta precisión y estadística, utilizando cuatro años de datos. Este resultado confirmó detecciones previas de rayos cósmicos de los detectores ATIC-2, CREAM I-III y NUCLEON y mostró evidencia de un espectro de rayos cósmicos a energías entre 10 y 100 TeV. La forma del espectro se reportó como una ley de potencias cortada, con una característica tipo ‘rodilla’ en 24 TeV. Antes de este corte, el flujo se ajustó con un índice espectral de $\gamma = 2.41 \pm 0.02$ y después del corte, se ajustó con un índice espectral de $\gamma = 2.38 \pm 0.02$. Además, reportaron la reconstrucción de una distribución espectral de energía de la radiogalaxia M87 la cual es distinta al *flare* detectado en 2005[13]. También, se reportó recientemente observaciones de ultra altas energías de la fuente MGRO J1908+06, asociada al pulsar J1907+0602[14]. La emisión de este objeto se extiende más allá de los 200 TeV, teorizado por una componente leptónica y una posible aportación de emisión hadrónica. Como una de las fuentes más energéticas de rayos gamma, se discutió también la posibilidad de detección por campañas de búsquedas multi-mensajeras.

Además, el tercer catálogo de HAWC presenta un estudio del cielo del hemisferio norte a energías de TeV con 1523 días de toma de dato. Consiste de 65 fuentes, incluyendo dos blazares. Se encontró además 56 potenciales asociaciones a pulsares del plano galáctico. Este catálogo presenta diversas fuentes de importancia para estudios de multifrecuencia y de multimensajeros[15].

Un último resultado importante a destacar es la observación de las regiones

¹Los microcuásares son binarias de rayos X que emiten en radio y que presentan un jet astrofísico relativístico.

extendidas de emisión de rayos gamma de TeV alrededor de los pulsares de Geminga y Monogem[16] previamente mencionada. Reportadas a partir de una búsqueda de fuentes extensas, sus flujos de rayos gamma se ajustan a un modelo difusivo y presentan una mayor extensión a la esperada dada el modelo de nebulosas de viento de pulsar (el cual se describe en este texto la sección 0.4)[17]. Fue a partir de estas observaciones que se propuso en 2017 una nueva clase morfológica de fuente extensa de rayos gamma, los Halos de TeV, los cuales son parte del objetivo de esta tesis y que se describen en el capítulo 0.5.

0.2. LHAASO.



Figura 3: El observatorio LHAASO. Créditos de imagen: IHEP

El observatorio LHAASO[18] (por sus siglas en inglés, *Large High Altitude Air Shower Observatory*, o gran observatorio de cascadas de aire de gran altitud) inició sus operaciones en 2019 y se encuentra ubicado en la montaña de Haizi en Sichuan, China a 4400 metros por arriba del nivel mar. Consiste de un arreglo de diferentes detectores:

1. KM2A: un detector extenso de cascadas de aire, que consiste de 5195 centelleadores y 1188 detectores de muones (tanques de agua enterrados) y se extiende a lo largo de un área de 1.3 km^2 .
2. WCDA: un arreglo de detectores de Cherenkov de agua, que abarca un área de $78,000 \text{ m}^2$.

3. WFCTA: un arreglo de campo amplio que consiste en 18 telescopios que detectan la fluorescencia de la radiación de Cherenkov en el aire.

Tiene un ciclo de trabajo idóneo del 100% y permite observar 1/7 del cielo. Junto con HAWC, son detectores de rayos gamma de última generación que reportan los fotones más energéticos de hasta PeV. Este observatorio trabaja en un rango energético de rayos gamma entre 100 GeV y 1 PeV (en la figura 4 se presenta la curva de sensibilidad diferencial de LHAASO). El detector WCDA es más sensible a eventos producto de fotones de ~ 2 TeV mientras que KM2A es más sensible a energías por arriba de 10 TeV (fig. 4)[19]. Al igual que HAWC, ha reportado fuentes nuevas de rayos gamma, entre ellas el Halo de TeV LHAASO J0621+3755[20]. Se espera que los resultados que reporte LHAASO sean de gran relevancia al estudio de las fuentes más energéticas.

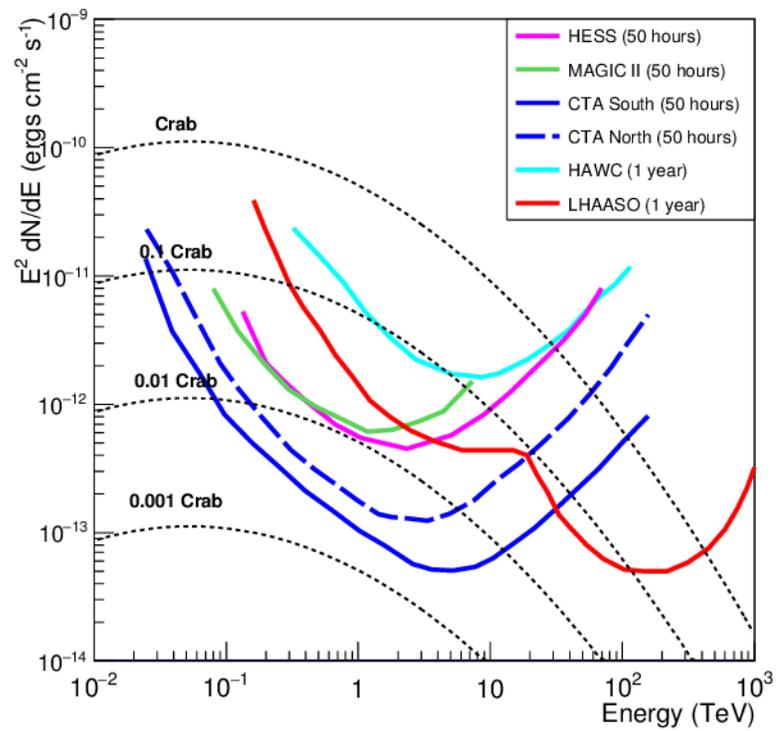


Figura 4: Sensibilidad diferencial de LHAASO a fuentes puntuales tipo CRAB comparada con la sensibilidad de otros observatorios de rayos gamma. La doble estructura se debe al considerar los detectores WCDA y KM2A[19].

Pulsares.

En 1967, Jocelynn Bell durante su trabajo de doctorado detectó por primera vez objetos astronómicos que emitían de manera “pulsada” en radio[21], por la cual se les denominó pulsares. Este tipo de emisión es producida por una estrella de neutrones altamente magnetizada que gira a grandes velocidades. Estos objetos suelen tener masas desde $1.4 M_{\odot}$ hasta masas más grandes de $2 M_{\odot}$, siendo la más masiva del orden de $2.35 M_{\odot}$ [22]. Así mismo, presentan tamaños del orden de 10^6 cm de radio, R_s . Hasta ahora, más de 3000 pulsares han sido observados[23].

Estos objetos son remanentes estelares de explosiones muy energéticas de supernova al final de la vida de una estrella masiva (con masas de entre $8M_{\odot}$ y $30M_{\odot}$ o $40M_{\odot}$)². Aunque se les llama “estrellas” de neutrones, no quemar combustible nuclear y no hay presión térmica que se oponga al colapso gravitacional. Es la presión de un gas degenerado de neutrones la que equilibra la fuerza de gravedad. Son altamente densas y además giran rápidamente. La velocidad de giro se determina al momento de la explosión, donde se expulsan las capas externas de la estrella progenitora y, para conservar el momento angular, la remanente gira a altas velocidades. Además, durante el colapso de la estrella masiva se conserva el flujo magnético que con la disminución de tamaño de la estrella da lugar a un campo magnético fuerte del orden de 10^{12} Gauss[24].

La emisión de radio se debe a que los pulsares transfieren su energía rotacional a partículas cargadas (electrones y positrones) que son arrancadas de la superficie de la estrella por su fuerte campo magnético, y movidas a lo largo de las líneas de campo, lo que produce radiación colimada en los polos magnéticos de la estrella. Al estar el eje del campo magnético desalineado respecto al eje de rotación, estos “chorros” de radiación³ barrerán un cono alrededor del eje de rotación; la emisión

²Arriba de $50 M_{\odot}$ la remanente estelar es probablemente un agujero negro, mientras que arriba de $60 M_{\odot}$ la estrella explota en supernova de “pair-instability” y no queda ninguna remanente.

³Estos chorros no se deben confundir con otros chorros astronómicos, pues son diferentes a los chorros astronómicos observados en objetos como lo son los objetos Herbi-Haro. Estos objetos

pulsada que se observa de estos objetos no son verdaderas pulsaciones, sino detecciones de este chorro de radiación que barre momentáneamente en dirección a la Tierra. El periodo del ‘pulso’ detectado es el mismo que el del giro de la estrella de neutrones. Se estima que entre el 80% y el 90% de la población es invisible pues su jet de emisión no barre nunca en dirección a la Tierra. El cómo detectar estos pulsares radio callados sigue siendo una pregunta abierta para el estudio de los mismos.

Mientras el pulsar gira, se genera una magnetósfera con una densidad de carga, y partículas aceleradas que generan una corriente eléctrica. Debido a la rotación de la estrella, se genera un viento energético de partículas que da lugar a las nebulosas de viento de pulsar (*Pulsar Wind Nebulae* en inglés).

Las características de estos pulsares y sus nebulosas de viento de pulsar se describen a continuación.

0.3. Característica de pulsares.

Origen estelar de los pulsares.

Las remanentes de supernova tipo II (**SNR** para el resto del texto) se producen en la explosión de supernovas al final de la vida de estrellas masivas. Estas remanentes se diferencian de las tipo I por la presencia de líneas de hidrógeno en su espectro, así como por la presencia de un objeto central remanente: una estrella de neutrones[24].

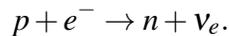
De acuerdo al modelo evolutivo de la remanente de la explosión, estas estrellas eyectan una fracción representativa de su masa ($1 - 5 M_{\odot}$) que se expande con el choque; este material caliente, con energías típicas de 10^{49-50} ergs[25], se expande libremente con una velocidad determinada al momento de la explosión y va barriendo el material circundante.

Las estrellas de neutrones que se originan en la explosión se desplazan a velocidades mayores a las de su estrella progenitora por hasta un orden de magnitud[26], con valores promedio de entre 450 – 500 km/s, algunas alcanzan velocidades de miles de kilómetros por segundo[27]. A esta velocidad se le llama ‘velocidad de patada’, y es producto de la explosión asimétrica de la supernova. Esta hipótesis de explosión asimétrica es fuertemente respaldada por las observaciones[28]. Debido a este movimiento, la estrella de neutrones escapa

HH son nebulosas de emisión que se producen debido a chorros dipolares de una estrella joven pre-secuencia principal chocan el material circundante.

eventualmente de su SNR envolvente y viaja a través del medio interestelar. Las estrellas ‘normales’ las entendemos como las que producen radiación térmica por la quema de combustible nuclear. El interior de estas estrellas consiste de un plasma de núcleos y electrones libres. Cuando la combustión nuclear de hidrógeno de las estrellas en su etapa de secuencia principal se apaga por falta de combustible y la estrella empieza a perder sus capas externas, la densidad del núcleo aumenta al contraerse; la temperatura no varía mucho y, en consecuencia, los electrones se degeneran. Las estrellas de masas intermedias/bajas evolucionan de esta manera hasta convertirse en una estrella conformada por un gas degenerado electrónico y se le llama *enana blanca*. Las estrellas de neutrones son las remanentes de la explosión de una estrella masiva progenitora. Cuando la masa de la progenitora es lo suficientemente grande (mayor a $8M_{\odot}$), las reacciones nucleares proceden de la fusión de hidrógeno a helio, de helio a carbono y oxígeno y finalmente a producción de hierro. Este núcleo de hierro es degenerado⁴ similar a una enana blanca y cuando su masa llega a la masa de Chandrasekhar, colapsa. El resultado de este colapso es la formación de una proto-estrella de neutrones constituido por un 46 % de protones y 54 % de neutrones.

En estas condiciones los protones pueden convertirse en neutrones por el proceso de captura electrónica,



Después de unos 30 segundos, el resultado final es una estrella de neutrones constituida por un 10-20 % de protones y 90-80 % de neutrones.

La presión de esta materia viene de la presión de degeneración de neutrones y protones y la fuerza de repulsión debido a la interacción nuclear, lo que equilibra la fuerza de gravedad que intenta comprimir a la estrella.

Masa y Radio.

Los modelos de estrellas de neutrones típicamente predicen una masa máxima de $2 M_{\odot}$ hasta $3 M_{\odot}$ [29, 30]. Las observaciones son consistentes con la masa asumida como típica de $1.4 M_{\odot}$ ⁵. Algunos pulsares más viejos presentan masas mayores al haber nacido en un sistema binario y acretar materia de

⁴Los gases degenerados se conforman de fermiones comprimidos al volumen más pequeño posible considerando el principio de exclusión de Pauli. Es por esto que se tiene una presión de degeneración, que detiene la compresión de la materia ya que dos partículas no pueden ocupar el mismo estado cálculo. Esta presión no es dependiente de la temperatura.

⁵La estrella de neutrones más masiva observada es el pulsar viuda negra J0952-0607, con una masa de $1.35 M_{\odot}$ [22].

su acompañante cuando esta última aumenta su radio al iniciar su etapa de gigante[31]. Debido a efectos observacionales, es complicado inferir una medida precisa del tamaño de la estrella, pero se pueden obtener cotas inferiores y superiores al valor del radio estelar.

La velocidad del sonido en la estrella de neutrones debe ser menor a la velocidad de la luz en la estrella de neutrones. La ecuación de estado transiciona suavemente de densidad baja a alta y se estima un valor inferior del radio con la expresión,

$$R_{min} = \frac{3GM}{c^2} = 6.2\text{km} \left(\frac{M}{1.4M_{\odot}} \right). \quad (1)$$

Además, suponiendo que en la estrella de neutrones la fuerza centrífuga se equilibra con la fuerza gravitacional, para evitar que se destruya, se obtiene un límite superior del radio con la expresión,

$$R_{max} \simeq \left(\frac{GMP^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} = 16.8 \text{ km} \left(\frac{M}{1.4M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{P}{\text{ms}} \right)^{2/3}. \quad (2)$$

Donde M es la masa del pulsar, G es la constante de gravitación universal y P es el periodo de rotación del pulsar en ms.

Evolución del spín.

Los pulsares con el tiempo tienden a girar más lento al ceder su energía de giro a las partículas de los vientos, por lo que la derivada temporal del periodo \dot{P} es positiva. Esta \dot{P} se relaciona con \dot{E} , que se define como la tasa de perdida de energía rotacional y se le conoce como *spin-down luminosity*, nombrado en este trabajo también como potencia spin-down. Matemáticamente se define como,

$$\dot{E} \equiv \frac{dE_{rot}}{dt} = -\frac{d(I\Omega^2/2)}{dt} = -I\Omega\dot{\Omega} = 4\pi^2 I \dot{P} P^{-3}, \quad (3)$$

donde la frecuencia angular rotacional se define como $\Omega = 2\pi/P$, P es el periodo de giro, I es el momento de inercia $I = kMR^2$, con $k = 0.30 - 0.45$ para un rango de masa/radio estelar $M/R = 0.10 - 0.20 M_{\odot} \text{ km}^{-1}$ y \dot{E} es la potencia spin-down. Sin embargo, se puede considerar un momento canónico de inercia de $I = 10^{45} \text{ g cm}^2$ para una esfera de las masas y radios mencionados. Una fracción de la potencia spin-down es cedida en la emisión de radio y, como se verá en el capítulos de Halos (capítulo 0.5), parte de esta energía es cedida también en emisión de rayos

gamma del orden de TeV.

Para el momento canónico de inercia la potencia spin-down es,

$$\dot{E} \simeq 3.95 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right) \left(\frac{P}{s} \right)^{-3}. \quad (4)$$

El índice de frenado.

Los pulsares se modelan con campos magnéticos dipolares muy fuertes. De acuerdo a las leyes de la electrodinámica clásica, un dipolo magnético rotante de momento angular $|\mathbf{m}|$ radía una onda electromagnética cuya frecuencia depende de la frecuencia de giro.

La potencia de radiación es,

$$\dot{E}_{dipole} = \frac{2}{3c^2} |\mathbf{m}|^2 \Omega^4 \sin^2 \alpha, \quad (5)$$

donde se define α como el ángulo entre los ejes de rotación y del campo magnético del pulsar. Al igualar las expresiones 3 y 5 se obtiene una expresión para la evolución temporal de la frecuencia de rotación,

$$\dot{\Omega} = - \left(\frac{2|\mathbf{m}|^2 \sin^2 \alpha}{3Ic^3} \right) \Omega^3. \quad (6)$$

Esta expresión se generaliza para que quede en términos de la frecuencia rotacional $\nu = 1/P$ para otras configuraciones de campo,

$$\dot{\nu} = -K\nu^n, \quad (7)$$

donde K es una constante y n es el *índice de frenado*. Para el caso de un dipolo perfecto, se considera siempre $n = 3$. Este es un aproximado aceptable para la mayoría de los pulsares.

Estimado de la edad y el periodo inicial.

La expresión 7 puede ser expresada también en términos del periodo de giro P ,

$$\dot{P} = KP^{2-n}. \quad (8)$$

La expresión 8 es una ecuación diferencial sencilla, que se puede resolver por separación de variables, con límites de integración $t_1 = 0$, $t_2 = t_{edad}$, la edad del

pulsar, y $P_1 = P_0$ y $P_2 = P$, donde P_0 es el periodo del giro inicial con el que nace el pulsar y P es el periodo de giro en el presente, con lo cual se obtiene una expresión para t_{edad} :

$$t_{edad} = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left(1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right). \quad (9)$$

Esta expresión es útil, sin embargo todavía se desconoce el periodo inicial. Se puede suponer que el periodo inicial es despreciablemente corto en comparación al periodo actual ($P_0 \ll P$). Además, si se considera el índice de frenado canónico $n = 3$, se obtiene la llamada *edad característica*,

$$\tau_c \equiv \frac{P}{2\dot{P}} \simeq 15.8 \text{ Myr} \left(\frac{P}{s} \right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Sin embargo, esta edad obtenida de la expresión 9 no es una medida precisa de la edad del pulsar e inclusive, en algunos casos, presenta una variación de hasta un orden de magnitud de la edad real.

Combinando las expresiones 9 y 10 se obtiene una expresión para el periodo inicial,

$$P_0 = P \left[1 - \frac{(n-1) T}{2 \tau_c} \right]^{1/(n-1)}, \quad (11)$$

donde se renombra la edad del pulsar como T .

El periodo inicial se puede estimar si se conoce la edad verdadera (y no la característica), por ejemplo, por asociación a la SNR de la progenitora.

La fuerza del campo magnético.

El momento magnético se relaciona con la fuerza del campo magnético como $B \approx |\mathbf{m}|/r^3$. Con esta relación y la ecuación 6, se obtiene una expresión para el valor en la superficie del campo magnético,

$$B_S \equiv B(r = R) = \sqrt{\frac{3c^3}{8\pi^2 R^6 \sin^2 \alpha} P \dot{P}}. \quad (12)$$

De manera similar a la expresión encontrada para la edad característica (10), se puede obtener de 12 una expresión que depende sólo del periodo P y su derivada \dot{P} , llamada *campo magnético característico*. Para este, se toman los valores canónicos de una estrella de neutrones ya mencionados de momento de

inercia $I = 10^{45} \text{ g cm}^2$, un radio de $R = 10 \text{ km}$, así como un ángulo de separación de los ejes $\alpha = 90 \text{ deg}$,

$$B_S = 3.2 \times 10^{19} \sqrt{P\dot{P}} \simeq 10^{12} \text{ G} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right)^{1/2} \left(\frac{P}{s} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Estos valores en realidad son un estimado muy optimista, pues usualmente el valor de α es desconocido y las medidas del radio y el momento de inercia suelen presentar incertidumbres considerables.

El diagrama $P - \dot{P}$.

El periodo y su derivada, otra medida de la pérdida de energía spin-down, son dos parámetros básicos de los pulsares y, como ya se vio, son importantes para definir otros parámetros físicos de los pulsares. Además, estos dos parámetros sirven para estudiar la evolución del spín de las estrellas de neutrones. Las expresiones 13 y 10 se pueden reescribir como dependencias,

$$B \propto \sqrt{P\dot{P}},$$

$$\tau \propto \frac{P}{\dot{P}}.$$

El diagrama $P - \dot{P}$ (figura 5) resume de manera gráfica las diferencias en el periodo y su derivada, así como su relación con el campo magnético de la superficie y la edad característica. La evolución de un pulsar se puede ilustrar en este diagrama. Al momento del nacimiento, un pulsar gira con periodo de giro corto, por lo que se encuentra en la región superior izquierda. En la figura se marcan dos regiones distintas: la región pintada con una cuadrícula representa todos los pulsares ‘Crab-like’, y la región pintada con líneas paralelas representa todos los pulsares ‘Vela-like’. Con el tiempo, el periodo del giro crece; el pulsar se mueve hacia abajo en el diagrama, en un tiempo de aproximadamente $10^5 - 10^6$ años, a la región nombrada “isla de pulsares” hasta que cruza la línea de muerte de los pulsares a la región nombrada “cementerio de pulsares”, después de un tiempo desde su nacimiento del orden de $10^7 - 10^8$ años. Aquí los pulsares ya no son detectables. La región de la esquina inferior izquierda está poblada por los conocidos pulsares de milisegundos, los cuales resurgen después de haber cruzado la línea de muerte al “reencenderse” cuando su periodo se reacelera. En la figura se pintan también líneas paralelas con inclinación negativa, que representan valores

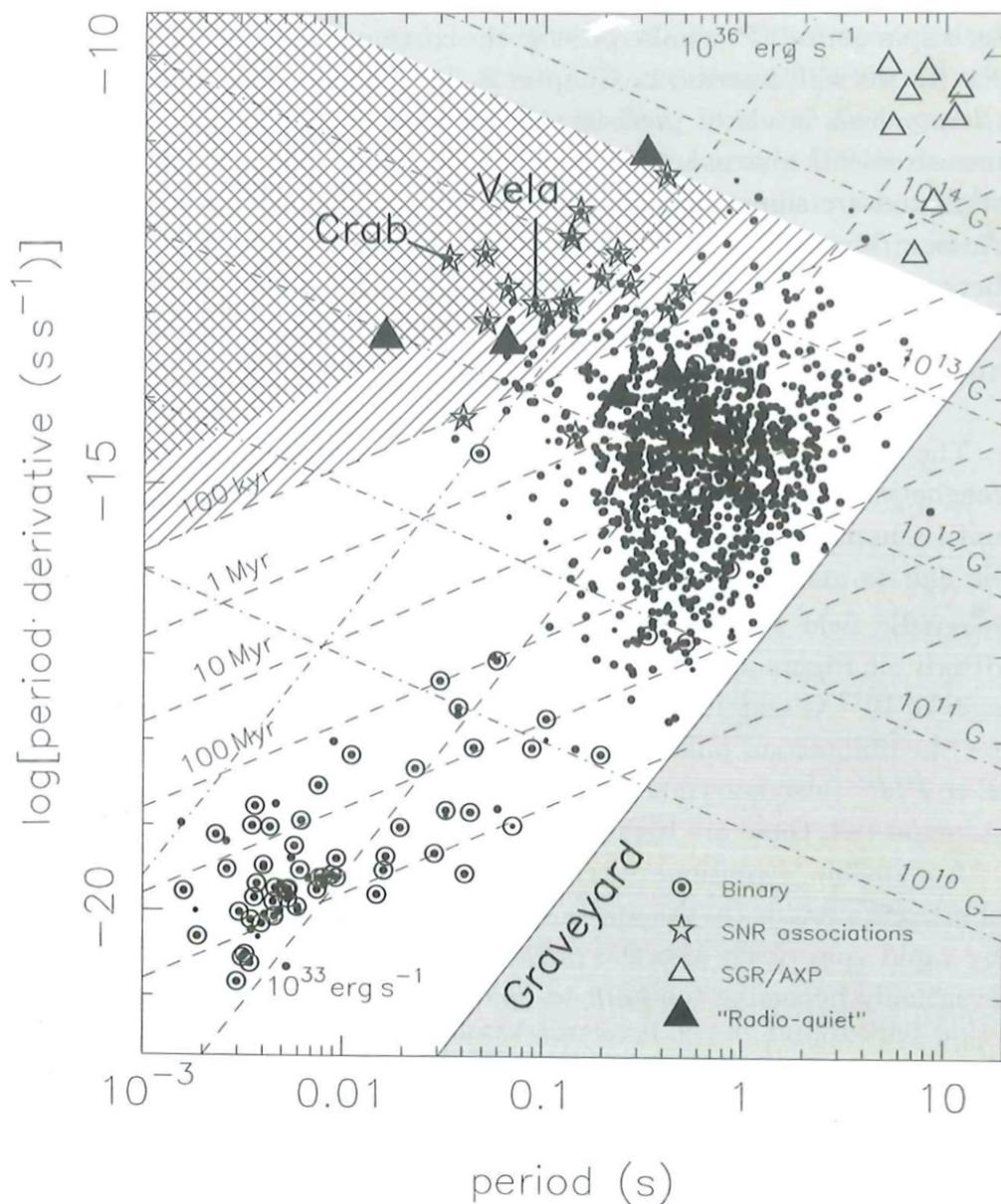


Figura 5: El diagrama $P - \dot{P}$ [31]. Las rectas rayadas con inclinación negativa representan diferentes valores de campo magnético. Las rectas de líneas con pendiente positiva representan diferentes edades. Las rectas de líneas y puntos con pendiente positiva representan diferentes valores de la potencia spin-down \dot{E} .

de campo magnético en la superficie que crece de abajo para arriba. También se pintan líneas de campo paralelas con inclinación positiva, que representan los valores de edad de los pulsares y crecen de arriba para abajo.

Los sistemas binarios y los pulsares de milisegundos.

Los sistemas como el Sol, de una estrella individual, no son los más comunes en el Universo; más de la mitad de los sistemas son de dos o más componentes estelares[32]. Son de este tipo de sistemas de donde surgen los pulsares de milisegundos que poblan la parte inferior izquierda del diagrama $P - \dot{P}$.

Tomando de base los sistemas binarios de estrellas en secuencia principal, la estrella más masiva de estos evoluciona a su etapa final primero. Si es lo suficientemente masiva, termina su vida como un pulsar y se mantendrá en un sistema binario con su acompañante poblando la isla de pulsares y evolucionando hacia la línea de muerte. Eventualmente, la acompañante termina su fase de secuencia principal y se convierte en una gigante roja de la cual, si la órbita lo favorece, la estrella de neutrones acretará material. El incremento de materia transfiere momento angular a la estrella de neutrones, lo cual acelera su giro y reduce la fuerza de su campo magnético. Estos pulsares, considerados *pulsares reciclados* al ser “reencendidos”, son más rápidos en comparación a los pulsares normales (que no han acretado materia).

Se identifican varios posibles escenarios finales para estos sistemas binarios. Primero, en el que la acompañante es una estrella masiva que también explota en una supernova, produciendo un pulsar y, en caso de que el sistema se mantenga unido gravitacionalmente, se tiene al final dos pulsares en una órbita muy excéntrica; uno de los pulsares es un pulsar normal (de los que poblan la isla de pulsares) y el otro será un pulsar reciclado o un agujero negro si acreta suficiente materia. Segundo, la acompañante es una estrella de masa intermedia o baja, por lo que no presenta colapso de su núcleo y la etapa de acreción de materia es más larga y el pulsar se acelera a periodos de giro de milisegundos. En caso de que la órbita de este sistema sea lo suficientemente pequeña, el pulsar puede acretar materia de la acompañante en su etapa de secuencia principal. A este tipo de pulsares se les identifica como *redback*, uno de los dos tipos de pulsares araña. El segundo tipo de pulsar tipo araña presentan también una órbita cercana con una acompañante enana café y se nombran *black widow*. En ambos casos, los vientos energéticos de pulsar pueden realizar una ablación de su acompañante o arrojan fuera del sistema el material que acretan. Estos pulsares araña se observan con una emisión en radio irregular, debido a que esta emisión se eclipsa por el material arrojado por los

vientos. Por último se tiene el escenario donde la acompañante y el pulsar original se separan si la acompañante que es masiva explota como supernova y esto podría desligarlas gravitacionalmente. Se han observado pulsares de milisegundos solitarios, los cuales podrían ser ejemplos de este último escenario[31] o el estado final de los sistemas con pulsares araña[33].

0.4. Nebulosas de viento de pulsar (PWN).

Como se mencionó antes, debido a la rotación de los pulsares y a su campo magnético, se producen vientos de electrones y positrones energéticos, que junto al campo magnético, están contenidos inicialmente por la eyección de la SNR. A la emisión de estos vientos se le conoce como la nebulosa de viento de pulsar (PWN por sus siglas en inglés, *Pulsar Wind Nebula*). La evolución de la PWN la define su interacción con la SNR, el pulsar central y las propiedades del medio interestelar[34].

El cilindro de luz.

Para entender el mecanismo que produce los vientos de pulsar se considera a este como una esfera magnetizada que rota, por lo que hay un campo eléctrico $(\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}) \times \boldsymbol{B}$, inducido por un campo magnético \boldsymbol{B} . Además, considerando a la esfera como un conductor perfecto, el campo inducido se equilibra con el campo eléctrico \boldsymbol{E} , producto de la distribución de carga en el pulsar. Entonces, dado un punto \boldsymbol{r} dentro de la esfera se obtiene,

$$\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}(\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}) \times \boldsymbol{B} = 0. \quad (14)$$

Se considera que en un principio el pulsar está rodeado de un vacío, pues la explosión de supernova barre la eyección de la estrella. En el vacío las cargas en la superficie de la esfera inducen un campo eléctrico externo al pulsar, y la norma de este vector expresado en coordenadas polares centradas en el pulsar es,

$$\Phi(r, \theta) = \frac{B_S \Omega R^5}{6cr^3} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (15)$$

donde B_S es el campo magnético superficial (ecuación 12) y r y θ son las coordenadas polares.

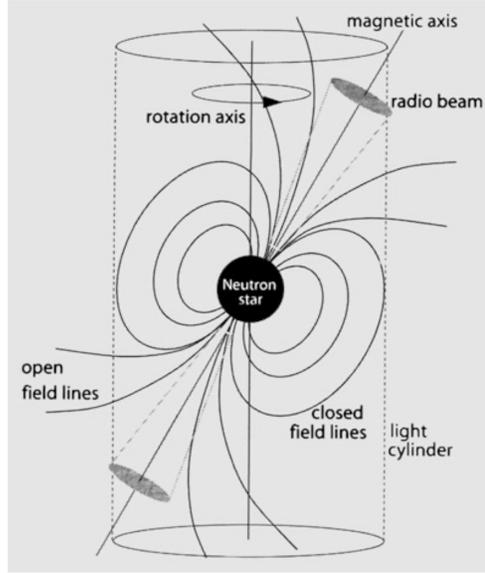


Figura 6: Diagrama de un pulsar. Se observa que el eje de campo magnético está desalineado con respecto al eje de rotación. Sólo las líneas de campo magnético abiertas cruzan más allá de la región del cilindro de luz[31].

El campo eléctrico correspondiente a esta expresión 15 en la superficie del pulsar de radio R es,

$$E_{\parallel} = \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}}{B} \Big|_{r=R} = -\frac{\Omega B_s R}{c} \cos^3 \theta, \quad (16)$$

donde B es la norma del campo magnético.

Este campo eléctrico genera una fuerza eléctrica sobre las partículas cargadas en la superficie. Esta fuerza ($F = qE_{\parallel}$) es de hasta 10 órdenes de magnitud más fuerte que la fuerza de gravedad usual en pulsares (tomando valores canónicos de estrellas de neutrones). Partículas cargadas de núcleos de hierro son arrancadas de la superficie por esta fuerza, en principio hacia el vacío. El vacío que rodea a la estrella no se mantiene por este mecanismo. Pasado un tiempo, la estrella se rodea de un plasma denso cuya distribución de carga está dada por,

$$\rho_e(r, \theta) = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{B_s \Omega R^3}{4\pi c r^3} (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (17)$$

Este plasma co-rota rígidamente con la estrella por acción del campo $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. La co-rotación rígida sólo se puede mantener hasta una distancia máxima, distancia

donde la velocidad del plasma es la velocidad de la luz; esta distancia define una superficie imaginaria conocida como *el cilindro de luz* (fig. 6),

$$R_{LC} = \frac{c}{\Omega} = \frac{cP}{2\pi} \simeq 4.77 \times 10^4 \text{ km} \left(\frac{P}{s} \right). \quad (18)$$

Las líneas de campo magnético que cruzan el cilindro de luz (distancia dada por la ec. 18) se mantendrán abiertas, y sólo habrá líneas cerradas dentro del cilindro.

Morfología.

Las PWN se distinguen de la SNR (y, como se verá más adelante, también de los TeV Halos) al estar formadas por el viento magnetizado *confinado* e inicialmente también de material eyectado y barrido por la SNR, que es el material circundante interestelar en etapas tardías de la progenitora. Las SNR son material eyectado, barrido y que se expande por acción de una onda de choque producida en la explosión de supernova.

Se puede definir una “magnetización” del viento de los pulsares, como la razón entre el flujo de Poynting y el flujo de energía de las partículas,

$$\sigma = \frac{B^2}{4\pi mn\gamma_0 c^2}, \quad (19)$$

donde n es la densidad numérica de partículas de masa m y γ_0 es el factor de Lorentz representativo del viento. Cuando el viento deja atrás la región de la magnetósfera, esta σ tiene un orden aproximado de 10^4 .

El viento de partículas está confinado por el material circundante. En un inicio, el viento se desarrolla confinado por la SNR y, eventualmente, rodeado por el medio interestelar. Producto de este confinamiento, se genera una burbuja magnética de partículas relativistas que se expande. El viento que sale de la magnetósfera del pulsar se mueve más rápido de lo que la nebulosa se expande, por lo que se genera un “choque de terminación” a la distancia donde la presión de pistón del viento está balanceada con la presión interna de la nebulosa a una distancia R_{TS} , dada por:

$$R_{TS} = \sqrt{\dot{E}/4\pi\omega c P_{PWN}}. \quad (20)$$

Para la expresión 20, ω es el factor de llenado ⁶ para un viento isotrópico y P_{PWN} es la presión total de la nebulosa.

El viento forma una estructura toroidal en el plano ecuatorial, cuyo radio interior corresponde al valor obtenido de la ecuación 18, y dos jets colimados a lo largo del eje de rotación. Además, la PWN se presenta elongada a lo largo del eje de rotación.

Emisión.

La emisión de la PWN se divide en dos tipos: aquella producto de las partículas relativistas y la emisión del material barrido por la burbuja magnética.

La emisión de las partículas relativistas se debe a la radiación de sincrotrón (de energías que van del radio a rayos X), o por dispersión de fotones de baja energía⁷ emisión de *Compton Inverso* (IC) (rayos gamma).

Las partículas se acumulan dentro de la nebulosa por lo que el flujo de emisión IC aumenta con el paso del tiempo. Para entender el flujo de emisión sincrotrón en función del tiempo se tiene que considerar el choque de reversa, o *reverse shock*, de la SNR. La SNR se expande rápidamente en el medio circundante, pero no se puede expandir con la misma velocidad indefinidamente. La expansión se ralentiza y se genera una onda de choque que se mueve en dirección opuesta a la explosión. Este *reverse shock* se genera porque la masa que barre la explosión iguala a la de eyección de la SNR e inicia la fase de expansión adiabática[25]. El flujo de emisión sincrotrón de la nebulosa decrece en un principio por el decremento de la intensidad del campo magnético dada la expansión adiabática de esta antes de la interacción SNR-PWN. Sin embargo, al momento que el *reverse shock* de la SNR interactúa con la nebulosa, la comprime y la fuerza del campo magnético aumenta drásticamente provocando pérdidas rápidas de energía por sincrotrón. Eventualmente la nebulosa vuelve a expandirse y la emisión IC aumenta relativa a la emisión sincrotrón. Este comportamiento se ilustra en la figura 7, donde se presenta simulación de la emisión de una nebulosa a tres edades distintas. La curva del lado izquierdo es la emisión de sincrotrón, y la curva del lado derecho es la emisión de IC. La energía típica de los fotones de radiación por sincrotrón se puede escribir en términos de la energía parametrizada de electrones

⁶El factor de llenado se define como la relación entre el valor promedio de la densidad electrónica de la región y la densidad electrónica de un volumen local, $\omega = \langle n_e \rangle / n_e$, en este caso el medio circundante.

⁷Los fotones blanco son del fondo de microondas cósmico, del campo de radiación estelar y de la emisión del polvo del medio interestelar

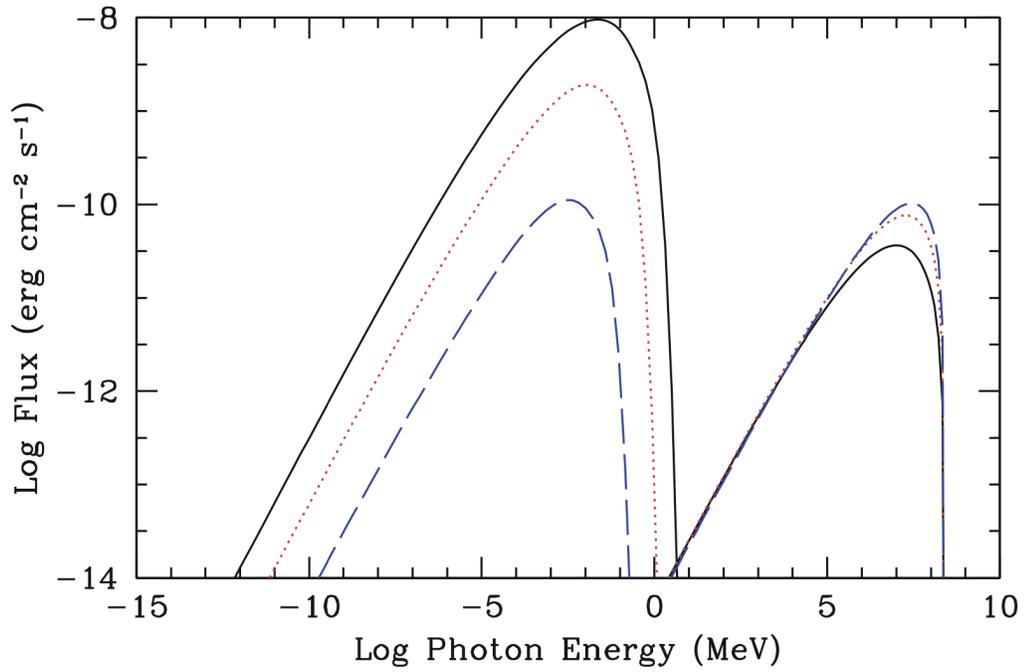


Figura 7: El espectro combinado de la emisión de sincrotrón (curva izquierda) y el IC (curva derecha), simulado para diferentes edades, 1000 (línea sólida), 2000 (línea punteada) y 5000 (línea rayada) años. Se consideran los parámetros $E_{51} = 1$, $M_{ej} = 8M_{\odot}$ y $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$, con una edad característica del pulsar $\tau_0 = 500$ años. Finalmente, se asume que el 99.9% de la energía del viento está en electrones y positrones con un espectro de inyección con valor de $\gamma = 1.6$ [34].

$$E_{e,100} = \frac{E_e}{100 \text{ TeV}}$$

$$E_\gamma^s \approx 2.2 E_{e,100}^2 B_{10} \text{ keV}, \quad (21)$$

donde B_{10} es el campo magnético parametrizado en unidades de $10\mu\text{G}$. El tiempo de vida de sincrotrón, es decir el tiempo que las partículas tardan en enfriarse hasta dejar de producir radiación, está dada por,

$$\tau_{syn} \approx 820 E_{e,100}^{-1} B_{10}^{-2} \text{ yr}. \quad (22)$$

De las ecuaciones 21 y 22, se obtiene el corte en el espectro de fotones

$$E_{\gamma,br} \approx 1.4 B_{10}^{-3} t_{kyr}^{-2} \text{ keV}, \quad (23)$$

para los electrones inyectados a lo largo del tiempo de vida en kyr. A energías mayores a esta energía de corte, el espectro se suaviza.

La energía de la emisión de los rayos gamma que se producen por dispersión de IC de los fotones del fondo de microondas cósmico (CMB) está dada por,

$$E_\gamma^{IC} \simeq 0.32 E_{e,10}^2 \text{ TeV}, \quad (24)$$

donde la energía $E_{e,10}$ es la energía del electrón parametrizada en términos de 10 TeV. A diferencia de la ecuación 21, la ecuación 24 sólo depende de la energía de las partículas, no del campo magnético.

Se considera también la emisión de la materia que rodea a la nebulosa que al expandirse, la calienta. En un principio, la nebulosa choca con el material eyectado por la supernova y, eventualmente “escapa” de la SNR y, en ese caso, el material chocado es el medio interestelar (ISM).

En resumen, la emisión que se produce es tanto radiación del gas chocado como emisión continua del polvo condensado de la eyección al inicio de la expansión de la SNR. Las líneas de emisión que se observan del polvo pueden ir desde las bandas del óptico e infrarrojo para choques lentos y para choques rápidos se observan en la banda de rayos X e incluso rayos gamma. Estas líneas se utilizan para analizar la composición del medio circundante y la velocidad de la expansión así como la composición de la eyección de supernova en etapas iniciales, mientras el pulsar y su nebulosa están contenidos dentro de la SNR. La emisión del polvo es similar a un cuerpo negro cuyas propiedades dependen de la temperatura, distribución del tamaño de grano y composición del polvo.

Evolución.

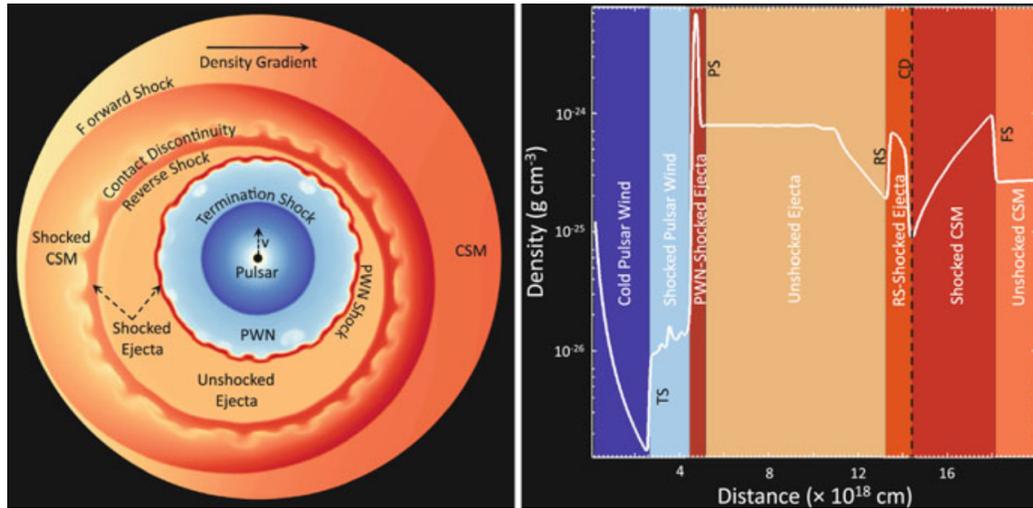


Figura 8: *Izquierda:* simulación hidrodinámica de una PWN que se expande en el interior de una SNR, que evoluciona en un medio circundante que presenta un gradiente de densidad que aumenta hacia la derecha, con el pulsar central moviéndose hacia arriba en la hoja. *Derecha:* se muestra el perfil de densidad visto como un corte radial del sistema compuesto de SNR-PWN. Cada color representa una región distinta físicamente como se identifican en la imagen del sistema compuesto[34].

Recordando, la PWN está contenida inicialmente por la materia eyectada por la SNR. La eyección de la supernova se expande libremente en un inicio, con velocidades en el rango de $10^{3-4} \text{ km s}^{-1}$ [25]. Generalmente esta velocidad es un orden de magnitud mayor a la velocidad inicial del pulsar, por lo que en la primera etapa de la nebulosa el pulsar se encuentra aún cerca de su lugar de nacimiento centrado en la SNR. Sin embargo, con el tiempo se traslada de este lugar por la velocidad de patada.

La figura 8 presenta un sistema de tipo temprano, cuando el RS de la SNR no ha interactuado aún con la nebulosa. Se observa que no es un sistema simétrico, tanto por la velocidad del pulsar como por la presencia de un gradiente de densidad que favorece la expansión de la SNR en la región de densidad baja. La expansión de la nebulosa calienta la eyección más interna que suele ser más lenta que la externa. La zona de interacción entre la eyección y la nebulosa es susceptible a

la producción de inestabilidades de tipo Rayleigh-Taylor (R-T)⁸, por lo que se pueden observar estructuras filamentosales compuestas de gas y polvo que emiten en las bandas del óptico e infrarrojo.

De esta misma figura se observa una región externa de eyección chocada, una zona discontinua de contacto y material circundante chocado, los cuales corresponden a la SNR. Típicamente, las condiciones del medio circundante permiten la formación de una cáscara distintiva de SNR, pues la densidad y la energía de explosión son los suficientemente altos⁹.

Si no hubiese una nebulosa central, el RS llegaría al centro de la SNR en un tiempo dado por,

$$t_c \approx 7 \left(\frac{M_{ej}}{10M_\odot} \right)^{5/6} E_{51}^{-1/2} n_0^{-1/3} \text{ kyr}, \quad (25)$$

donde M_{ej} es la masa eyectada en la explosión de supernova, E_{51} se define como $E_{SN}/10^{51}$ erg (siendo E_{SN} la energía de la explosión de supernova) y n_0 es la densidad numérica del gas circundante. Sin embargo, antes de este tiempo el RS llega a la nebulosa.

Para la evolución espacial de la SNR, se considera la solución Sedov-Taylor para su radio,

$$R_{SNR} \approx 6.2 \times 10^4 \left(\frac{E_{SN}}{n_0} \right)^{1/5} t^{2/5}. \quad (26)$$

Antes de que la PWN interactúe con el RS, su evolución espacial está dada por la expresión

$$R_{PWN} \approx 1.5 \dot{E}_0^{1/5} E_{SN}^{3/10} M_{ej}^{-1/2} t^{6/5}, \quad (27)$$

donde \dot{E}_0 es la potencia spin-down inicial del pulsar.

La potencia aportada por el pulsar a la nebulosas se define como,

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{1}{\tau_0} \right)^{-2}, \quad (28)$$

⁸Las inestabilidades Rayleigh-Taylor son inestabilidades en la interfase entre dos fluidos de densidad distinta[35]

⁹En algunos casos particulares, si la progenitora es de baja masa y/o la densidad del medio circundante es baja (por ejemplo, por acción de vientos estelares de la gigante que generó la explosión de supernova), la SNR no se observa radiando brillantemente alrededor de la nebulosa joven. Sin embargo, se puede observar estructuras poco brillantes que aparentan ser SNR o, alternativamente, radiación de polvo de supernova que se calienta por acción de estrellas energéticas que se encuentren en la vecindad, como es el caso de la emisión de infrarrojo que se observa como cascarón que rodea a la PWN asociada a G54.1+0.3 .

donde τ_0 es la escala de tiempo de spin-down inicial y se obtiene al sustituir en la ecuación 10 los valores de P y \dot{P} por los valores iniciales, P_0 y \dot{P}_0 ,

$$\tau_0 = \frac{P_0}{2\dot{P}_0}.$$

Se debe considerar que el material interestelar circundante suele presentar una distribución no uniforme debido a que los vientos estelares son fuertes y posiblemente asimétricos[34]. Es por esto que también se puede presentar un RS que se propaga de manera asimétrica.

En cualquier caso, el RS interactúa pasado un tiempo con la PWN. En el caso de un RS asimétrico, la interacción desplazará a la nebulosa en la dirección de menor densidad. Después de la interacción, el choque comprime la nebulosa y esta, a su vez aumenta la presión dentro de esta y se vuelve a expandir. La nebulosa reverbera por unos cientos de años, se generan estructuras filamentosas y dentro de la nebulosa se presenta tanto emisión térmica como no térmica [36].

Para los sistemas más evolucionados, entonces, la emisión que domina por encima de la emisión de rayos X y radio es la de rayos gamma. Es común encontrar en estos sistemas una nebulosa brillante en rayos gamma con emisión más tenue en rayos X. Como ya se mencionó, la velocidad del pulsar es del orden de 5×10^2 km/s por lo que este se mueve de manera supersónica¹⁰ cuando escapa de la remanente de supernova. En la figura 9 se muestra una simulación hidrodinámica de una nebulosa en esta etapa. El movimiento relativo del ISM con respecto a la nebulosa barre con esta, por lo que presenta un arco de choque. Se identifica en el choque de terminación de la nebulosa un frente en la dirección del movimiento del pulsar y una retaguardia en dirección opuesta al movimiento del pulsar. Dentro de la región de este choque hay viento libre. Se forma también una discontinuidad de contacto con el medio circundante chocado por la nebulosa. Este medio chocado está delimitado por un frente de choque, distinto al choque de terminación del viento de pulsar, y el cual genera una estructura parecida a un arco, en la dirección en la que se mueve el pulsar.

El choque que se forma por interacción con el ISM tiene una emisión que está dominada por líneas de Balmer en el óptico, en particular $H\alpha$. Además, el viento chocado emite en radio y rayos x, lo que permite estudiar la morfología de la nebulosa en estas etapas.

A las nebulosas que ya escaparon de la SNR se les clasifica como “*bow shock*”

¹⁰La velocidad del sonido del ISM en sus tres fases es de 1 (fría), 10 (tibia) y 100 (caliente) km/s.

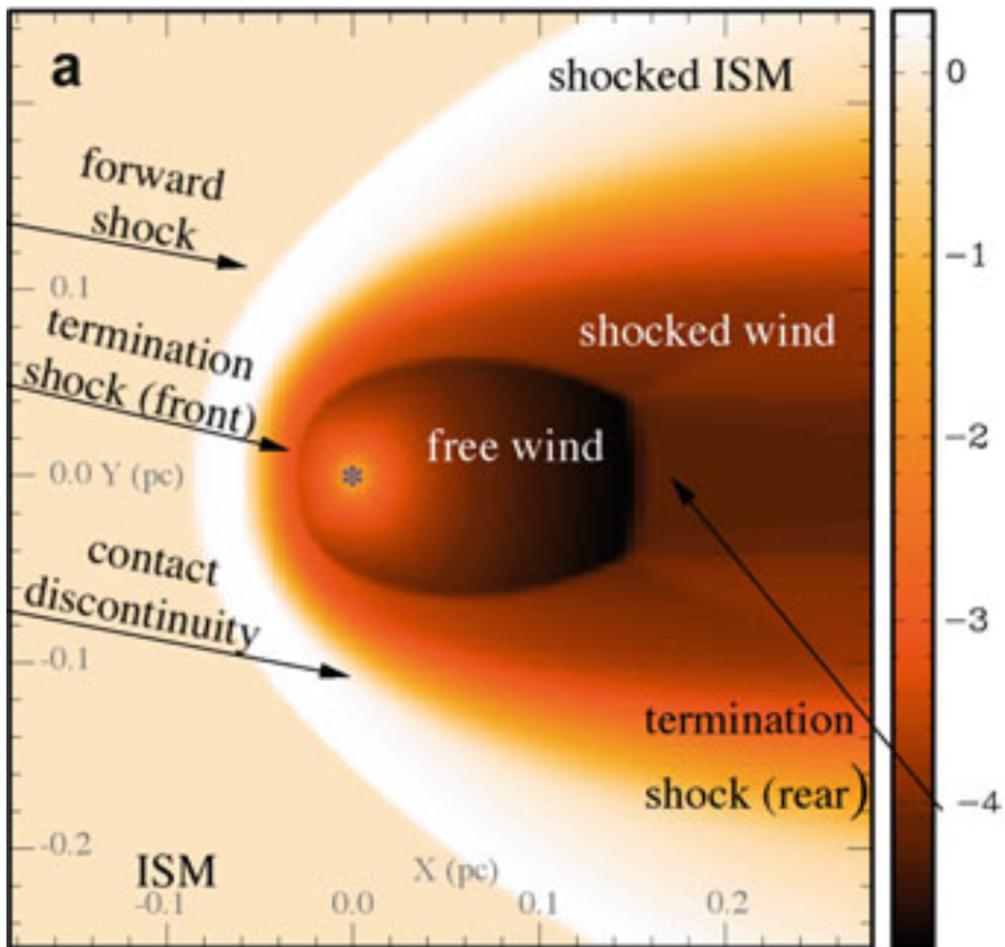


Figura 9: Simulación hidrodinámica de una nebulosa bow-shock[34]

pulsar wind nebula”, que se puede traducir como nebulosas de viento de pulsar de choque de arco.

0.5. El catálogo de pulsares.

Actualmente, la Instalación Nacional del Telescopio de Australia (ATNF), administrado por la Organización de Investigación Científica e Industrial del Commonwealth, mantiene y actualiza un catálogo de pulsares[37], que recopila a partir de más de 300 referencias, los pulsares reportados desde su descubrimiento en 1968[21].

El catálogo es accesible en línea y constantemente actualizado[38], de libre acceso y descargable en un formato ASCII. Se puede acceder a 67 parámetros distintos y permite definir parámetros personalizables. Hasta mediados de los noventa se nombraban a los pulsares por sus coordenadas en el sistema Besseliano de 1950. Sin embargo, a partir de 1993 se estableció una nueva convención de nombres a partir de sus coordenadas J2000, introducidas en ese año.

Las distancias reportadas del catálogo dependen de otros parámetros del mismo. Primero, si el pulsar asociado tiene un paralaje reportado, la distancia estimada de este se considera como la distancia de dicho pulsar. Si no hay paralaje reportado, pero hay un estimado de distancia por asociación a otro objeto (como un cúmulo globular o una remanente de supernova), este estimado se considera la distancia del pulsar. Si ninguno de estos dos estimados está disponible, pero se reportan límites de la incertidumbre de distancias y una distancia, ambos estimados por la medida de dispersión, se reporta una de las tres posibles distancias de la siguiente manera. Si el estimado de la medida de dispersión yace entre los dos límites, se reporta la distancia como la estimada por la medida de dispersión. Si el estimado de la medida por dispersión es mayor que el límite superior, se reporta el límite superior como la distancia. Si el estimado de la medida por dispersión es menor al límite inferior, se reporta este límite como la distancia. Si el único estimado reportado es el obtenido por la medida de dispersión, este es la distancia que se reporta. Por último, si ninguna de estas condiciones se cumple no se reporta ninguna distancia.

Al momento de la escritura de este texto el catálogo reporta 3320 pulsares[38].

Halos de TeV.

Otra manera de entender la región de la nebulosa de viento de pulsar (PWN, ver sec. 0.4) es como la región donde la influencia del pulsar en la dinámica de esta es dominante y la propagación de las partículas relativistas (electrones y positrones, pero nombrados sólo como ‘partículas’ a partir de este momento) es por advección magnética. Recientemente, se ha identificado una nueva clase de fuentes de rayos gamma: los **Halos de TeV**, nombrados así por su emisión en el rango energético de los TeraElectronvolts¹¹. Estas fuentes son regiones extensas donde se producen fotones energéticos por interacciones de Compton Inverso de partículas relativistas (aceleradas en el choque de terminación antes de escapar de la nebulosa) con fotones de baja energía. Esta región de emisión extensa a energías en el régimen de TeV ya no es dominada por acción directa del pulsar. En contraste con la PWN, las partículas se mueven por difusión en el medio circundante donde, además, la difusión parece estar suprimida respecto al resto del medio interestelar[16][17].

El primer Halo observado, el Halo de Geminga, fue identificado como una región de emisión extensa por Milagro en 2009 [41]. En el segundo catálogo de HAWC[42] se confirmó la emisión extendida alrededor del pulsar de Geminga y se reportó, además, una región de morfología similar alrededor de otro pulsar cercano, PSR B0656+14 (nombrado Monogem). Es a partir de estas observaciones que se propone una nueva fuente de rayos gamma, cuya luminosidad de rayos gamma está intrínsecamente relacionada con la potencia spin-down del pulsar, y cuyo tamaño depende de la edad del mismo[43].

¹¹Los Halos de TeV son también nombrados como Halos electrónicos[39] o Halos de Compton Inverso[40].

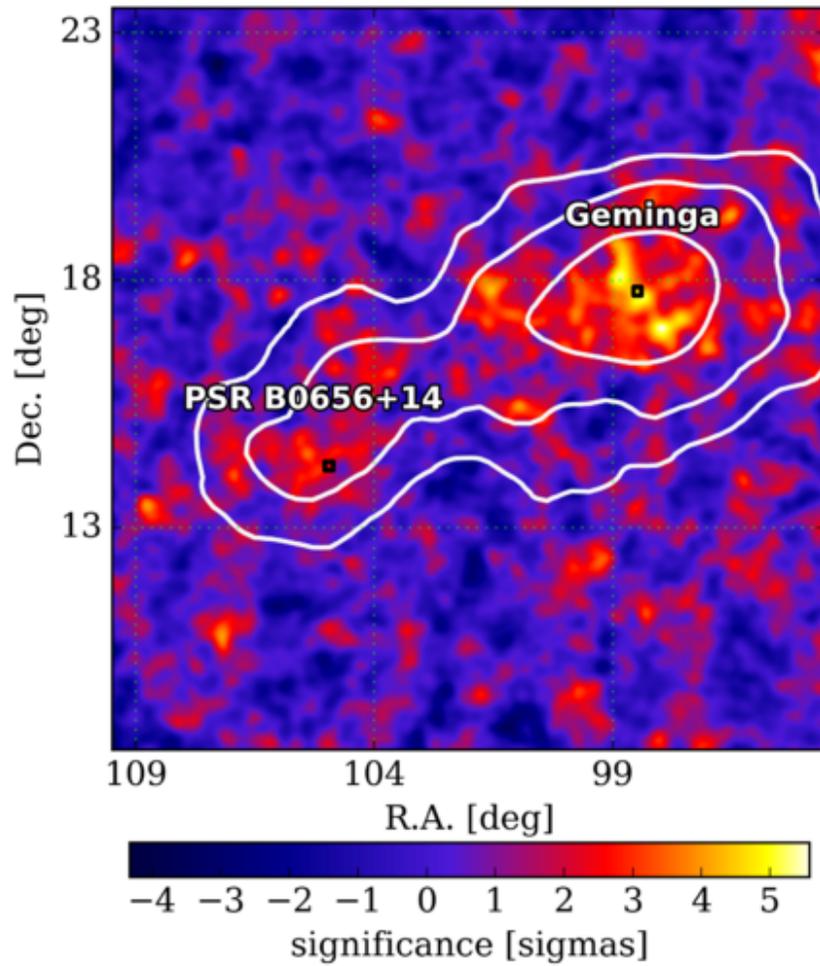


Figura 10: Los Halos de Geminga (derecha) y Monogem (izquierda) como se reportaron en 2017[16].

0.6. Características observacionales y el modelo de emisión.

De la manera más general[39] se puede definir un Halo de TeV como una región de emisión conformada por una sobredensidad, respecto al medio interestelar, de partículas relativistas alrededor de un acelerador cósmico de partículas que no domina las características dinámicas de la región.

Un Halo se puede formar teóricamente alrededor de cualquier fuente que funja como acelerador de partículas que escapen la región dominada por este en un tiempo menor al tiempo de enfriamiento de las partículas que radían. Sin embargo, para la única clase de fuente que se ha confirmado el escape de partículas que producen radiación a energías de TeV son las PWN, que acelera las partículas del pulsar a energías desde 10 TeV hasta el orden de PeV. Se considera que los Halos de TeV se presentan alrededor de las PWN (o pulsares) en las cuales las partículas relativistas contenidas dentro de la nebulosa escapan al medio circundante¹².

Si las partículas se difunden en un área de 10 pc durante 2×10^4 años (tiempo de vida aproximado para partículas con una energía de 10 TeV), el coeficiente de difusión debe ser $\leq 2.5 \times 10^{26} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ [43], el cual es menor al coeficiente del medio interestelar por dos órdenes de magnitud[44]. Esta propagación lenta, considerando un Halo con extensión de 10 pc, implica que la emisión es isotrópica, independiente de la dirección de la radiación del pulsar central[43]. Es por esto que los Halos de TeV representan una posible herramienta muy importante para la detección de pulsares “invisibles” o radio callados[43].

Una de las primeras características morfológicas observadas de estos Halos es su extensión radial, la cual es menor a la de la SNR, pero significativamente mayor a la de la PWN del pulsar central[43]. La extensión radial de una SNR de un pulsar de edad media, como Geminga, es típicamente $\gtrsim 50$ pc, mientras que los Halos de estos pulsares suelen tener una extensión de ~ 10 pc. Por otro lado, la extensión de la PWN (ecuación 27) es menor a 10 pc. Por ejemplo, la PWN de Geminga observada en rayos X tiene una extensión angular de ~ 2 arcmin y su Halo se extiende hasta $\sim 2^\circ$. Dado que los modelos de SNR y PWN no predicen una característica morfológica como la de los Halos, se concluye la presencia de un tercer objeto que emite rayos gamma en el régimen de TeV.

En principio se considera que la formación de Halos se puede dar en sistemas

¹²Para estas partículas que producen rayos gamma de TeV por interacción de Compton inverso, no queda claro si el escape es posible antes del tiempo de enfriamiento en la SNR, las cuales serían otra posible fuente de Halos de TeV.

jóvenes (< 100 kyr)[43] cuyas partículas se difunden en el medio contenido dentro de la SNR. Sin embargo, en este trabajo la definición se acota a partículas energéticas que escapan y se difunden en el *medio interestelar sin perturbar*[39], como se ilustra en la figura 11. En los sistemas jóvenes, los cuales confinan de manera eficiente las partículas de los vientos del pulsar, la emisión de rayos gamma muy energéticos de un Halo se confunde con la emisión de la PWN. Entonces, en pulsares jóvenes la emisión de un Halo no es sencilla de distinguir de la emisión de la PWN y la SNR, que también presentan emisión térmica y no térmica de origen leptónico. Además, se espera que los Halos sean una característica morfológica común asociada a pulsares de edad media. En la región de un Halo no se observa correlación con el gas de la región, por lo que se concluye que su emisión no es de origen hadrónico, sino leptónico[17].

Las dispersiones de Compton y Compton inverso (o *Inverse Compton*, IC) se producen por la transferencia de momento y energía entre un fotón y un electrón/positrón. En el caso de la dispersión de Compton[45], un fotón que interactúa con un electrón, cambia su dirección (dispersándose inelásticamente) y transfiere energía al electrón, por lo que el electrón aumenta su energía cinética. En cambio, si el electrón tiene suficiente energía cinética comparado con la energía del fotón (como es el caso de las partículas aceleradas por la PWN frente a los fotones poco energéticos de los campos de fondo de UV, óptico, infrarrojo y el fondo cósmico de microondas), puede transferir energía a este último a través del proceso conocido como dispersión de Compton inverso[46], produciendo fotones de altas energías. A continuación se presenta la descripción matemática de este proceso como se presenta en las referencias [3] y [46].

La sección eficaz diferencial de radiación no polarizada está descrita por la fórmula de Klein-Nishina. La sección eficaz se reduce en proporción a la energía del fotón resultante. La sección eficaz del proceso completo es,

$$\sigma_{IC} = \sigma_T \frac{3}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right], \quad (29)$$

donde la variable x se define como $x \equiv hv/m_e c^2$, donde m_e es la masa del electrón. Además, σ_T es la sección eficaz de Thompson que es dada por,

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2. \quad (30)$$

La dispersión se divide en dos regímenes. Para el régimen no relativista, el

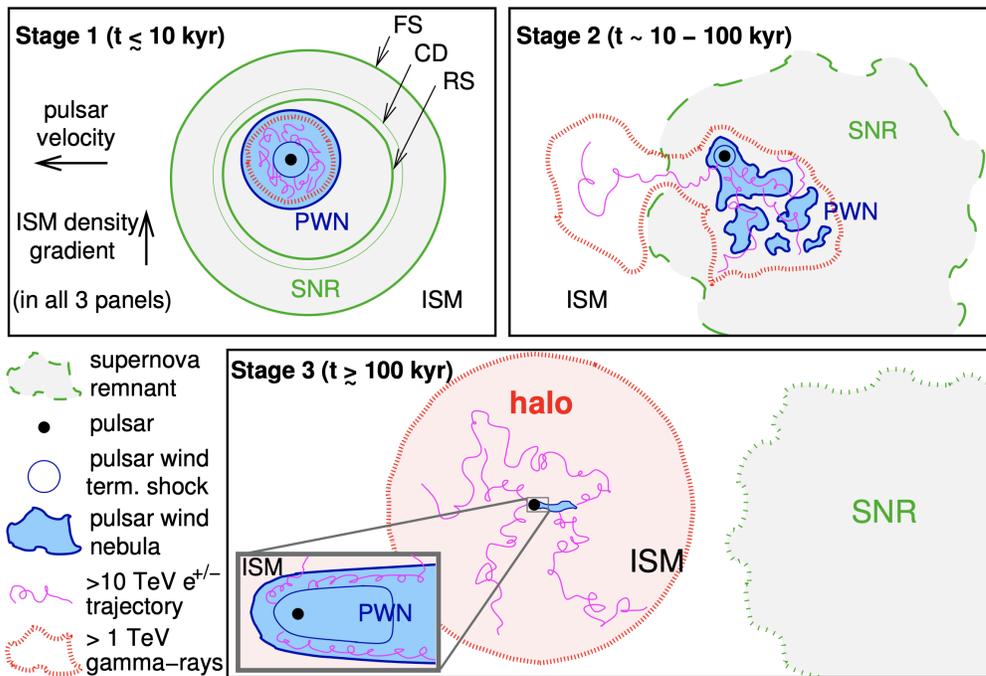


Figura 11: Diagrama que ilustra la emisión de TeV por las partículas energéticas de los vientos de pulsar en distintas etapas evolutivas de la PWN[39]. Se muestran las distintas componentes de estos sistemas en tres etapas distintas. Primero, la PWN que se encuentra dentro de la SNR, después como esta se desplaza hacia el exterior de la SNR y finalmente la PWN moviéndose por el medio interestelar, con un Halo ya formado que lo rodea.

régimen de Thompson $x \ll 1$, esta sección eficaz es,

$$\sigma_{\text{IC}} \approx \left(1 - 2x + \frac{26x^2}{5} + \dots \right). \quad (31)$$

Por otro lado, para el régimen relativista, $x \gg 1$, el régimen de Klein-Nishina, la sección efectiva es,

$$\sigma_{\text{IC}} = \frac{3}{8} \sigma_{\text{T}} x^{-1} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right). \quad (32)$$

La tasa de pérdidas energéticas por Compton inverso es,

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c U_{\text{rad}} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \gamma^2, \quad (33)$$

donde σ_{T} sigue siendo la sección eficaz de Thompson, c es la velocidad de la luz, U_{rad} es la densidad energética del campo de radiación, v es la velocidad del electrón y γ es el coeficiente de Lorentz del mismo. El tiempo de vida de las partículas en estas dispersiones está dada por:

$$\tau_{\text{IC}} = \frac{E_e}{-dE_e/dt}. \quad (34)$$

Este tiempo de vida es $\propto 1/E_e$ para el régimen de Thompson y $\propto E_e$ para el régimen de K-N.

En el caso de la dispersión Inversa de Compton, la mayor energía que puede tener un fotón dispersado se da cuando la partícula colisiona de frente, con el fotón moviéndose antiparalelamente a la dirección de su movimiento antes de la colisión. Esta energía es,

$$(\hbar\omega)_{\text{max}} = \hbar\omega\gamma^2 \left(1 + \frac{v}{c} \right)^2 \approx 4\gamma^2 \hbar\omega_0, \quad (35)$$

donde ω_0 es la frecuencia inicial del fotón. Además, el número total de fotones dispersados por electrones es $\sigma_{\text{T}} c U_{\text{rad}} / \hbar\omega_0$ por lo que la energía promedio de los fotones dispersados es,

$$\hbar\omega = \frac{4}{3} \gamma^2 \left(\frac{v}{c} \right)^2 \hbar\omega_0 \approx \frac{4}{3} \gamma^2 \hbar\omega_0. \quad (36)$$

El proceso de dispersión de Compton inverso es el responsable de la emisión de rayos gamma del Halo. Esto se concluye del estudio de la región de Geminga y

Monogem[16] que describió la morfología y el espectro de rayos gamma con un modelo de partículas que se difunden en el medio interestelar. Un análisis similar de otros Halos reportados[20][47] señalan también a un modelo difusivo.

En el modelo difusivo se consideran pares energéticos (positrones y electrones) que se difunden en el medio circundante al pulsar. Estos pares dispersan por IC a fotones del fondo cósmico de microondas, fotones infrarrojos y fotones ópticos. A continuación se presenta el modelo para Halos como se reportó en el estudio de Geminga y Monogem[16].

Dada una inyección continua de partículas de una fuente puntual, tenemos

$$\frac{dN_e}{dE_e} = Q_0 E_e^{-\Gamma} \quad (37)$$

donde N_e es el número de electrones con energía E_e , Q_0 es el flujo de normalización y Γ es el índice espectral.

La distribución radial de partículas a un r y a un tiempo t dados es,

$$f(t, r, E_e) = \frac{Q_0 E_e^{-\Gamma}}{4\pi D(E_e) r} \operatorname{erfcn} \left(\frac{r}{r_d} \right), \quad (38)$$

donde r_d es el radio de difusión y $D(E)$ es el coeficiente de difusión. Este coeficiente es definido como,

$$D(E_e) = D_0 \left(\frac{E_e}{10 \text{ GeV}} \right)^\delta. \quad (39)$$

El índice espectral δ toma valores según el modelo de difusión. Para Geminga y Monogem se toma un valor de $\delta = 1/3$, que corresponde al modelo de difusión de Kolmogorov[48]. El radio de difusión está dado por,

$$r_d = 2\sqrt{D(E_e)t_E}, \quad (40)$$

donde t_E se elige como la escala de tiempo mínimo entre el tiempo de inyección (la edad del pulsar) y el tiempo de enfriamiento de las partículas en el medio interestelar después de pérdidas por Sincrotrón y Compton inverso.

El tiempo de enfriamiento considerando efectos Klein-Nishina es,

$$t_{\text{cool}} = \frac{m_e c^2}{4/3 c \sigma_T \gamma u_b + u_{ph}/(1 + 4\gamma\epsilon_0)^{3/2}}, \quad (41)$$

donde γ es de nuevo el factor de Lorentz del electrón, u_{ph} es la densidad energética del fondo cósmico de microondas y ϵ_0 es la energía normalizada de los fotones del fondo cósmico de microondas.

El flujo de rayos gamma como función de la distancia a la fuente es aproximadamente proporcional a

$$f_r = \frac{1.22}{\pi^{3/2} r_d (r + 0.06 r_d)} e^{-(r/r_d)^2}. \quad (42)$$

Se define el ángulo de difusión como $\theta_r = \frac{180}{\pi} \frac{r_d}{r_{psr}}$ y se reescribe la expresión 42,

$$f_\theta = \frac{1.22}{\pi^{3/2} \theta_d (\theta + 0.06 \theta_r)} e^{-(\theta/\theta_d)^2}. \quad (43)$$

El ángulo de difusión se reescribe entonces como,

$$\theta_r = \theta_0 \left(\frac{E_e}{E_{e,0}} \right)^{\frac{\delta-1}{2}} \sqrt{\frac{(B^2/8\pi) + (u_{ph}/(1 + 4\epsilon_0 E_{e,0}/m_e c^2))^{3/2}}{(B^2/8\pi) + (u_{ph}/(1 + 4\epsilon_0 E_e/m_e c^2))^{3/2}}}, \quad (44)$$

donde θ_0 es el ángulo de difusión de las partículas a la energía pivote $E_{e,0}$, que se elige dependiendo de la energía pivote de los fotones, la cual depende del instrumento que observa la región.

En la figura 12 se muestra el radio de difusión como función de la energía de las partículas para Geminga. Los electrones aumentan su radio de difusión (la distancia que viajan desde el pulsar) a mayor energía, hasta que su tiempo de enfriamiento es igual a la edad del pulsar. Después de esta energía, el radio de difusión disminuye con energía, ya que se enfrían rápidamente.

Por último, la relación entre la energía media de las partículas y la energía media de los fotones de rayos gamma producto de la dispersión de Compton inverso es

$$\langle E_e \rangle \approx 17 \langle E_\gamma \rangle^{0.54+0.046 \log(\langle E_\gamma \rangle / \text{TeV})}. \quad (45)$$

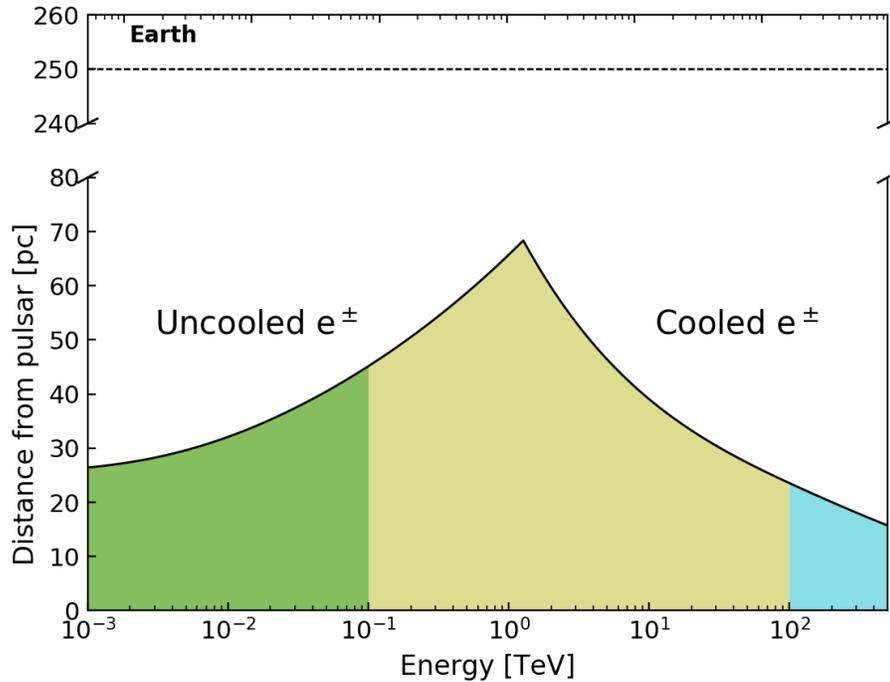


Figura 12: Radio de difusión de electrones acelerados en un pulsar como función de su energía obtenido del modelo difusivo del análisis de los Halos de Geminga y Monogem[16]. Se muestra que los electrones de baja energía no viajan muy lejos del pulsar central, mientras que los más energéticos no viven lo suficiente para alejarse demasiado del mismo. Por consiguiente, los electrones con energías cercanas a 1 TeV son los que viajan más lejos, explicando la forma del perfil.

0.7. Pulsares de milisegundos y Halos de TeV.

Actualmente, no hay observaciones de Halos de TeV asociados a pulsares de milisegundos. Teóricamente se anticipa que estos pulsares producen emisión brillante en el régimen de TeV, de manera similar a la emisión producida por los pulsares más jóvenes, dado que sus curvas de luz indican una producción eficiente de partículas de muy altas energías[43]. Sin embargo, se espera que sólo en los pulsares de milisegundos más poderosos las partículas se puedan acelerar a energías de TeV en el choque de terminación de la nebulosa. Por último, debido a

que aún no se conoce el mecanismo por el cual la difusión se observa suprimida en la región del Halo, es aún desconocido si en pulsares viejos existe también esta característica.

A pesar de que aún no se han detectado Halos alrededor de pulsares de milisegundo, se ha encontrado evidencia de su existencia. Observaciones del observatorio H.E.S.S. han reportado hasta 3σ de significancia en coordenadas coincidentes con pulsares de msp. Así mismo, las curvas de luz de rayos gamma de estos pulsares obtenidas por Fermi muestran evidencia de aceleración eficiente de partículas[49]. Se espera que con futuras observaciones de CTA (Cherenkov Telescope Array), HAWC y LHAASO se confirme la presencia o ausencia de Halos alrededor de los pulsares de milisegundos.

0.8. Formación de Halos en la evolución de PWN.

A pesar de que el modelo de los Halos de TeV no se considera aún completo, en el presente se propone un escenario evolutivo del sistema PWN-Halo que propone la formación del Halo en tres etapas.

La figura 11 muestra en un diagrama tres etapas distintas de la PWN. La primera etapa se caracteriza por ser el sistema PWN-SNR antes de la interacción con el RS (los primeros diez mil años). La segunda etapa se define a partir de la interacción del RS con la PWN en donde las partículas relativistas empiezan a escapar al interior de la SNR (entre 10 y 100 mil años). Por último, se ilustra una tercera etapa en la que el pulsar y su PWN escapan de la SNR y las partículas energéticas se difunden en el medio interestelar, formando así un Halo de TeV distinguible, 100 mil años después de la formación del pulsar. Las líneas sólidas y punteadas verdes de la figura representan la SNR (donde además se identifica el choque de frente, o FS por sus siglas en inglés, el choque de reversa, o RS por sus siglas en inglés, y la discontinuidad de contacto, o CD por sus siglas en inglés). Se identifica al pulsar como un punto negro. Rodeando al pulsar, se muestra en azul la región de la PWN, con una línea azul marcando el choque de terminación del viento de pulsar. Por último, se identifica la emisión por arriba de 1 TeV de rayos gamma delimitada por una línea punteada roja, y dentro de esta región se muestra con una línea rosada el trayecto de las partículas energéticas de energías mayores a 10 TeV que se dispersan por IC.

Los primeros diez mil años del sistema, las partículas relativistas del viento del pulsar inflan a la PWN dentro de la SNR de la explosión de la supernova progenitora. Como ya se mencionó en la sección 0.4, la eyección de la supernova

se mueve en un inicio a velocidades del orden 10^{3-4} km s⁻¹, lo cual es mucho mayor a la velocidad del sonido del ISM, generando un choque frontal (marcada en la figura 11 con una línea verde gruesa, nombrada FS) de esta expansión. Entre la eyección chocada y no chocada se genera una discontinuidad de contacto (marcada en la figura 11 con una línea verde delgada, nombrada CD) y, mientras la expansión se ralentiza, se genera un choque de reversa detrás de esta discontinuidad (marcada en la figura 11 con una línea verde gruesa, nombrada RS) que se mueve en dirección contraria a la expansión. En esta primera etapa, el choque de reversa aún no interactúa con la nebulosa y las partículas relativistas son confinadas eficientemente dentro de esta. Los rayos gamma de energías de TeV, productos de interacciones de Compton inverso, se localizan dentro de la nebulosa, y no se observa un Halo de TeV distintivo en estos sistemas jóvenes. Esta etapa finaliza con la interacción del choque de reversa con la nebulosa.

Entre diez y cien mil años desde la explosión, la nebulosa ha sido comprimida por el choque de reversa. Como ya se vio, el RS puede viajar asimétricamente por lo que primero se comprime la zona donde interactúa primero el RS. Es común que en este periodo de tiempo la morfología SNR-PWN sea bastante irregular. Hay evidencia de que en esta etapa, algunas partículas muy energéticas se escapan de la PWN y se difunden dentro de la SNR e inclusive más allá (como es el caso de Vela X[50]). Sin embargo, la mayoría de las partículas que escapan y se difunden lo hacen dentro de la SNR, por lo que no se observa un Halo distintivo. Tanto en esta etapa como en la anterior, las emisiones de alta energía de rayos X y rayos gamma de TeV llenan una región similar, principalmente confinada por el choque frontal de la PWN. Sin embargo, es a partir de esta etapa que la discrepancia entre la intensidad de estas dos emisiones se vuelve más pronunciada¹³

La siguiente fase se determina a partir del momento en que el pulsar (y su nebulosa) ya no se encuentran contenidos dentro de la SNR, la cual a edades de $\gtrsim 100$ kyr generalmente se diluyó en el ISM. Las partículas escapan de la nebulosa y se difunden en el medio interestelar sin chocar por acción del campo magnético turbulento. En este momento de la evolución se observa un Halo de TeV distintivo. Las observaciones de Geminga y Monogem son consistentes con esta etapa de la evolución del Halo de TeV.

En sistemas ya evolucionados, en la tercera etapa, la extensión de la emisión de TeV tiende típicamente a ser mayor a la extensión de la emisión de rayos X (en

¹³Como ya se vio en la sección 0.4. La población de partículas responsables de esta emisión está conformada tanto por partículas jóvenes y energéticas recién inyectadas, como por partículas viejas y menos energéticas que fueron inyectadas en el pasado.

particular $R_{TeV}/R_{Rayos X} \approx 5$ para Monogem y ≈ 100 para Geminga).

0.9. Un modelo ‘Geminga-like’ para Halos.

Una manera de simplificar la búsqueda de Halos es suponer un modelo ‘Geminga-like’, en el cual se calcula el flujo de rayos gamma y la extensión espacial de los Halos suponiendo que el Halo del pulsar de Geminga se encuentra en un estado estable y que todos los Halos llegarán a un estado estable similar. Entonces, el flujo a una energía dada E se puede estimar a partir de Geminga como,

$$\phi_{TeV \text{ Halo}} = \left(\frac{\dot{E}_{psr}}{\dot{E}_{Geminga}} \right) \left(\frac{d_{Geminga}^2}{d_{psr}^2} \right) \phi_{Geminga}, \quad (46)$$

donde \dot{E}_{psr} es la potencia spin-down del pulsar de interés, $\dot{E}_{Geminga}$ es la potencia spin-down del pulsar de Geminga, d_{psr} y $d_{Geminga}$ son las distancias de la Tierra al pulsar de interés y a Geminga respectivamente y $\phi_{Geminga}$ es el flujo de rayos gamma del Halo de Geminga a la energía E .

El tamaño angular se calcula como,

$$\theta_{TeV \text{ halo}} = \left(\frac{d_{Geminga}}{d_{psr}} \right) \theta_{Geminga}, \quad (47)$$

donde $\theta_{Geminga}$ es el tamaño angular del Halo de Geminga, es decir como es observado por el detector con el que se trabaje. En el caso de este trabajo, se trata con datos del observatorio HAWC.

Con la sencillez de este modelo, se estimó en 2017 que el observatorio HAWC podría detectar con diez años de observaciones 37_{-13}^{+17} Halos aún no asociados a pulsares[43]. Actualmente, hay tres Halos de TeV reportados a los que se les ha hecho un estudio morfológico de la región[51][20]. A estos se les ha asociado al menos una fuente del tercer catálogo de HAWC[15]. Cabe resaltar que la identificación de un Halo requiere la descripción de su morfología con un modelo difusivo. El modelo ‘Geminga-like’ no es suficiente para confirmar una detección pero presenta una evidencia más cuando no se puede confirmar la difusión como el proceso dominante en la región.

0.10. Halos reportados en catálogos de altas energías.

En el catálogo TeV Cat[51] se reportan siete Halos de TeV, de los cuales a tres se les ha realizado un estudio morfológico, confirmando el proceso difusivo y por lo tanto, su clasificación como Halos de TeV: el Halo de Geminga, el Halo de Monogem y el Halo de PSR J0622+3749. Las cuatro fuentes restantes reportadas como Halos son HAWC H00543+233 asociada al PSR B0540+23[52], HAWC J0635+070 asociada al PSR J0633+0632[53], HESS J1825-137 asociada al PSR J1826-1334[17] y HESS J0835-455 (Vela X) asociada al pulsar de Vela[54]. Estos últimos cuatro se presuponen como Halos dadas sus extensiones, rangos energéticos y, en el caso de Vela X, la estimación de un coeficiente de difusión de la región menor al promedio Galáctico. Sin embargo, estas cuatro fuentes no cuentan con un estudio que confirme la difusión lenta en la región.

Adicionalmente, en el tercer catálogo de HAWC se enlistan doce fuentes posiblemente asociadas a ocho pulsares distintos. En esta lista se incluye a los Halos de Geminga y Monogem, así como a la fuente asociada al PSR J0543+2329. Las fuentes posiblemente asociadas a los otros cinco pulsares se les considera candidatos a Halos de TeV[15] dada su proximidad a los pulsares en cuestión.

PSR J0633+1746/Geminga

Geminga fue observado por primera vez a energías de TeV por el observatorio Milagro, con una significancia de 5.9σ y un diámetro angular de 2.8° a 20 TeV[55]. En 2017, el observatorio HAWC reportó la observación de esta misma región con una significancia de 13.1σ en un rango energético de 8 a 40 TeV. Dada esta observación se estima una extensión de ~ 10 pc, y se observa en el cielo con un tamaño angular de $\sim 2^\circ$. A pesar de que se observa en aparente asociación con el pulsar de Geminga (PSR J0633+1746) la extensión es mucho mayor a la de la PWN observada en rayos X de 2 arcominutos. Además, dado el modelo de SNR, esta extensión no es congruente con el tamaño de una remanente, las cuales suelen tener un tamaño de 50 pc o mayor. Su tamaño, así como la emisión isotrópica, se entiende como consecuencia de un coeficiente de difusión menor al promedio de la Galaxia.

Se ajustó a su emisión la expresión,

$$\frac{d^2N}{dEd\Omega} = N_0 \left(\frac{E}{20\text{TeV}} \right)^{-\alpha} \frac{1.22}{\pi^{3/2}\theta_r(E)(\theta + 0.06\theta_r(E))} e^{-\theta^2/\theta_r(E)^2}, \quad (48)$$

donde N_0 es el flujo de normalización de rayos gamma a 20 TeV, que en este caso toma el valor de $13.6_{-1.7}^{+2.0} \times 10^{-15}$ fotones/TeV/cm²/seg, Ω es ángulo sólido y θ_r es el ángulo de difusión definido por la ecuación 44, que toma el valor de $5.5 \pm 0.7^\circ$ a una energía de 20 TeV, con un coeficiente de difusión D para electrones de 100 TeV (ec. 39) de $4.5 \pm 1.2 \times 10^{27}$ cm²/seg con una hipótesis de dos fuentes (considerando Monogem) y $3.2_{-1.0}^{+1.4} \times 10^{27}$ cm²/seg con una hipótesis de una sola fuente. Por último, el índice espectral α es de 2.34 ± 0.07 [16].

PSR B0656+14/Monogem

En el mismo estudio que analizó la región de Geminga se encontró una segunda región vecina con una morfología parecida y coincidente con el pulsar de PSR B0656+14, nombrado Monogem. Se observó con una significancia máxima de 8.1σ en el mismo rango energético de 8 a 40 TeV y una extensión similar a Geminga de ~ 10 pc. Esta observación tampoco es coincidente con el tamaño predicho por los modelos de PWN y SNR, por lo que apoya la hipótesis que estos objetos son un nuevo tipo de fuente extendida de rayos gamma.

A este Halo se le ajustó el mismo modelo difusivo que a Geminga (ecuación 48), donde el flujo de normalización de rayos gamma a 20 TeV es de $5.6_{-1.7}^{+2.5} \times 10^{-15}$ fotones/TeV/cm²/seg, el ángulo de difusión es de $4.8 \pm 0.6^\circ$ y un coeficiente de difusión D para electrones de 100 TeV (ec. 39) de $4.5 \pm 1.2 \times 10^{27}$ cm²/seg para una hipótesis de dos fuentes (considerando Geminga) y $15_{-9}^{+49} \times 10^{27}$ cm²/seg para una hipótesis de una sola fuente. Por último, el índice espectral α es de 2.14 ± 0.23 [16].

PSR J0622+3749/LHAASO J062+3755

En junio de 2021, la colaboración LHAASO reportó la detección de una fuente extendida de rayos gamma de altas energías alrededor del pulsar PSR J0622+3749, con una significancia máxima de 8.2σ a energías mayores a 25 TeV. Su emisión se ajustó a un modelo difusivo considerando inyección continua de partículas por una fuente puntual,

$$f(\theta) \propto \frac{1}{\theta_r(\theta + 0.085\theta_r)} e^{-1.54(\theta/\theta_r)^{1.52}}, \quad (49)$$

donde θ_r se define por la ecuación 44. Se observa con una extensión angular de 0.91° , aunque el tamaño físico es difícil de deducir ya que este pulsar no tiene

una distancia reportada en el catálogo de pulsares (ver sección 0.5), y sólo cuenta con una pseudodistancia reportada¹⁴. Si se considera esta emisión producto de dispersión de Compton Inverso, el coeficiente de difusión de la región debería ser $8.9_{-3.9}^{+4.5} \times 10^{27} (d/1.6\text{kpc}^2) \text{ cm}^2/\text{seg}$, lo cual es consistente con la hipótesis de una región alrededor del pulsar con difusión aparentemente suprimida [20].

¹⁴La pseudodistancia es un estimado de distancia para aquellos pulsares radiocallados con emisión en rayos gamma y sin distancia reportada en el catálogo de pulsares. Para estos, se utiliza el estimado de su luminosidad en rayos gamma, llamada pseudo-luminosidad, calculada con su \dot{E} . La distancia es proporcional a \dot{E} tal que $d \propto (\dot{E})^{1/4}$.

Motivación.

Los Halos de TeV son fuentes recientemente clasificadas. Su modelo evolutivo está incompleto y sus características morfológicas aún no se entienden por completo. Sin embargo, la detección de estos por observatorios de rayos gamma altamente energéticos presenta diversas posibilidades interesantes. En primera instancia, por su emisión isotrópica se espera que sean herramientas de búsqueda de pulsares “invisibles”, cuya detección sería de ayuda importante para estudios poblacionales de pulsares en la Galaxia. Así mismo, se espera que trabajos futuros de la distribución de estos Halos aporten al entendimiento de la distribución de los pulsares en otras galaxias parecidas a la Vía Láctea.

Por otro lado, los estudios morfológicos de los Halos presentan una medición indirecta de la difusión de rayos cósmicos en regiones de decenas de pársecs de distancia de pulsares. El por qué se observa una difusión “lenta” alrededor de estos pulsares sigue siendo una incógnita, pero con más detecciones de Halos se espera entender mejor qué sucede en estas regiones.

Además, los Halos de TeV presentan evidencia de emisión por arriba de 50 TeV, por lo que estas fuentes son también herramientas potenciales para el estudio de física más allá del modelo estándar, en particular el estudio de ciertos candidatos a materia oscura¹⁵. Además, dado que se espera que estos Halos sean una característica común en pulsares que ya no están confinados por la SNR, la población de estos podrían representar una aportación no despreciable a la emisión difusa de rayos gamma de su galaxia huésped, en particular a la Vía Láctea.

Es por todo esto que las nuevas detecciones de Halos son necesarias. Sin embargo, para confirmar con certeza la detección de un Halo se deben hacer estudios detallados de la morfología y difusión de la región. Así, en este trabajo se presenta un modelo sencillo con el que se calcula el tamaño y flujo de rayos gamma de 7 TeV de Halos que el observatorio HAWC detectaría, considerando sólo

¹⁵Por ejemplo, de los candidatos interesantes para estas energías son los ALPs y fotones oscuros[56].

características de los pulsares. Con este modelo, encontramos evidencia adicional de la presencia de Halos alrededor de pulsares, así como evidencia de emisión de un Halo y otra fuente adicional (como otros pulsares, o una gigante acompañante). Se espera aportar evidencia extra sobre la naturaleza de Halos de los posibles candidatos.

El funcionamiento de HAWC.

Para el análisis de datos recabados con observatorios de rayos gamma de alta energía como Milagro, HAWC o LHAASO se realizan mapas de significancia del cielo o de regiones del cielo de rayos gamma a energías del orden de TeV. Para que se pueda reportar y analizar una fuente, el observatorio HAWC define una detección tal que la señal detectada debe ser mayor a la señal del fondo alrededor de esta fuente con una significancia estadística de al menos 5σ .

A continuación se describe brevemente la metodología para la recabación y el análisis de datos del observatorio HAWC utilizados en el desarrollo de esta tesis. Es importante recalcar que los algoritmos de reconstrucción utilizados en la mayoría de los análisis publicados por la colaboración de HAWC a la fecha han sido actualizados recientemente. Con esta actualización se ha mejorado, entre otras cosas, la resolución angular, la eficiencia de la discriminación gamma/hadrón (G/H) y la reconstrucción de cascadas cuyo *core*, o núcleo, no cae dentro del arreglo principal del detector. En este trabajo se realizaron análisis con ambos algoritmos y herramientas de análisis para cada uno, por lo que se describirán brevemente a continuación. Una descripción más detallada del funcionamiento del observatorio HAWC anterior y actualizado se encuentra en las referencias [9], [42], [15], [57], [58], [59] y [60], así como en documentos internos de la colaboración HAWC.

0.11. Adquisición de datos.

Como ya se mencionó, el observatorio HAWC detecta radiación Cherenkov producida por la interacción de partículas cargadas con el agua de los contenedores que lo forman. Estas partículas se producen en cascadas atmosféricas de partículas secundarias, producto de la interacción entre partículas primarias, fotones o hadrones, muy energéticas y las partículas en la atmósfera. Los tubos fotomultiplicadores (PMTs) contenidos en cada detector registran la luz

Cherenkov de estas partículas secundarias depositadas a lo largo de su trayectoria en el agua de los contenedores. La señal detectada por los PMTs es leída y digitalizada, para ser procesada después por un convertidor de tiempo a señal digital que registra el tiempo de cada señal. A partir de este tiempo, se establece como condición de disparo que al menos 15 PMTs “disparados” hayan recibido una señal en una ventana de tiempo de 150 ns. Mediante la técnica de ToT (*Time over Threshold*) se obtiene la carga depositada en cada PMT[61]. Cuando se cumple la condición de disparo se determina que se registró una cascada de partículas o un evento. Con estos datos se reconstruyen las características de la cascada atmosférica y de la partícula que la originó.

0.12. Reconstrucción de datos.

Aquellos eventos que hayan cumplido la condición de disparo se les realiza un proceso de reconstrucción. La reconstrucción de eventos consiste en la reconstrucción del núcleo de la cascada (*core*), la reconstrucción angular y la discriminación gamma/hadrón (G/H).

Núcleo.

El *core*, o núcleo de la cascada extendida, es la posición de la partícula primaria que hubiera alcanzado en el detector si no hubiera interactuado con las moléculas de la atmósfera. También se puede entender como el centro de “masa”, o centro de carga, de la cascada extendida. Para su reconstrucción se considera la distribución de carga en los PMTs disparados durante el evento. Para obtener el centro de masa, primero se calcula la media ponderada de las cargas Q_i registradas en el i -ésimo PMT en la posición (x_i, y_i) ,

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i \cdot Q_i}{\sum_{i=1}^N Q_i},$$

y

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^N y_i \cdot Q_i}{\sum_{i=1}^N Q_i}.$$

A partir de este centro de masa, se calcula la anchura y amplitud de la cascada. Estos se utilizan como parámetros iniciales en un ajuste gaussiano de

la distribución lateral de la cascada¹⁶. La anchura se calcula a partir de la varianza ponderada,

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{2} (\overline{x^2} - \bar{x}^2 + \overline{y^2} - \bar{y}^2)}.$$

La amplitud se calcula a partir de la suma de las cargas del evento,

$$A = 2\pi \sum_{i=1}^N Q_i.$$

Se analiza la verosimilitud de este ajuste a la distribución lateral mediante la minimización de la función Chi Cuadrada,

$$\chi^2 = \sum \frac{(Q - Q')^2}{\sigma'^2}.$$

La carga medida en los PMTs es Q , la carga esperada según el modelo gaussiano es Q' y $\sigma' = \sqrt{Q'}$ bajo la hipótesis de una distribución de Poisson.

Ángulo.

Para la reconstrucción del ángulo azimutal y cenital, y el eje de la cascada se hace una primera aproximación considerando el frente de la cascada como plano, ilustrada en la figura 13. Se toma la distribución de los tiempos de disparo en los PMTs para aproximar el ángulo del plano respecto al detector. En conjunto con la estimación del *core*, se obtienen los ángulos del eje de la cascada.

Después, se realiza un segundo ajuste considerando ahora un frente de cascada curvo tomando como valores de la posición del *core* y la inclinación del eje de la cascada obtenida a partir de la primera aproximación.

Discriminación G/H.

Las cascadas producidas por hadrones y fotones tienen componentes y distribuciones particulares. Ambos tipos de cascadas se ilustran en la figura 14. La principal componente de las cascadas hadrónica (figura 14b) es múonica, caracterizada por ser bastante energética. Esto sucede ya que la pérdida energética de los muones es mínima al atravesar la atmósfera. En contraste, las cascadas electromagnéticas (figura 14a) presentan una distribución uniforme

¹⁶La distribución lateral describe la densidad de partículas secundarias en función del radio al eje de la cascada.

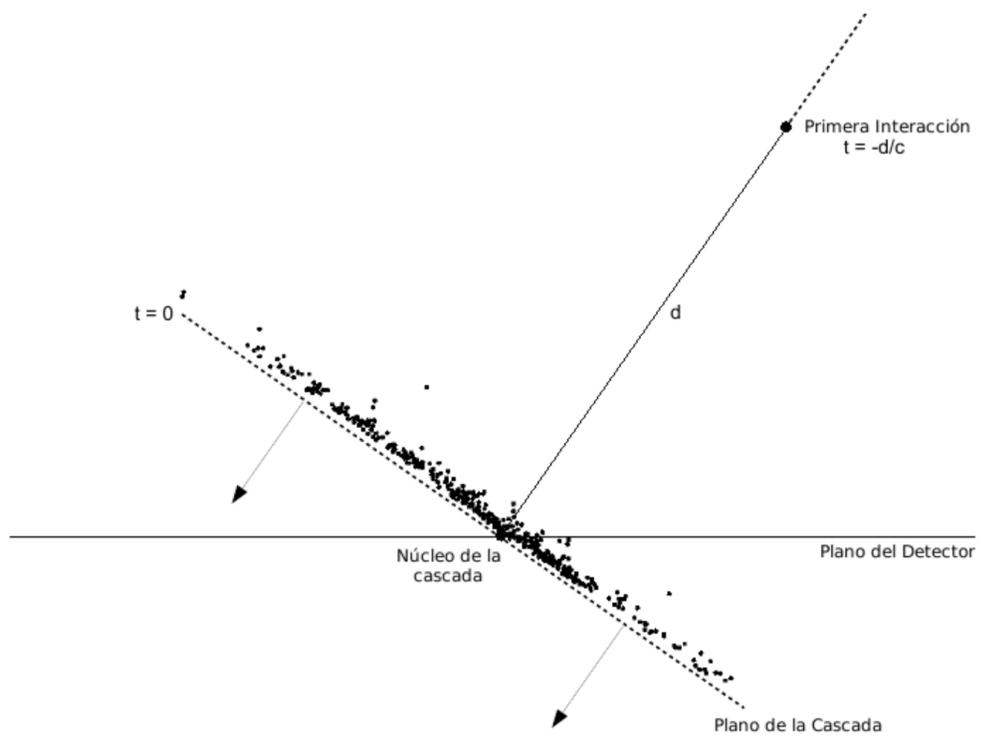


Figura 13: Diagrama del frente de una cascada atmosférica ilustrada en su primera aproximación plana[59].

de energía alrededor de la posición núcleo. Para discriminar los eventos por cascadas hadrónicas y electromagnéticas se definen dos variables topológicas que caracterizan la morfología de la cascada al llegar al detector: el **PINC** y la **compacidad**.

Compacidad.

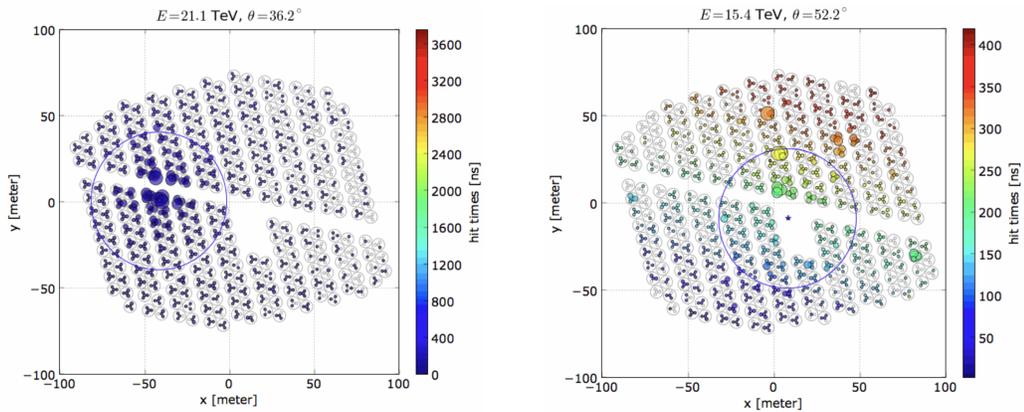
La compacidad se define como la razón del número de PMTs disparados durante un evento entre la mayor carga efectiva medida en los PMTs a distancias del *core* mayores a un valor específico. Típicamente el valor de esta carga efectiva es grande para un cascada hadrónica debido a la frecuencia de muones, por lo que la compacidad tomará un valor pequeño para estos eventos.

La discriminación G/H que se obtiene con la compacidad mejora con eventos de muy alta energía.

PINC.

El PINC (*Parameter for the Identification of Nuclear Cosmic rays*) utiliza la distribución de cargas de los eventos, y caracteriza la “grumosidad” de las cascadas. Esta variable considera la carga integrada de los PMTs disparados en un anillo de 10 metros de diámetro centrado en el *core*. Para cascadas hadrónicas, se obtiene un PINC grande.

De manera similar a la compacidad, la discriminación G/H mejora con eventos de muy alta energía.



(a) Cascada electromagnética de eventos reconstruidos.

(b) Cascada hadrónica de eventos reconstruidos.

Figura 14: Cascadas de eventos reconstruidos. Los colores representan el tiempo de incidencia en los PMTs, los azules son los primeros en dispararse. El tamaño de los círculos representa la carga depositada en los PMTS. La estrella marca la posición del núcleo.

0.13. Análisis de datos.

Brevemente descrito, el análisis que se realiza de los eventos reconstruidos es el siguiente. En primer lugar, es importante estimar el ruido, o fondo (*background*, *bkg*), de la vecindad de una fuente. Una vez estimado, se mide el número de eventos arriba de dicho fondo. Para las fuentes con baja razón señal-ruido, se estima la significancia estadística por el método de máxima verosimilitud. Se obtienen mapas de cuentas del fondo y mapas de cuentas del fondo con fuentes, los cuales son simplemente histogramas de la dirección de arribo de los eventos reconstruidos, en un sistema de coordenadas (en un principio, coordenadas ecuatoriales). Una vez obtenidos estos mapas, se construyen mapas de significancia, los cuales son una representación gráfica de la significancia en cada pixel, ordenados en el mismo sistema de coordenadas que en los mapas de cuentas[42].

A continuación se describe con más detalle cada paso del análisis.

Estimación del fondo.

El ruido que afecta a los datos detectados por el observatorio es producido por eventos distintos a la cascada de interés: aquellos producidos por la electrónica del arreglo, por fragmentos de otras cascadas electromagnéticas y, principalmente, por cascadas hadrónicas que sobreviven a los cortes descritos. Para disminuir el ruido electrónico se utiliza la ya definida condición de disparo previa a la reconstrucción. Por otro lado, para reducir el ruido por fragmentos de cascadas electromagnéticas se utiliza una variable nombrada el residuo temporal o *time residual*. Estos *time residuals* se definen como la diferencia entre el tiempo de llegada, corregido por el ajuste de curvatura del frente de cascada, t_c y el tiempo de llegada del plano de la cascada en un punto dado al comienzo del evento t_a para cada PMT disparado,

$$t_{res} = |t_c - t_a|.$$

Se determina entonces que las señales detectadas en los PMTs cuyos *time residuals* son $t_{res} < 20$ ns pertenecen a un mismo evento.

Finalmente, la discriminación G/H reduce el ruido por cascadas hadrónicas, discriminando aquellos eventos que se determinan no son cascadas electromagnéticas.

Sin embargo, el ruido (nombrado a partir de ahora como fondo o bkg) no se puede limpiar completamente de los datos, por lo que se debe estimar en la vecindad de la fuente a estudiar. Esto se realiza definiendo un pequeño bin angular alrededor de la posición a analizar, en el que el fondo se estima mediante la técnica de integración directa. Con este método se obtiene un promedio de eventos dentro de una región angular definida por una duración de integración predefinida por el evento reconstruido.

Máximo Likelihood.

Para optimizar el análisis de la detección de una fuente (contra la hipótesis de detección de fondo) se separan los datos en bins fraccionarios. Estos bins se definen a partir de la razón del número de PMTs que detectan señal entre el número de PMTs disponibles durante el evento. De los 10 bins que se utilizaban en un principio, los análisis actualizados se realizan con 22 bins, divididos en 11 bins on-array (cuyo *core* cae dentro del arreglo principal) y 11 bins off-array (cuyo *core* cae fuera del arreglo principal). Aunque estos bins están relacionadas con la energía del evento detectado, no son buenos estimadores de energía. A cada bin fraccionario se le asocia un mapa de cuentas de fondo y señal.

Para estimar la significancia de una fuente se utiliza el método de máximo likelihood, o máxima verosimilitud. La significancia se calcula como,

$$\sigma = \sqrt{TS}. \quad (50)$$

TS es nombrado como el *Test Statistics*, y se relaciona con el likelihood como

$$TS = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}} \right). \quad (51)$$

Para esta expresión, \mathcal{L}_0 es el likelihood de la hipótesis nula (la ausencia de una fuente) y \mathcal{L} es el likelihood de la hipótesis alternativa (la presencia de una fuente). Estas fuentes se modelan como una distribución de Poisson de las cuentas por evento en cada bin i . El likelihood de la hipótesis alternativa es entonces,

$$\mathcal{L} = \prod_i \ln \left(\frac{(B_i + S_i)^{N_i} e^{-(B_i + S_i)}}{N_i!} \right), \quad (52)$$

y el likelihood de la hipótesis nula es,

$$\mathcal{L}_0 = \prod_i \ln \left(\frac{(B_i)^{N_i} e^{-(B_i)}}{N_i!} \right). \quad (53)$$

Donde para el bin i -ésimo, B_i es el número de cuentas de fondo observadas, S_i es la suma de las cuentas esperadas de señal correspondientes a una fuente con un espectro dado y N_i es el número total de cuentas observadas. Entonces, el TS se reescribe como,

$$TS = \sum_i 2 \left[N_i \ln \left(1 + \frac{S_i}{B_i} \right) - S_i \right]. \quad (54)$$

0.14. Creación de Mapas.

Los mapas se producen con el esquema de pixelización HEALPix, en el que la esfera celeste se divide en doce áreas iguales de pixeles, las cuales se dividen en una malla de $N_{side} \times N_{side}$. De manera preestablecida, los mapas de HAWC se realizan con un valor de N_{side} de 1024, lo que produce una separación menor a 0.06° entre los centros de cada pixel. Este valor se elige ya que la separación es

pequeña al comparar con la *Point Spread Function*, o PSF¹⁷ del observatorio. Del análisis previo se obtienen los mapas de cuentas de fondo y de fondo más fuentes. Para obtener mapas de significancias a partir del método de máximo likelihood, se hace uso de software desarrollado por la colaboración. Actualmente, hay dos posibles softwares para utilizar.

En primer lugar, se encuentra la paquetería nombrada LiFF por sus siglas en inglés (*Likelihood Fitting Framework*). Esta paquetería realiza su análisis a partir de un modelo espectral que se ingresa y una respuesta del detector¹⁸ para un conjunto de datos. Para este método se computa la respuesta del detector en función de la declinación. Esta paquetería incluye un creador de mapas de significancia. Se utilizan los mapas de cuentas de fondo y de fondo con señal. Se sustraen los mapas de cuentas de los mapas de fondo y se obtiene un mapa en donde hay pixeles con excesos (potenciales fuentes) y pixeles con valores negativos, dada la normal fluctuación del fondo. Además de las coordenadas ecuatoriales, estos mapas se pueden realizar en coordenadas galácticas y elípticas.

Por otro lado la paquetería ZEBRA, nombrado por sus siglas en inglés *ZEnith Band Response Analysis* computa la respuesta del detector como una función del cenit para estimar el flujo en ventanas de tiempo menores a un tránsito (el cuál es aproximadamente de 4 a 6 horas) de la fuente en el campo de visión. Con esta paquetería se incluye un creador de mapas de significancia similar al de LiFF, que también produce mapas con las coordenadas ya mencionadas. Además, esta paquetería incluye un simulador de fuentes que produce mapas de cuentas parecidos a los de observaciones. Se le puede ingresar los mapas de cuentas de fondo obtenidos con observaciones o se puede simular un mapa de cuentas de fondo. Para esta simulación de fondo, este se simula como fluctuaciones Poissonianas. Así mismo, para la simulación de la fuente se ingresa las coordenadas de la región donde se inyectará la fuente, un modelo de flujo espectral (el cual puede ser una ley de potencias sencilla, una ley de potencias cortada, una log-parabola o un espectro particular cuya forma se ingresa en un archivo de texto) y un valor de flujo diferencial a una energía dada. Además, este simulador acepta una hipótesis de extensión de fuente puntual o de fuente

¹⁷La PSF describe la respuesta de un instrumento a una fuente puntual. Como una buena aproximación, la PSF del observatorio HAWC es la suma de dos curvas Gaussianas dos dimensionales con diferentes anchuras[9].

¹⁸La respuesta del detector se calcula dependiendo del método de reconstrucción utilizado y depende además de las características del detector. Da información de cómo el funcionamiento del detector afecta la señal detectada, y se utiliza para poder reconstruir la señal original lo más parecido a la forma en la que se emitió.

extendida sencilla. La fuente extendida se modela como un círculo de flujo constante a lo largo de su extensión (nombrado *top-hat*). Se obtiene al final mapas de cuentas de fondo y mapas de cuentas de fondo y señal simulados.

Por último, en esta tesis se utiliza también un algoritmo de análisis de significancia de ZEBRA. Este realiza un análisis con los mapas de cuentas de fondo, y de fondo y señal para los bins de interés, la respuesta del detector, una hipótesis de extensión y otra de la forma espectral con un valor de flujo diferencial de normalización a una energía dada. Con el análisis se obtiene un valor de flujo diferencial ajustado, una TS para la región y la significancia obtenida a partir de todas las hipótesis. En caso de que no se encuentre un exceso de señal, se calcula un límite superior al flujo.

Nuestro modelo.

Para realizar un modelo tipo Geminga para la búsqueda de Halos en los datos de HAWC se proponen expresiones analíticas de la luminosidad de rayos gamma y el tamaño angular de los Halos, dadas las características de los pulsares (distancia, edad, periodo, derivada del periodo y potencia spin-down). Como ya se mencionó en el capítulo 0.5, para estimar las características de los Halos se puede tomar el modelo difusivo o proponer un modelo sencillo ‘Geminga-like’ (parecido al mencionado en la sección 0.6).

Para este trabajo, se simplifica el problema al no usar el modelo difusivo y se parte del modelo más sencillo Geminga-like (ecuaciones 46 y 47) para proponer un nuevo modelo ‘Geminga-like’ compuesto de dos expresiones, una para la potencia spin-down \dot{E} y otra para la luminosidad de rayos gamma de un Halo que sólo dependa de esta nueva \dot{E} . Esto se hizo para poder encontrar una expresión de luminosidad que dependa sólo de la edad característica, simplificando el cálculo e incluyendo la aparente dependencia de la presencia de un Halo cuando el pulsar ya no está contenido en la SNR. Además, se usa la expresión 47 para hacer un estimado del tamaño angular. Este modelo calcula el posible flujo de rayos gamma a 7 TeV que detectaría HAWC y con el que simulamos la observación de la fuente para finalmente comparar con observaciones reales.

0.15. Halos utilizados.

Para encontrar una nueva expresión de la luminosidad de rayos gamma se consideró una lista de seis pulsares, tres con Halos confirmados por un estudio difusivo de su morfología, uno reportado en TeVCat como Halo por su extensión y flujo de rayos gamma y dos reportados como candidatos a Halos en el tercer catálogo de HAWC (ver sección 0.10). En la tabla 1 se presentan estos seis pulsares con sus coordenadas ecuatoriales, así como su distancia a la Tierra, su potencia spin-down y su edad. Geminga, Monogem y el pulsar J0622+3749

Pulsar (nombre coloquial)	RA [deg]	DEC [deg]	Distancia [kpc]	\dot{E} [erg/s]	Edad [años]
J0543+2329**	85.79	23.49	1.565	4.1×10^{34}	252,755
J0622+3749	95.54	37.82	1.5	2.7×10^{34}	207,655
J0633+1746 (Geminga)	98.48	17.77	0.19	3.2×10^{34}	342,417
J0659+1414 (Monogem)	104.95	14.24	0.288	3.8×10^{35}	111,006
J1740+1000*	265.11	10.00	1.227	2.3×10^{35}	113,736
J2032+4127*	308.05	41.46	1.33	1.4×10^{35}	200,738

* Candidatos a Halos en el 3HWC.

** Candidato a Halo en el 3HWC y reportado como Halo de TeV en TeVCat.

Tabla 1: Lista de los seis pulsares para la realización del modelo tipo Geminga con sus características básicas.

asociado a la fuente LHAASO J062+3755 se eligieron ya que tienen un estudio difusivo de su flujo y morfología. Por otro lado se eligió al pulsar J0543+2329 ya que se le asocia la fuente HAWC J0543+233 que es identificado en TeVCat como Halo. Por último, se eligió al pulsar J1740+1000 ya que hasta las observaciones de HAWC no se le había asociado una fuente de rayos gamma y al pulsar PSR J2032+4127 por su posible asociación a la fuente LHAASO J2032+4102.

0.16. Desarrollo del modelo.

Antes de encontrar las expresiones de la luminosidad, se propone una expresión analítica de \dot{E} que depende sólo de la edad, de manera que la expresión para la luminosidad de rayos gamma ‘Geminga-like’ depende también sólo de la edad. Para esto se parte de 2172 pulsares reportados en el catálogo de pulsares. No se consideraron todos los pulsares reportados, sólo aquellos que cumplen con tener un periodo y una edad menor a la edad de la Vía Láctea, 1.3×10^{10} años, y mayor a 100 kyr. Esta selección se realizó ya que en este trabajo no se estudian Halos en pulsares de milisegundos (o pulsares viejos) ya que la existencia de estos Halos sigue siendo teórica. Además, se consideran sólo pulsares con P y \dot{P} reportadas pues estas cantidades se necesitan para poder calcular la potencia spin-down y la edad de los pulsares[31].

Se muestra el logaritmo de la potencia spin-down contra el logaritmo de la edad

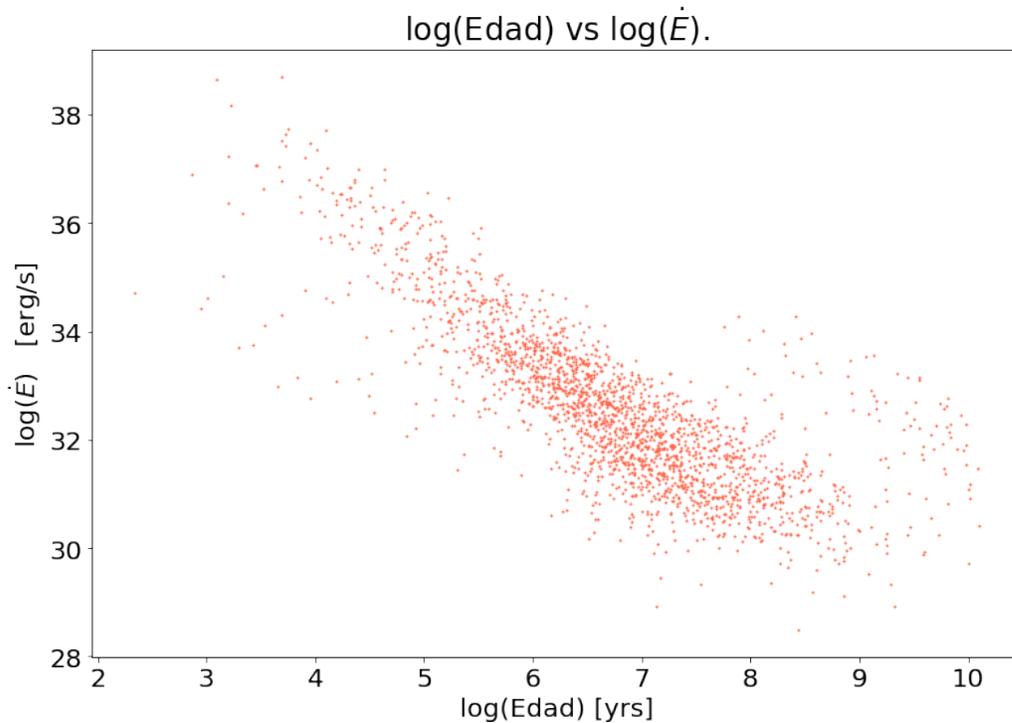


Figura 15: Gráfica $\log(\text{Edad})$ vs. $\log(\dot{E})$ de los 2172 pulsares del catálogo de pulsares utilizados para encontrar una función de \dot{E} .

de estos pulsares en la figura 15. Se observa que los pulsares con edades entre 10^4 y 10^8 años presentan una tendencia lineal. Para describir este comportamiento, se analizan los objetos con estas edades dividiéndolos en ocho bins de edades. Al realizar histogramas de la luminosidad spin-down de cada bin se observa que estos ajustan bien a una distribución gaussiana, de manera que la mayoría de los elementos de cada bin caen cercanos a un valor central de esta luminosidad (figura 16).

Para cada bin de edad se calcula entonces la media y la desviación estándar de la potencia spin-down del conjunto de pulsares (tabla 2). Tomando las medias de cada bin se hizo un ajuste lineal, usando la paquetería de `lmfit` para `python3`¹⁹ (figura 17). Se obtuvo,

$$\log(\dot{E}) = -1.45 \log(\text{Edad}) + 42.23. \quad (55)$$

¹⁹`lmfit` es una paquetería especializada en ajustes no lineales.

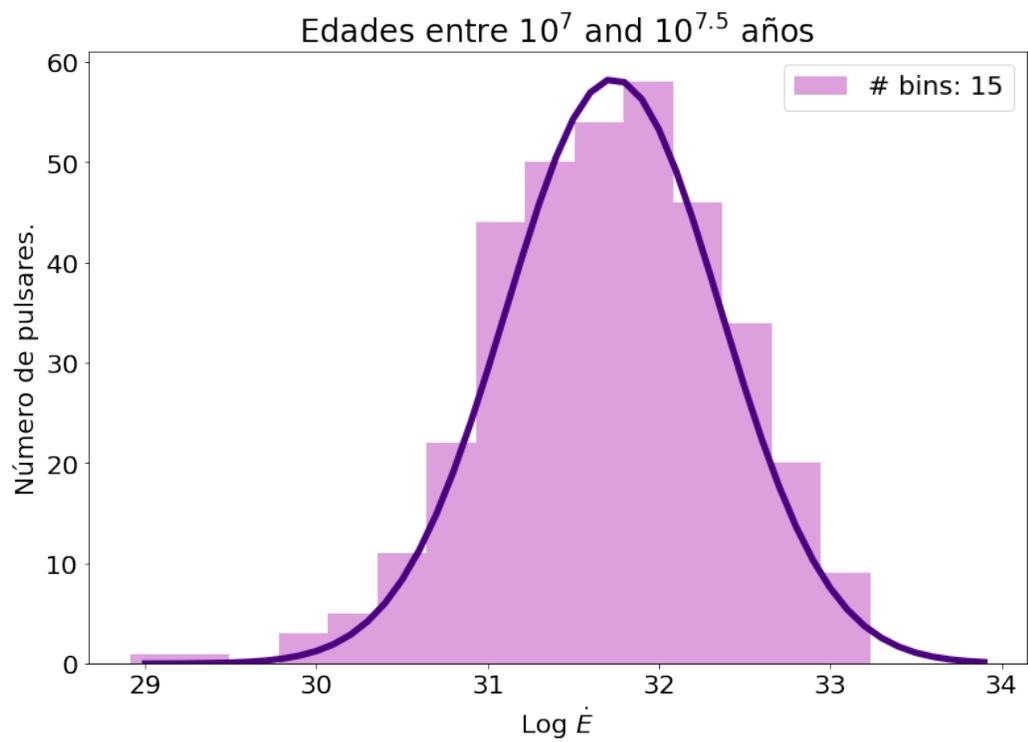


Figura 16: Histograma de uno de los ocho bins de edades analizados. Se muestra la distribución de \dot{E} para pulsares entre edades de 10^7 y $10^{7.5}$ años.

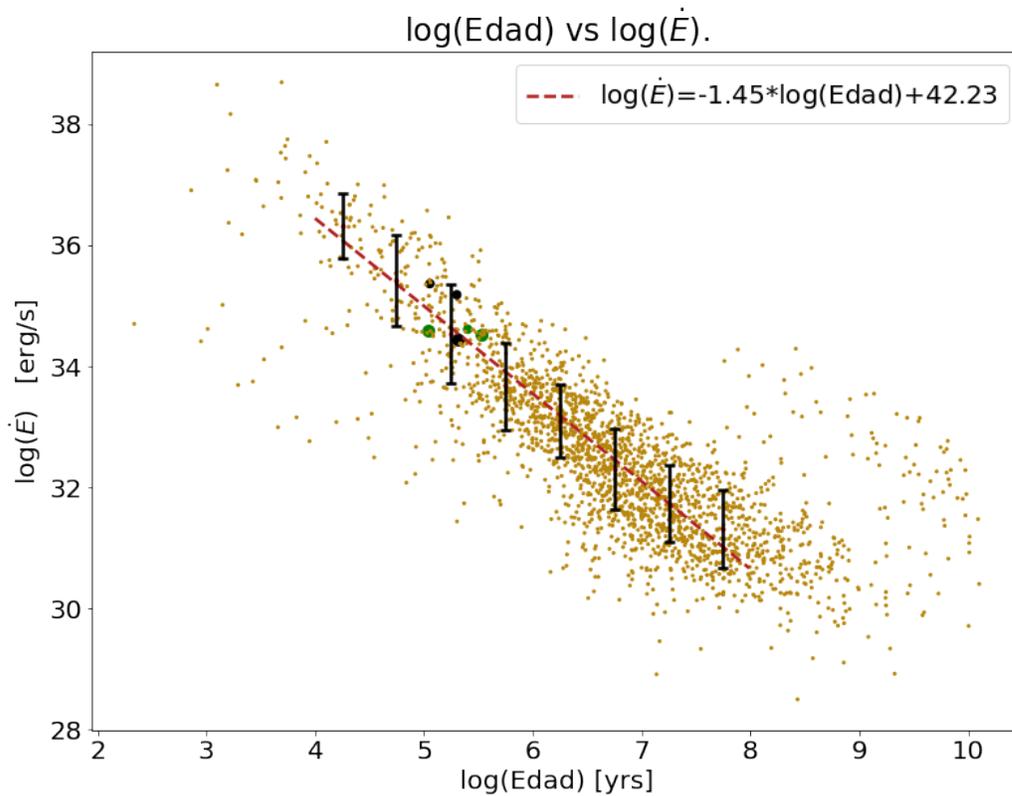


Figura 17: Gráfica $\log(\text{Edad})$ vs. $\log(\dot{E})$ de los 2172 pulsares del catálogo de pulsares utilizados para encontrar una función de \dot{E} . La línea roja es el ajuste realizado (ec. 55). Los pulsares utilizados para el desarrollo del modelo son los puntos negros (candidatos a Halo) y verdes (Halos con estudio morfológico difusivo).

Número de Bin	Rango de edad [años]	$\mu_{\log(\dot{E})}$	$\sigma_{\dot{E}}$
1	$10^4 - 10^{4.5}$	36.21	0.53
2	$10^{4.5} - 10^5$	35.42	0.75
3	$10^5 - 10^{5.5}$	34.54	0.81
4	$10^{5.5} - 10^6$	33.71	0.72
5	$10^6 - 10^{6.5}$	33.10	0.60
6	$10^{6.5} - 10^7$	32.31	0.67
7	$10^7 - 10^{7.5}$	31.73	0.63
8	$10^{7.5} - 10^8$	31.31	0.64

Tabla 2: Medias y desviaciones estándar para los ocho bins de edades de interés.

Por lo que se puede calcular \dot{E} para cualquier pulsar de nuestro interés (siempre y cuando tenga una edad dentro de nuestro rango analizado) que depende sólo de la edad reportada,

$$\dot{E} = 10^{42.24} \text{Edad}^{-1.45}, \quad (56)$$

donde la edad se reporta en años y el \dot{E} erg/s.

Es importante resaltar que esta expresión es meramente analítica, obtenida de un grupo limitado de pulsares, sin proponer algún nuevo modelo teórico de la potencia spin-down.

Para el caso de los tamaños angulares se decide probar la expresión 47, por lo que el tamaño angular de los Halos depende sólo de la distancia a la que se encuentra el pulsar.

Para encontrar una nueva expresión de la luminosidad de rayos gamma que depende de la edad (y de $\dot{E}(\text{edad})$) se calcula la potencia spin-down (ec. 56) para los seis candidatos y se utilizan los flujos reportados en la herramienta pública del tercer catálogo de HAWC para los tres candidatos y los flujos de normalización en los estudios morfológicos de los tres Halos[16, 20].

El flujo de normalización de rayos gamma reportado en los estudios de la morfología de los tres Halos se renormalizan a la energía pivote de 7 TeV, ya que en el caso de Geminga y Monogem el flujo de normalización es para una energía de 20 TeV y en el caso del Halo analizado por LHAASO se consideró un

flujo de normalización a 40 TeV. Se toma esta energía pivote como una primera aproximación a partir del análisis realizado para el flujo del Crab, la candela estándar para flujos a energía de TeV, ya que esta es la que reduce los errores sistemáticos a su mínimo valor[9]. Por tanto, se espera que al usar nuestro modelo en un análisis con datos de HAWC se obtenga un menor error sistemático.

Dada la forma observada de los puntos en una gráfica loglog de la luminosidad en rayos gamma y la potencia spin-down (fig. ??), se propone una función log-normal para el logaritmo de la luminosidad en rayos gamma, lo cual se realiza una vez más con lmfit y depende sólo de la nueva \dot{E} ,

$$L_{\gamma}^{7 \text{ TeV}} = \frac{A}{2\pi\sigma} \frac{\exp^{(\ln(\log(\dot{E})) - \mu)^2 / 2\sigma^2}}{\log(\log(\dot{E}))}. \quad (57)$$

La figura 18 muestra este ajuste con los puntos que representan nuestros seis pulsares y la luminosidad de rayos gamma de sus Halos.

	Valor ajustado
A	107.46 ± 12.84
μ	$3.5435 \pm 8 \times 10^{-4}$
σ	0.040 ± 0.005

Tabla 3: Parámetros ajustados para la función log-normal que estima la luminosidad de rayos gamma de un halo dado el logaritmo de su \dot{E} .

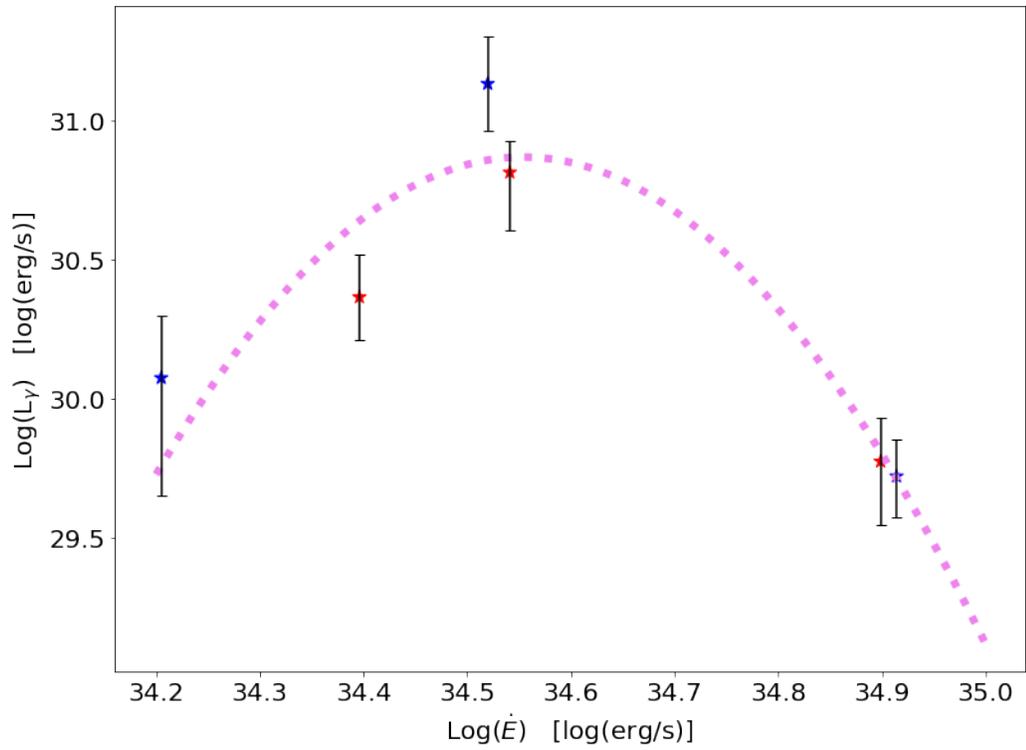


Figura 18: Gráfica de $\log(\dot{E})$ vs. $\log(\text{Luminosidad})$ de los seis pulsares usados en el ajuste. La línea representa el ajuste realizado. Las estrellas azules representan, de izquierda a derecha, a Monogem, LHAASO J0621+3744 y Geminga. Las estrellas rojas representan a los candidatos a Halo.

Al hacer un cálculo de la luminosidad de rayos gamma, nuestro modelo no depende de la distancia de la fuente. Sin embargo, para poder comparar con datos reportados con instrumentos de rayos gamma, es importante calcular el flujo detectado en la Tierra[32].

$$F_{\gamma} = \frac{L_{\gamma}}{4\pi d^2}, \quad (58)$$

donde F_{γ} es el flujo de rayos gamma, L_{γ} es la luminosidad de rayos gamma y d es la distancia a la fuente en cm.

Resultados y Análisis

0.17. Validación del modelo.

Una vez desarrollado el modelo (ec. 47 para calcular la extensión angular, ec. 57 para calcular la luminosidad de rayos gamma a 7 TeV y ec. 58 para calcular el flujo de rayos gamma a 7 TeV) se realiza una prueba para validar que sea consistente con observaciones. Para esto, se comparó con observaciones de HAWC (en el caso de la fuente asociada al pulsar J0622+3749 se toman los datos reportados por LHAASO[20]). Los resultados se concentran en la tabla 4. Después, se realizaron mapas de cuentas de fondo simulado (como se describió en el capítulo 0.10) y mapas de cuentas de fondo y señal simulada, ingresando los parámetros de flujo y extensión angular calculados con nuestro modelo. Con estos, se realizaron mapas de significancia simulados (nombrados a partir de ahora como ‘mapas simulados’) y se compararon con los mapas de significancia de observaciones con los que se reportaron a Geminga y Monogem[16] (nombrados a partir de ahora como ‘mapas de observaciones’). Dado que el software utilizado modela las fuentes extensas como un ‘top-hat’ (capítulo 0.10), esperamos que los mapas simulados tengan una morfología distinta a los mapas de observaciones, ya que la morfología de los Halos observados es consistente con un modelo difusivo[16]. Esta morfología simulada no es realista, ya que cuando las partículas se difunden radialmente alejándose del pulsar, interactúan por Compton inverso y van perdiendo energía, por lo que se observa que mientras más lejos del pulsar radíen leptónicamente, menos energético será el fotón emitido (ilustrado en la figura 12). Por último, se espera también que con los mapas simulados se pueda replicar la significancia máxima observada.

Pulsar	Flujo de Normalización observado [$\times 10^{-15} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Flujo de Normalización modelado [$\times 10^{-15} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	ϵ_F	Diámetro angular observado [deg]	Diámetro angular modelado [deg]	ϵ_D
J0622+3749 (Halo de LHAASO)	50.5 \pm 16.6	22.7 \pm 275.6	0.47	0.4	0.74	0.85
J0633+1746 (Geminga)	158.6 \pm 26.1	128.5 \pm 1662.3	0.16	5.5	5.9	0.07
J0659+1414 (Monogem)	52.9 \pm 26.9	53.3 \pm 702.0	0.02	4.8	3.9	0.19
J0543+2329	7.9 \pm 2.3	16.7 \pm 205.7	0.89	0.5	0.71	0.42
J1740+1000	3.3 \pm 1.6	3.58 \pm 47.0	0.08	0.3	0.9	2.00
J2032+4127	30.7 \pm 13.2	32.9 \pm 400.2	0.12	0.3	0.83	1.77

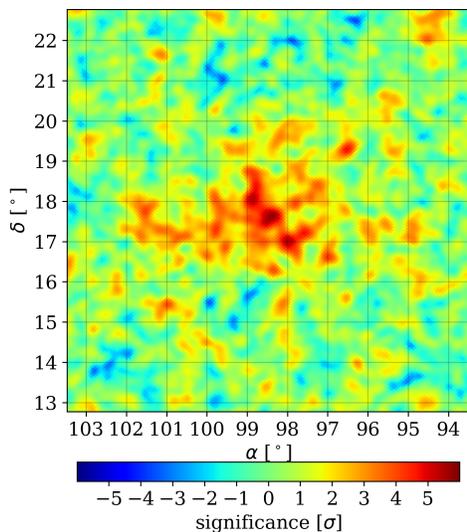
Tabla 4: Comparación de valores reportados de flujos de normalización y calculados a partir de nuestro estimado de luminosidad y de los tamaños angulares reportados y calculados a partir del estimado de tamaño angular. El flujo de normalización es para una energía pivote de 7 TeV. Los ϵ reportados son los errores relativos entre el flujo observado y modelado (ϵ_F) y entre el diámetro angular observado y modelado (ϵ_D).

Mapas de 508 días.

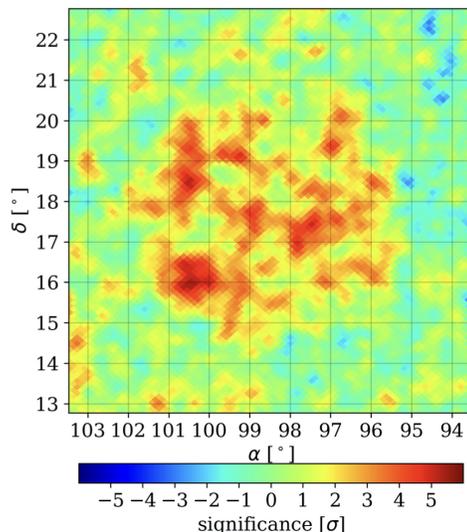
Los mapas de observaciones con los que se reportó el análisis morfológico y espectral de Geminga y Monogem consisten en 508 días. Es por esto que para comparar se simulan mapas para este periodo de tiempo. Se considera un espectro de ley de potencias simple con el flujo modelado como la normalización del flujo a una energía de 7 TeV y un índice espectral de 2.34[16].

Se simularon Geminga y Monogem y se compararon con los mapas de observaciones reportados en la ref [16]. En la figura 19 se concentran del lado derecho los mapas simulados de Geminga (arriba) y Monogem (abajo). A la izquierda de estos, los mapas de la correspondiente región observada. Se observa que con el modelo podemos reproducir la significancia máxima observada, encontrando para los cuatro mapas significancias máximas de 5σ . Al comparar el valor modelado del diámetro angular obtenido con el valor reportado, hay un buen acuerdo entre nuestro modelo y las observaciones, con un error relativo entre estos de 0.07 para Geminga y de 0.19 para Monogem. De manera similar, los errores relativos entre el flujo modelado y observado es de 0.16 para Geminga y de 0.02 para Monogem.

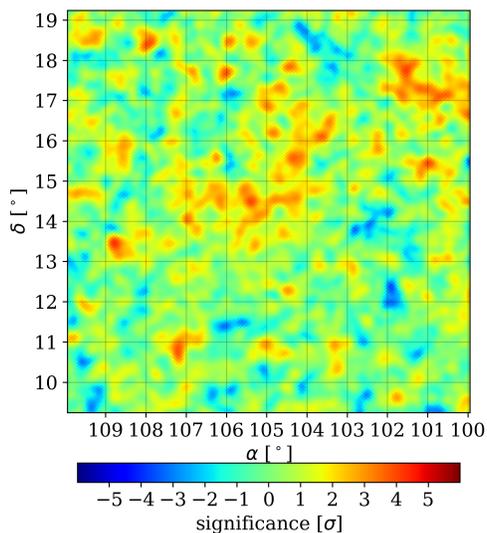
Ahora hacemos una comparación de los mapas simulados contra los mapas de observaciones del tercer catálogo de HAWC, que consisten en 1523 días. Este catálogo se realizó con el software anterior de la colaboración, por lo que este análisis se replica con dicho software[15]. Se esperó que este análisis del modelo siga presentando un buen acuerdo con las observaciones.



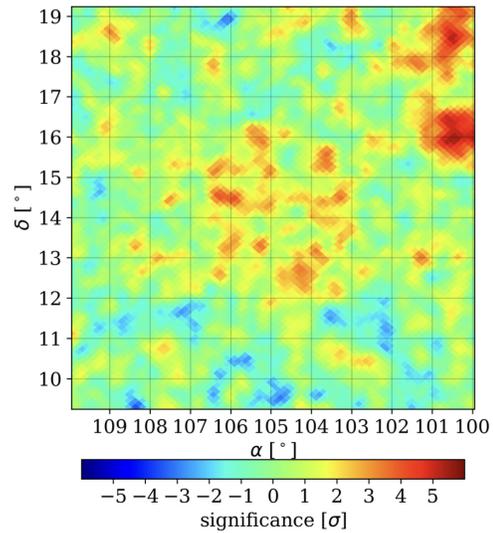
(a) Mapa de observaciones de Geminga.



(b) Mapa simulado de Geminga.



(c) Mapa de observaciones de Monogem.



(d) Mapa simulado de Monogem.

Figura 19: Mapas simulados y de observaciones de Geminga y Monogem. En la línea superior se presentan los mapas de Geminga y en la inferior de Monogem. La columna de la izquierda son mapas de observaciones de HAWC, y en la columna de la derecha se encuentran los mapas simulados. Los cuatro mapas representan datos obtenidos y simulados en un periodo de 508 días

Mapas de 1523 días.

Se simuló a continuación mapas para los seis Halos utilizados en el modelo. En las figuras 20, 21, 22, 23, 24 y 25 se muestra de manera similar a lo presentado anteriormente los mapas simulados y mapas de observaciones, ahora realizados con mapas de cuentas de fondo y señal de 1523 días de toma de datos y simulación. Se considera la misma forma del espectro de rayos gamma que en el caso anterior. Dado que se toman más días, las fuentes se observan con mayor significancia.

En el lado derecho de las figuras 20 y 21 se presentan una vez más los mapas simulados y del lado izquierdo los mapas de observaciones de Geminga y Monogem respectivamente. Para Geminga, la significancia máxima es similar entre ambos tipos de mapas, siendo de $\sim 8 \sigma$. En el caso de Monogem, la significancia máxima del mapa de observaciones es de $\sim 8\sigma$, mientras en el mapa simulado es de $\sim 7\sigma$.

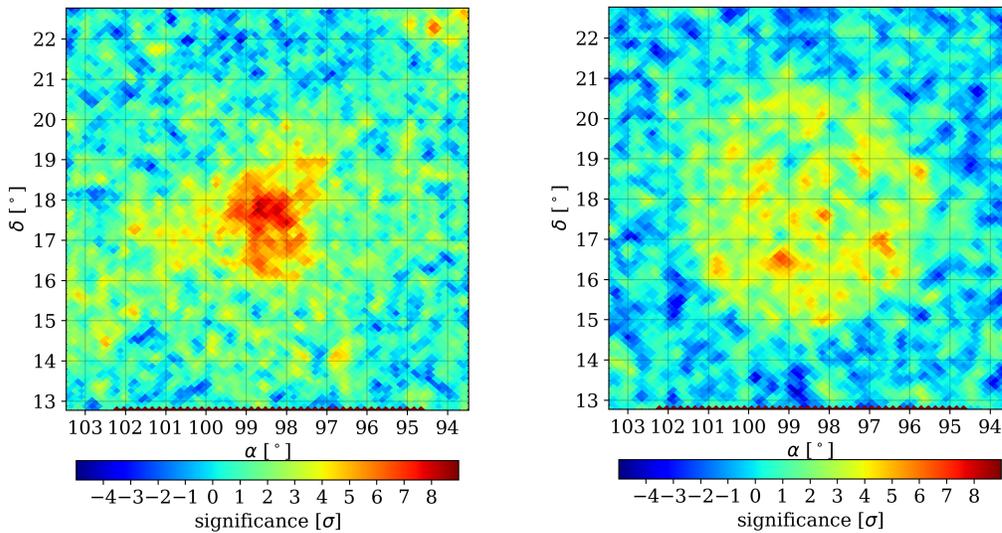
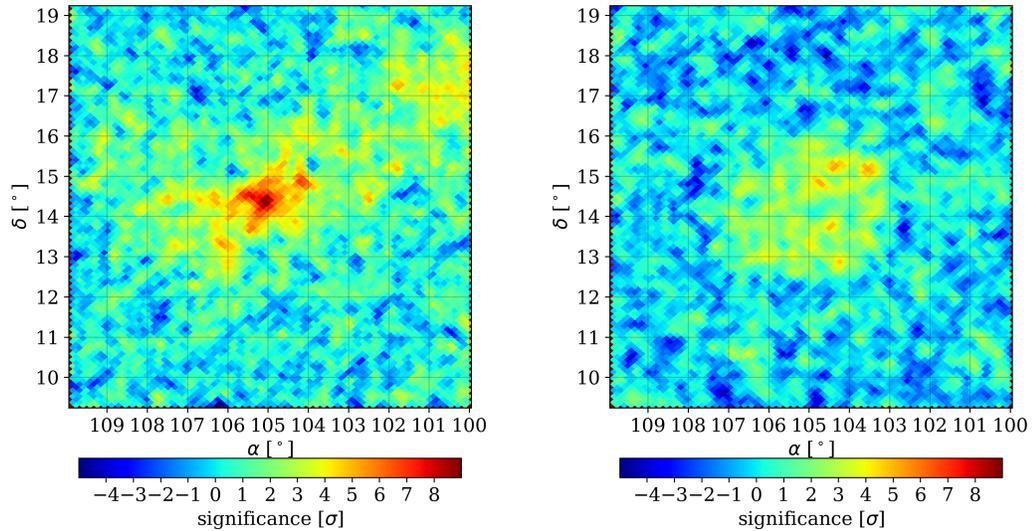


Figura 20: Mapas de observaciones y simulados de Geminga con 1523 días de datos.

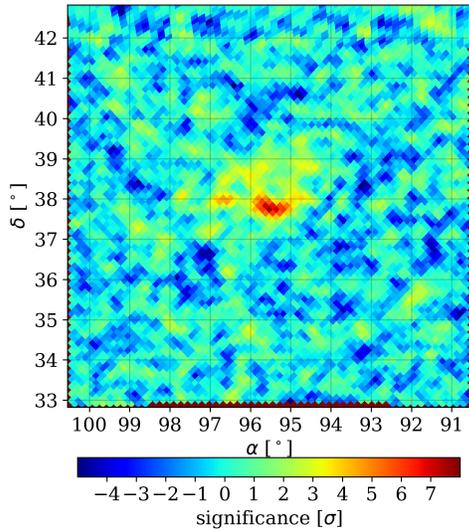


(a) Mapa de observaciones de Monogem.

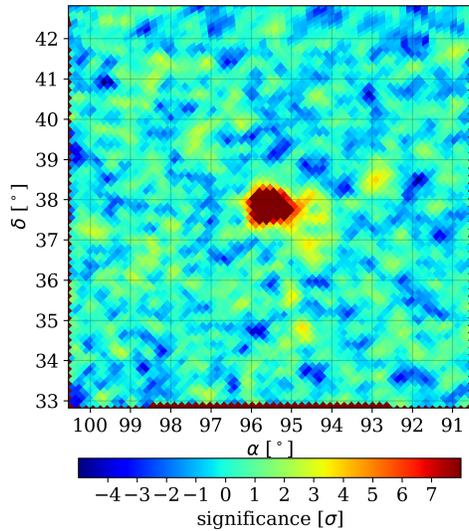
(b) Mapa simulado de Monogem.

Figura 21: Mapas de observaciones y simulado de Monogem con 1523 días de datos.

En las figuras 22 y 23 se presentan mapas simulados y de observaciones del Halo de LHAASO y de la región centrada en el Halo asociado al pulsar J0543+2329. De manera similar al caso anterior, se observa que para el Halo de LHAASO, la significancia máxima es similar para el mapa simulado y el de observaciones, de $\sim 7\sigma$. En el mapa de observaciones del pulsar J0543+2329 se observa además a la nebulosa del Cangrejo a $\sim 2^\circ$ de la fuente de interés. Al ser la fuente más brillante en el cielo a rayos gamma, el Crab es muy significativo, con una significancia máxima en este mapa de observaciones de $\sim 184\sigma$. Dado que la emisión del Crab se sobrepone a la región del pulsar, el mapa se realizó acotando una significancia máxima de $\sim 10\sigma$. Con este mapa acotado, se distingue una segunda fuente asociada al pulsar de interés. La cercanía del Halo de estudio y el Crab dificulta la estimación del fondo de la vecindad. Es importante notar que el error relativo entre el valor modelado del flujo y el observado es de 0.89 para este Halo, por lo que el modelo estima aproximadamente la mitad del flujo detectado. Dada la dificultad de estimar el fondo y la emisión sobrepuesta del Crab se podría explicar la discrepancia entre la significancia máxima del mapa simulado y la del mapa de observaciones.

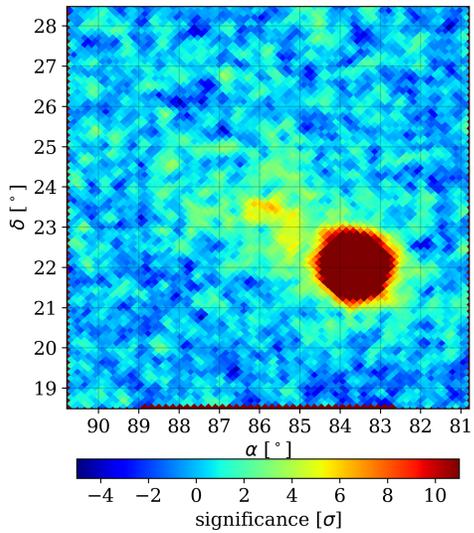


(a) Mapa de observaciones del Halo de LHAASO (J0622+3749).

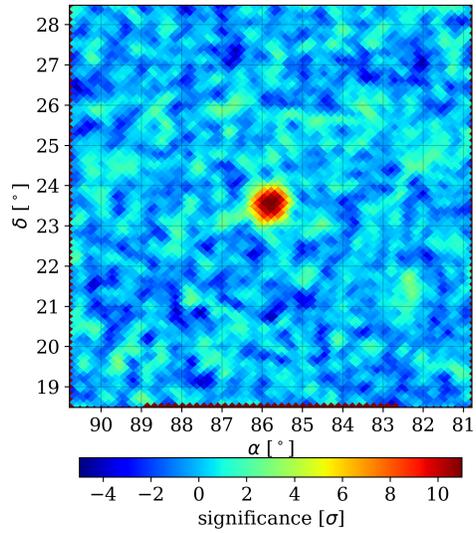


(b) Mapa simulado del Halo LHAASO (J0622+3749).

Figura 22: Mapas de observaciones y simulados del halo de LHAASO (J0622+3749) con 1523 días de datos.



(a) Mapa de observaciones del pulsar J0543+2329.



(b) Mapa simulado del pulsar J0543+2329.

Figura 23: Mapas de observaciones y simulados del pulsar J0543+2329 con 1523 días de datos.

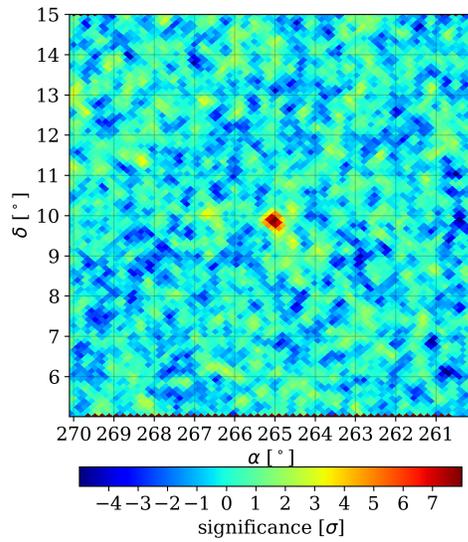
Por último, en las figuras 24 y 25 se presenta los mapas de los Halos de los pulsares J1740+1000 y J2032+4127. Para el caso del Halo del pulsar J1740+1000, el mapa de observaciones presenta una fuente con una significancia máxima de $\sim 7 \sigma$. En el mapa simulado se observa una significancia máxima de $\sim 3.5\sigma$, consistente con lo esperado por fluctuaciones del fondo. El error entre el flujo modelado y el observado es de 0.08.

Por otro lado, en el mapa de observaciones del Halo del pulsar J2032+4127 se observa una región con significancia máxima de $\sim 16\sigma$, rodeada de una región significativa (pintada de color azul verde). En este mapa se observa una segunda fuente en la parte inferior derecha. Esta está a $\sim 4^\circ$ del pulsar de interés, que considerando la PSF del detector es suficiente para que su emisión no se traslape con la fuente en las coordenadas del pulsar. Para este Halo se observa en el mapa de simulación una fuente con una significancia similar a la de la observación, de $\sim 16\sigma$.

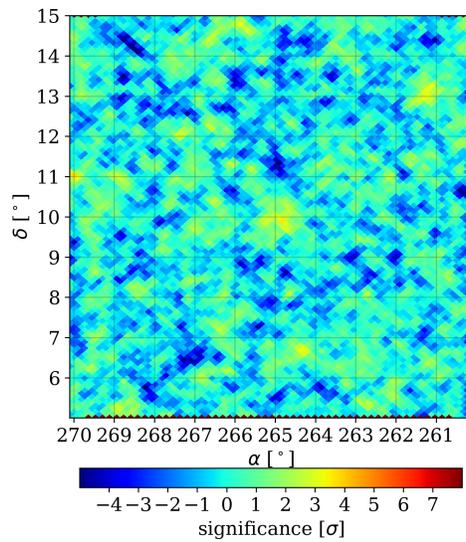
En principio, el flujo de rayos gamma a 7 TeV del modelo que se inyectó como normalización para las seis fuentes a estudiar es una buena aproximación al flujo de rayos gamma a 7 TeV a lo reportado. La mayor discrepancia entre lo reportado y lo calculado se obtiene en los Halos asociados a los pulsares J0543+2329 y J0622+3749 (cuyo Halo fue reportado por LHAASO), con un error relativo del flujo entre lo modelado y observado de 0.89 y 0.47 respectivamente. Es importante resaltar que para el Halo de LHAASO se decidió tomar los valores de normalización del flujo y extensión angular reportados en la ref. [20]. Estos valores se tomaron ya que se obtienen del estudio más detallado de espectro y morfología para esta fuente. Por otro lado, este pulsar es el único del presente trabajo que no presenta una distancia reportada en el catálogo de pulsares, por lo que, de manera semejante al análisis realizado en la ref. [20], se toma el valor de su pseudodistancia. Sin embargo, este estimado de la distancia puede presentar una incertidumbre de hasta dos órdenes de magnitud[62]. Dado que el flujo depende de la distancia a la fuente como $F_\gamma \propto d^{-2}$, el cálculo del flujo con la pseudodistancia puede presentar una incertidumbre de hasta cuatro órdenes de magnitud.

Aún con estas consideraciones, el análisis realizado reproduce la significancia máxima de las fuentes estudiadas.

La extensión angular para los Halos como sería observada por HAWC obtenida con el modelo es consistentes con lo reportado. Los dos errores relativos más grandes entre la extensión modelada y observada son de 2.00 y 1.77 para los pulsares J1740+1000 y J2032+4127. Los valores de extensión para estas dos fuentes se obtuvieron de la herramienta pública del tercer catálogo de HAWC, por lo que se toman solamente como una primera aproximación. En contraste,

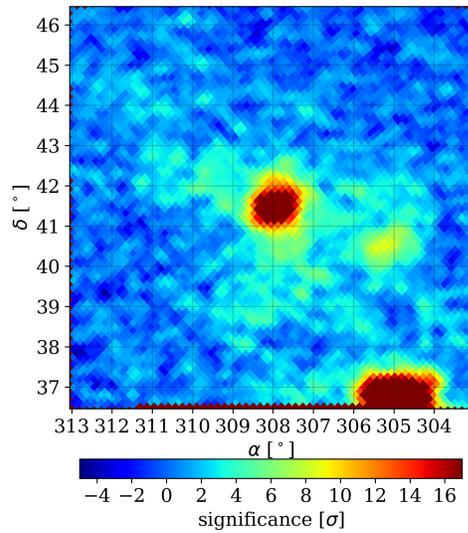


(a) Mapa de observaciones del pulsar J1740+1000.

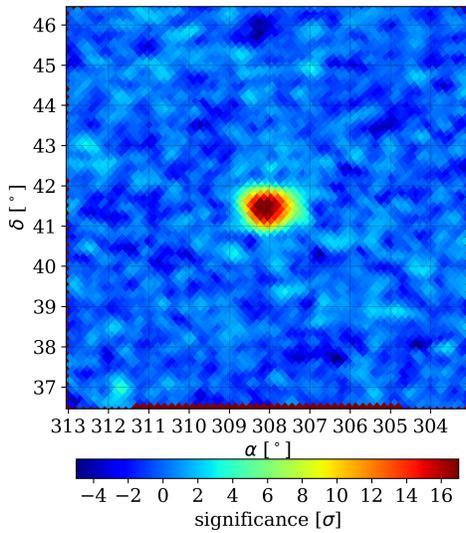


(b) Mapa simulado del pulsar J1740+1000.

Figura 24: Mapas de observaciones y simulado del pulsar J1740+1000 con 1523 días de datos.



(a) Mapa de observaciones del pulsar J2032+4127.



(b) Mapa simulado del pulsar J2032+4127.

Figura 25: Mapas de observaciones y simulado del pulsar J2032+4127 con 1523 días de datos.

las extensiones de Geminga y Monogem son replicadas con un error mínimo, de 0.07 y 0.19. Estos valores se obtienen de un estudio individual de cada fuente. Entonces, la teoría de los Halos como una región de difusión lenta nos indica que a mayor energía, el Halo se ve más compacto (fig. 12). El modelo propuesto no considera una manera de renormalizar el tamaño para una energía dada. Si se considera que todos los Halos se comportan de manera parecida a los Halos de Geminga y Monogem, para la observación de LHAASO se observa un Halo muy energético y más compacto que lo observado por HAWC. Actualmente no hay un estudio difusivo de esta fuente con datos de HAWC, pero se predice que el Halo observado a más bajas energía sea de mayor dimensión.

Al hablar de la morfología y dado el modelo difusivo, los fotones se concentran más en la región central del Halo donde la población de electrones que radían es mayor, mientras que tiende a verse menos significativo en las orillas donde hay menos fotones que por su misma energía no viajan tan lejos. Además de a que la metodología de simulación no se espera que reproduzca de manera realista la morfología, para las simulaciones no se consideran fuentes cercanas que podrían afectar las observaciones de los Halos, como puede ser el caso de las fuentes asociadas a los pulsares J0543+2329 y J2032+4127, usados en el desarrollo del modelo.

A pesar de las dificultades para reproducir la morfología, se concluye que la extensión angular modelada es suficiente para más adelante hacer un análisis que considera una hipótesis de extensión.

Nuestro modelo utiliza sólo características de los pulsares y es capaz de reproducir el flujo esperado de un Halo dado un pulsar y su extensión angular, así como darnos una idea de la significancia máxima con la que HAWC observaría a los Halos.

0.18. Predicciones del modelo.

En esta sección, se presentan las detecciones predichas por nuestro modelo con HAWC. Para esto, se considera una vez más el catálogo de pulsares, trabajando con aquellos pulsares que se les puede estimar el flujo y el tamaño²⁰.

De la lista de pulsares que cumplen nuestros criterios de selección para modelar un Halo se consideran sólo aquellos que están dentro del campo de visión de HAWC,

²⁰Hay que recordar que no todos los pulsares reportados sirven para este modelo. Deben tener reportados distancia, periodo y derivada temporal del periodo, además de estar dentro del grupo de edad utilizado para la nueva \dot{E} . Para más información, regresar a la sección 0.16.

en un rango de declinación $[-26^\circ, +64^\circ]$ [15]. Esta selección inicial consiste de 142 pulsares. De los análisis más recientes hechos por la colaboración HAWC, la fuente puntual más tenue que ha sido detectada²¹ tiene un flujo diferencial de rayos gamma a 7 TeV de $\sim 1 \times 10^{-15} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, el cuál es $\sim 1\%$ el flujo observado a esta energía del Halo de Geminga. Con este valor establecemos un valor mínimo de sensibilidad a flujos de rayos gamma de 7 TeV para el observatorio de un 1% el flujo de Geminga. En la fig. 26 se presenta un histograma con la distribución de los flujos de rayos gamma calculados para los Halos de los pulsares de esta primera selección en razón del flujo de Geminga. Se grafica sobre este histograma una línea vertical de color azul que representa el flujo mínimo detectado ya mencionado. A la derecha de esta línea se encuentran los Halos detectables por HAWC. Dado el caso en el que HAWC tuviera una mejor sensibilidad por un orden de magnitud (como se plantea para el futuro observatorio SWGO[63]), el número de Halos detectables aumentaría por un número de 29 Halos.

Las detecciones predichas con el modelo consisten en 16 Halos, nuestra segunda selección. En esta lista se incluyen cinco de los Halos utilizados para el desarrollo del modelo, lo cual es esperado. No se incluye al pulsar asociado al Halo reportado por LHAASO (J0622+3749), ya que para esta selección de pulsares se descartaron aquellos sin una distancia reportada. Se realizó un análisis de estas regiones en los mapas más recientes de HAWC, que consisten en 2090 días de datos, utilizando algoritmos de análisis actualizados²². Se realizó un análisis de fuente puntual a las 16 regiones, y a aquellas cuyo radio angular modelado es mayor a 0.25° (o un diámetro angular de 0.5°) se le hace un segundo análisis de fuente extensa. Las regiones cuyo análisis regresa una significancia de 5σ se les considera como una fuente detectada.

Además del análisis de fuente se obtienen mapas de observaciones de las regiones a estudiar. Estos mapas se realizan con una hipótesis de fuente puntual, ya que el software utilizado no admite una hipótesis de fuente extensa para la creación de los mapas. Se espera que las fuentes en los mapas de observaciones de este capítulo presenten una significancia máxima mayor a la de los mapas de 508 y 1523 días. Estos mapas se obtienen de manera similar a los presentados en el capítulo anterior, con la diferencia de que las regiones con significancias negativas se pintan del mismo color que las regiones con significancia 0. Esto se hizo para

²¹Esta fuente, con el nombre tentativo de 4HWC J1955+265, surge de un análisis del cielo completo con los mapas más nuevos de HAWC. Actualmente no está asociada a ninguna fuente de TeVCat.

²²PASS5.

obtener mapas que enfatizen gráficamente las fuentes detectables.

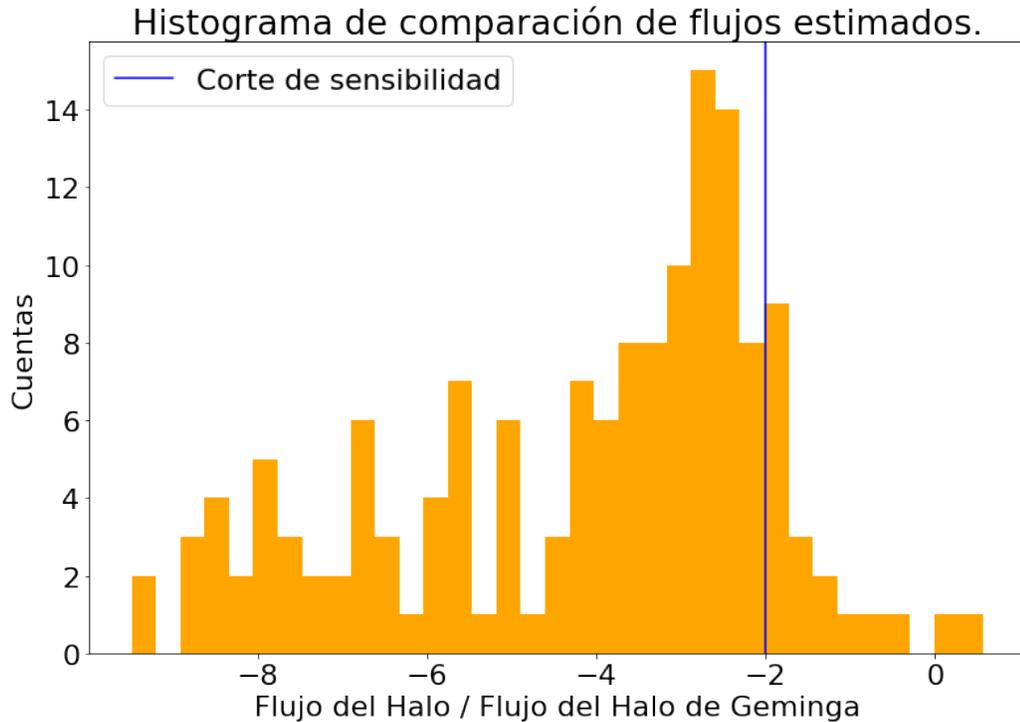


Figura 26: Histograma comparativo de los flujos de rayos gamma a 7 TeV estimados para los Halos de los pulsares en el campo de visión de HAWC y el flujo de rayos gamma a esta misma energía del Halo de Geminga en escala logarítmica. La línea azul representa el flujo mínimo observable. A la derecha de línea lista se encuentran los Halos potencialmente detectados, y del lado izquierdo aquellos cuyo flujo no es suficiente para ser detectados por HAWC.

En este análisis se encuentra que nueve pulsares de nuestra selección se encuentran cercanos a o coincidentes con una región poblada de fuentes de rayos gamma que son difíciles de resolver. Los mapas de observaciones de estos pulsares se encuentran en el anexo 0.19 y los análisis con hipótesis de fuente se encuentran en el anexo 0.19. Tanto el análisis con hipótesis de extensión y los mapas de observaciones no presentan evidencia suficiente para la confirmación de una detección. Esta región está poblada por diversas fuentes que emiten rayos gamma a altas energías: una SNR, regiones de formación estelar, estrellas OB, así como el cúmulo abierto Dolizde 28[64]. Dada la proximidad a estas fuentes muy

brillantes, el fondo podría no estar estimado correctamente, con la emisión cercana sobreponiéndose al fondo de la región. Un análisis futuro simulando la emisión de estas fuentes en conjunto con la emisión de los Halos, así como una metodología distinta a la utilizada para estimar el fondo, podría confirmar la presencia de Halos para estos pulsares, lo cual está fuera del alcance de esta tesis por requerir un tipo de análisis diferente.

Los análisis realizados para los cinco Halos utilizados en el modelo muestran una vez más que el modelo replica el flujo (con errores relativos que van de 0.04 a 5.7 veces el flujo observado considerando la extensión modelada). En la tabla 5 se presentan los valores de flujo modelados contra los observados. Dada las extensiones modeladas, encontramos la mejor coincidencia entre observaciones y lo modelado con la hipótesis de fuente extensa.

El Halo del pulsar J2032+4127.

En la figura 27 se presenta el mapa de significancia del Halo asociado al pulsar J2032+4127, el cual fue utilizado para el desarrollo del modelo. Dado nuestro modelo, se predice la detección de este Halo como una fuente extendida de radio angular 0.5° . Del análisis realizado con hipótesis de fuente extendida, se reporta una significancia de 36σ , mientras que el análisis realizado con hipótesis de fuente puntual regresa una significancia de 30.1σ . En un previo análisis con datos de HAWC se reporta esta fuente con una extensión de un grado y una significancia de 5.9σ .

A este pulsar se le asocia una fuente extendida en rayos gamma llamada TeV J2032+4130, la cual está identificada en el TeV Cat como una nebulosa de viento de pulsar. Originalmente se reportó como una fuente puntual con emisión de rayos gamma producto de partículas aceleradas[65] hasta que observaciones de VERITAS y MAGIC confirmaron la presencia de una fuente extensa alrededor del pulsar[66]. La detección de esta fuente por HAWC se reportó en el primer catálogo[67]. Se encuentra evidencia de un escenario en donde un sistema compuesto de la nebulosa y otra característica morfológica (ahora conocida como los Halos) aceleran electrones y positrones.

Pulsar	Flujo de Normalización modelado [$\times 10^{-15} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Flujo de Normalización observado [$\times 10^{-15} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	ϵ_F	Significancia	Diámetro angular modelado [deg]
J0633+1746 (Geminga)	128.5	52.4	1.5	26.9	5.50
J0633+1746 (Geminga)	128.5	3.4	38.4	7.7	0.00
J0659+1414 (Monogem)	53.2	33.8	57.4	19.4	4.80
J0659+1414 (Monogem)	53.2	3.5	14.2	6.9	0.00
J0543+2329	16.7	5.9	1.8	9.0	0.90
J0543+2329	16.7	2.1	7.1	4.6	0.00
J1740+1000	3.6	3.9	0.09	6.8	1.10
J1740+1000	3.6	2.6	0.4	5.8	0.00
J2032+4127	32.9	34.4	0.04	36	1.00
J2032+4127	32.9	24.1	0.36	30.1	0.00

Tabla 5: Comparación de valores modelados para flujo a 7 TeV y el flujo de normalización obtenidos en el análisis. El diámetro angular 0.00 significa un análisis de fuente puntual. Se reporta además el error relativo del flujo observado en el análisis y el flujo modelado.

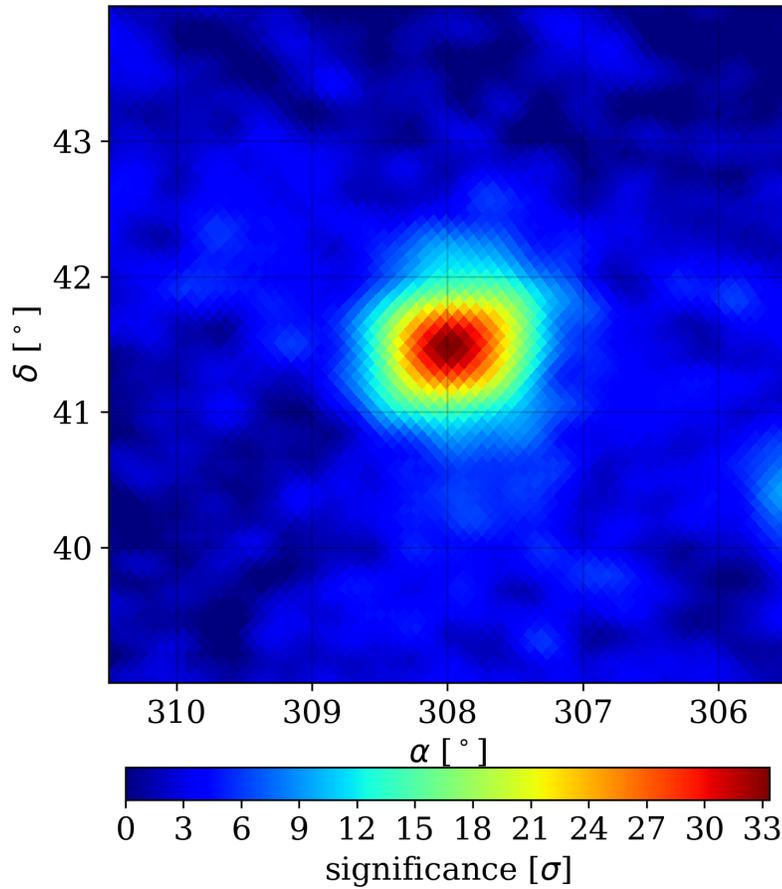


Figura 27: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J2032+4127.

Se investiga si este pulsar es un escenario particular en contraste con los demás de esta selección, ya que el flujo modelado es el que presenta el error relativo más pequeño sin evidencia de una fuente cercana (como es el caso del pulsar J0543+2329) y pudo ser simulado en el análisis anterior. Este pulsar se encuentra en un sistema binario rayos gamma, del tipo pulsar/estrella Be (MT91 213)[68]. Este pulsar fue identificado por VERITAS y MAGIC, asociándolo a la fuente extensa de altas energías TeV 2032+4130²³. Este sistema forma parte de un tipo de fuentes de rayos gamma poco común que se componen de estrellas de neutrones

²³Esta fuente fue descubierta por HEGRA en 2002, pero no se le asoció a ningún tipo de fuente, pues el descubrimiento del pulsar ocurrió después. Se reportó como una fuente extensa de aproximadamente 6' de extensión.

o agujeros negros en órbita con una estrella masiva. Es el segundo de su clase en ser confirmado y el primero con una estrella de neutrones. Su acompañante tiene una masa de $\sim 15 M_{\odot}$ y un disco circumestelar con radio variable entre 0.2 AU y 0.5 AU. El periodo binario se ha estimado de 45–50 años, con una distancia de periastrón de ~ 1 AU, el cual ocurrió en el año 2017.

Análisis previos de la emisión del periastrón muestran que la emisión no térmica del sistema se debe a la interacción del viento del pulsar con el viento estelar y el disco de la estrella masiva. La emisión se explicó por sincrotrón a energías de rayos X y por interacciones de Compton inverso de partículas aceleradas en los choques de terminación entre las dos estrellas. El flujo de rayos gamma es variable debido a la rotación del sistema, con flares observables días y meses después del periastrón. Esto se explica por la eyección rápida de aglomeraciones de plasma. Para el análisis aquí presentado, se utilizan mapas de HAWC con datos tomados durante el periodo de tiempo en el que ocurrió el periastron.

Se realizó un análisis más detallado de la región, haciendo 23 hipótesis de fuente extendida y una de fuente puntual, variando la extensión angular de 0° hasta 2.3° para encontrar un máximo de significancia. Los resultados de estos análisis se presentan en la tabla 8. Este máximo se encuentra para una fuente extendida de diámetro angular de 1° , con un valor de 38.83σ .

La presencia de emisión por interacción de los vientos pulsares con material de la acompañante masiva, como sugiere la referencia [68], no descarta la presencia de un Halo. Al contrario, si se confirmara la presencia de un Halo se podría entenderse mejor la morfología de la emisión de altas energías de esta binaria de rayos gamma.

Por último, es importante señalar que esta fuente es una de las reportadas por HAWC coincidente con la región del *Cocoon* de Cygnus, de donde se han detectado fotones de hasta 100 TeV producidas por procesos hadrónicos de rayos cósmicos de energías hasta de 1 PeV[69].

Las dos detecciones del modelo.

De las dos detecciones predichas restantes por el modelo, uno de estos Halos no es detectable en los análisis realizados. El resultado de estos análisis se presentan en la tabla 6.

En la figura 28 se presenta el mapa de observaciones de esta región, centrado en las coordenadas del pulsar J0627+0706. En la región izquierda de este mapa la fuente observada es coincidente en coordenadas con la SNR de Monoceros (G205-5+05) observada en rayos X, cuya posible asociación a esta fuente de

rayos gamma se explica por interacciones con la Nebulosa de Roseta[70][71]. Esta fuente vecina se observa con una extensión angular $\sim 1^\circ$ y una separación respecto al pulsar de $\sim 1.5^\circ$, con una significancia máxima de $\sim 6\sigma$. Dado el tamaño angular modelado para el Halo a estudiar, se realiza un análisis de fuente puntual y uno de fuente extensa. En ningún análisis se encuentra evidencia de la presencia de una fuente. Estos resultados son congruentes con lo observable en el mapa, en el cual no se distingue tampoco una fuente. El flujo de rayos gamma modelado es $\sim 6\%$ del flujo modelado para el Halo de Geminga y $\sim 15\%$ del flujo observado en este análisis para el mismo.

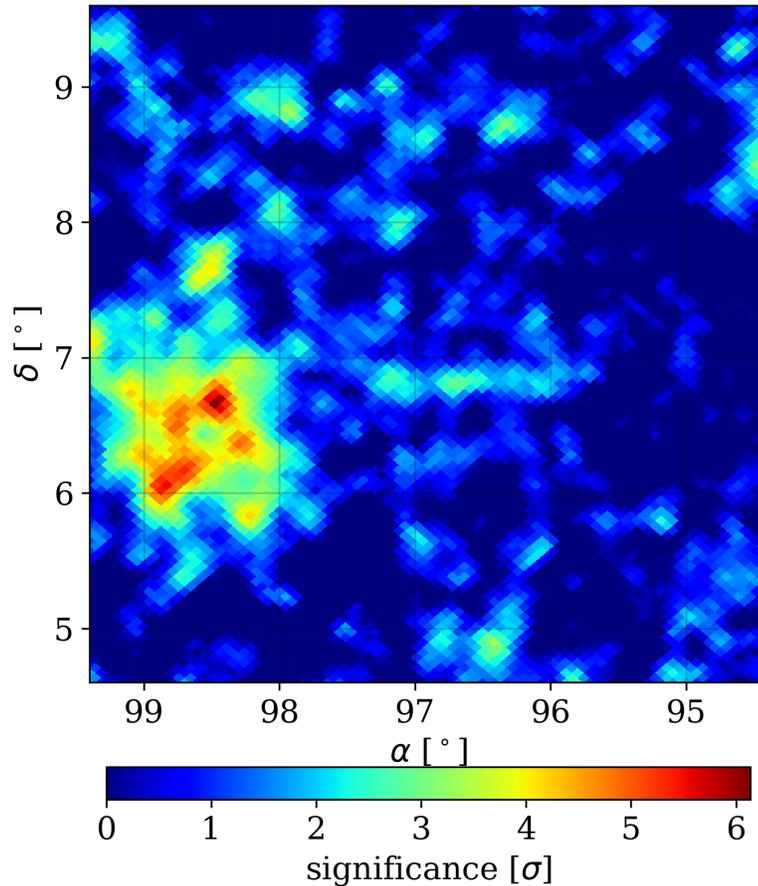


Figura 28: Mapa de significancia de la región centrada en el pulsar J0627+0706

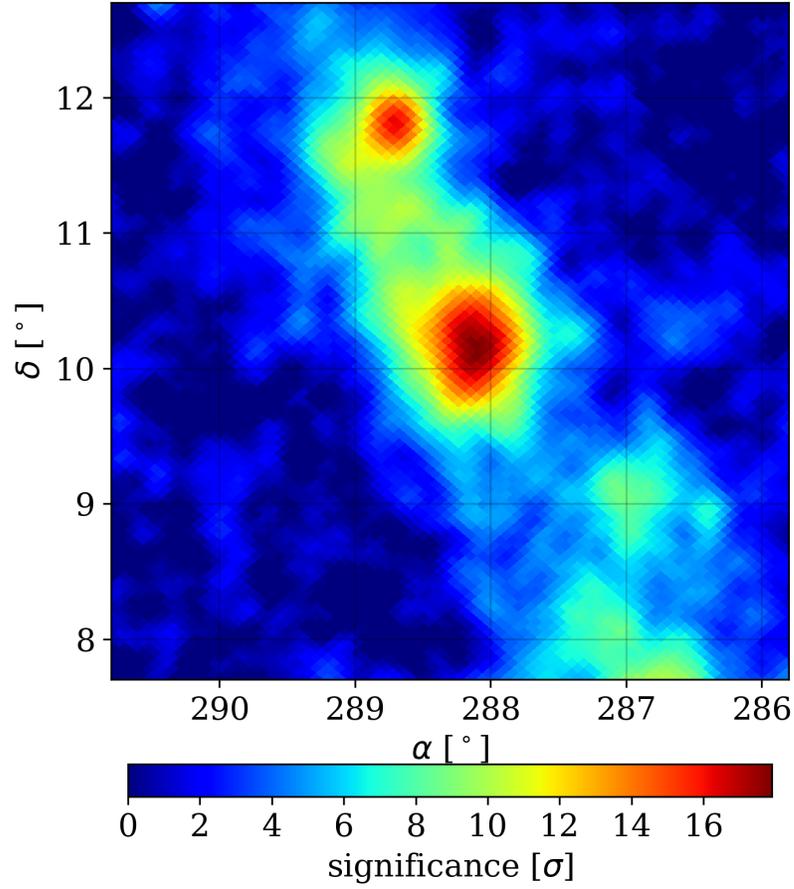


Figura 29: Mapa de significancia de la región centrada en el pulsar J1913+10111

JNombre	Coordenadas [deg]	Flujo modelado [$\times 10^{-15}$ TeV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	Flujo de análisis [$\times 10^{-15}$ TeV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	ε_F [deg]	Radio angular modelado	Significancia
J0627+0706	(96.9, 7.1)	7.80	0.73	9.67	0.30	1.15
J0627+0706	(96.9, 7.1)	7.80	0.00	–	0.00	0.00
J1913+1011	(288.3, 10.2)	2.14	9.13	0.77	0.00	14.37

Tabla 6: El análisis realizado para las dos detecciones nuevas del modelo. Para los Halos modelados como fuentes extensas se les hace el análisis de fuente extensa considerando el tamaño angular estimado y un análisis de fuente puntual. Los análisis de fuente puntual se hacen con radio angular de 0.

El último Halo detectable dado nuestro modelo es el asociado al pulsar

J1913+1011. En la figura 29 se presenta el mapa de esta región. Se modela y analiza a este Halo como una fuente puntual. El análisis realizado regresa una significancia de 14.37σ . El flujo de rayos gamma de 7 TeV detectado a partir del análisis con una hipótesis de fuente extendida es $\sim 426\%$ mayor del calculado con nuestro modelo. Dada la cercanía a una segunda fuente (arriba de la fuente central en el mapa), el análisis realizado no es concluyente sobre si el flujo observado se origina en el Halo, pues esta segunda fuente podría estar aportando al flujo detectado en la dirección del pulsar J1913+1011. Además, el flujo de esta segunda fuente no identificada podría estar sobreponiéndose al fondo estimado alrededor del Halo de interés. La fuente asociada a este pulsar ha sido reportada en los datos del observatorio HAWC en el segundo y tercer catálogo[42][15], y forma parte de los candidatos a Halo de este último. Reportada por primera vez con datos del experimento H.E.S.S. como una fuente extensa, se reportó como una probable PWN alrededor de este pulsar o, alternativamente, como la SNR del mismo. Esto se debe ya que al momento de su detección la morfología de esta región no era la esperada para el modelo de una PWN[72]. La segunda fuente también aparece en los catálogos de H.E.S.S. y HAWC, con el nombre HESS J1915+115 y HWCJ1914+118 respectivamente. En la región de esta segunda fuente se encuentran dos pulsares, PSR J1915+1149 y PSR J1915+1155, a una distancia de 0.09° y 0.16° de las coordenadas de la fuente HWCJ1914+118. Sin embargo, en la selección de los pulsares para este análisis se descartaron al no tener una derivada temporal del periodo reportada[73].

Conclusiones y trabajo a futuro.

En este trabajo se realizó un modelo analítico que calcula la luminosidad y el flujo de rayos gamma a 7 TeV, así como el tamaño angular de Halos de TeV alrededor de pulsares con edades entre 10^5 y 10^6 años como podrían ser observados por el observatorio HAWC.

Se obtuvo una expresión de \dot{E} , ec. 55, que se usa para describir el comportamiento de \dot{E} en un rango de edades reportadas para los pulsares en el catálogo ATNF de 10^4 y 10^8 años que depende sólo de la edad. Para el rango de edades de pulsares especificado, esta reproduce razonablemente la tendencia de la población de interés.

Para el ajuste de luminosidad de rayos gamma a una energía de 7 TeV se consideran seis fuentes de rayos gamma asociadas a pulsares, tres identificadas como Halos de TeV a partir de un estudio morfológico de la emisión difusiva de altas energía y otros tres identificados como candidatos a Halos en el tercer catálogo de HAWC. La expresión de la luminosidad es una expresión analítica ajustada a partir de la distribución de la potencia spin-down, ec. 57 en función de lo potencia spin-down calculada con la expresión 55. Esta expresión se utiliza para modelar un flujo diferencial de rayos gamma a 7 TeV que se toma como un flujo de normalización considerando un espectro cuya forma es una ley de potencia.

Por último, para estimar el tamaño como sería visto por el observatorio HAWC se escala el tamaño angular de Geminga en función de la distancia a la Tierra de Geminga y el pulsar de interés.

Con este modelo se realizaron simulaciones de los seis Halos. Para esto se hizo uso de software desarrollado para este observatorio. Se encontró que este modelo reproduce el flujo diferencial como sería detectado por el observatorio a 7 TeV. Así mismo se reproduce el tamaño angular de los Halos, sin embargo, la morfología aún no puede ser replicada de manera satisfactoria. La significancia de las fuentes simuladas coinciden con lo reportado en los mapas de significancia reales.

Una vez terminado este análisis, se modelaron Halos para todos los pulsares de

edad media con distancia reportada en el campo de visión de HAWC. De una selección de 142 pulsares, se seleccionan aquellos cuyo flujo estimado es de 1 % o más del flujo de Geminga. Se encuentra que en los mapas más recientes de HAWC hay 16 Halos detectables según nuestro modelo. Se obtienen mapas de significancia de las regiones y se hace un análisis de fuente puntual para todos. Además, a aquellos cuyo cálculo de diámetro angular es igual o mayor a 0.5° se les realiza un análisis de fuente extensa. Estos análisis regresan el flujo diferencial a una energía pivote, en este caso 7 TeV, de la región así como la significancia de la fuente. Dentro de estos 16 Halos se incluyen cinco de los Halos utilizados para el desarrollo del modelo, con la excepción del Halo reportado por LHAASO, el cual no cuenta con una distancia reportada.

Nueve de las regiones estudiadas se encuentran en una región poblada por diversas fuentes de rayos gamma: pulsares jóvenes y de edad media, así como regiones de formación estelar, un cúmulo abierto y una SNR. Con el análisis realizado aquí, no se encuentra evidencia concluyente de la presencia de Halos asociados a los pulsares. Por otro lado, con el modelo se predicen dos Halos detectables distintos a los cinco utilizados en el modelo y a los nueve previamente mencionados. Primero, el análisis de la región del pulsar J0627+0706 no presenta evidencia de detección de una fuente. Segundo, se confirma la detección de una fuente asociada al pulsar J1913+1011.

Por otro lado, un análisis más detallado de la fuente asociada al pulsar J2032+4127 se encuentra un máximo de significancia de 38.83σ considerando un diámetro angular de 1° . En trabajos previos a energías más bajas de esta fuente se reporta que este pulsar forma parte de una binaria de rayos gamma, la segunda de su tipo en ser reportada y la primera que se reporta con un pulsar. La emisión a energías de GeV se observó con flares después de que el sistema llegara al periastron en 2017. La emisión de esta región se explicó a energías de GeV como producto la interacción comptoniana inversa de partículas aceleradas por el choque formado entre el viento del pulsar y el material circundante de la estrella masiva acompañante. Además, esta fuente se encuentra en la región del *cocoon* de cygnus, en donde se presenta evidencia de emisión por rayos gamma a energías del orden de los PeV. La presencia de un Halo en un sistema como este no se descarta en el análisis realizado.

Se concluye que el modelo realizado reproduce el flujo esperado de un Halo dada las características de su pulsar. Sin embargo, la clasificación de una fuente de rayos gamma como un Halo no es sencilla. Por un lado, hay pulsares que no tienen reportados una distancia o un \dot{E} . Asimismo, hay fuentes de rayos gamma que no se han podido asociar a fuentes ya conocidas, en este caso pulsares. Este modelo

presenta una evidencia más de que en una región dada del cielo hay presente un Halo de TeV. Así mismo, sirve para encontrar evidencia de un Halo asociado a otro tipo de fuente de rayos gamma no clasificada.

0.19. Trabajo a futuro

Con este modelo, se puede hacer una primera aproximación a la aportación de los Halos al espectro difuso de rayos gamma de una galaxia dada. En primer lugar se intentará obtener la aportación de estos Halos en la Vía Láctea.

Por otro lado, este trabajo mostró evidencia del tipo de emisión compuesta que hay alrededor de una binaria de rayos gamma. Con software más reciente de la colaboración se puede hacer un análisis de fuentes transientes, por lo que se buscará en datos previos del observatorio evidencia de los flares observado a energías de GeV.

Así mismo, se debe mejorar el modelado de la morfología de un Halo dado la energía del fotón observado. De esta forma, la evidencia presentada por el modelo será más fuerte para investigar fuentes de rayos gamma sin ninguna asociación a pulsares y sin clasificación de Halo.

Por último, este modelo se puede utilizar para analizar la emisión de Halos en otras Galaxias. Para esto, se podrían considerar galaxias espirales que presenten una tasa de formación estelar y distribución de gas parecidos a los de la Vía Láctea. A partir de esto, se puede estimar el número de pulsares en dicha galaxia, ya que pulsares individuales extragalácticos no se pueden resolver fácilmente²⁴, a partir de la función inicial de masa. Actualmente para este análisis se podría utilizar datos de las colaboraciones HAWC y LHAASO, y se espera que este posible trabajo se pueda complementar con los futuros CTA y SWGO.

²⁴La excepción a esto son los pulsares detectados en las Nubes de Magallanes.

Mapas de observación del modelo con 2090 días.

A continuación se presentan los mapas de observación de los cinco Halos del modelo con los mapas de 2090 días de datos, discutidos en la sección 0.18.

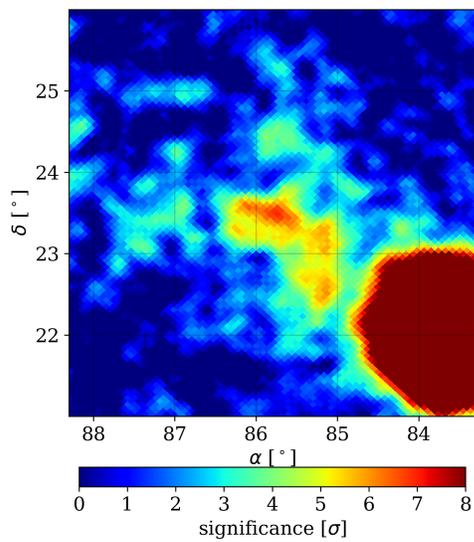


Figura 30: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J0543+2329.

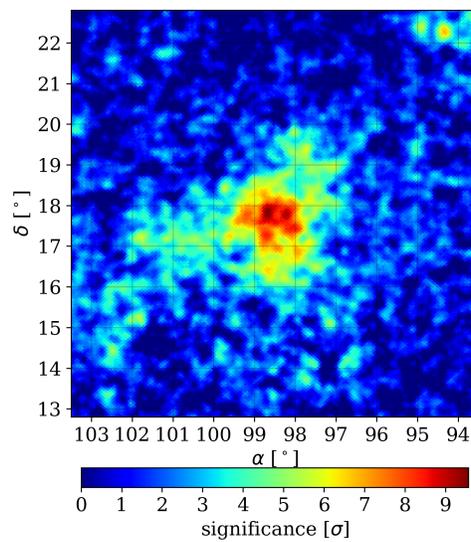


Figura 31: Mapa de observaciones centrado en el pulsar Geminga.

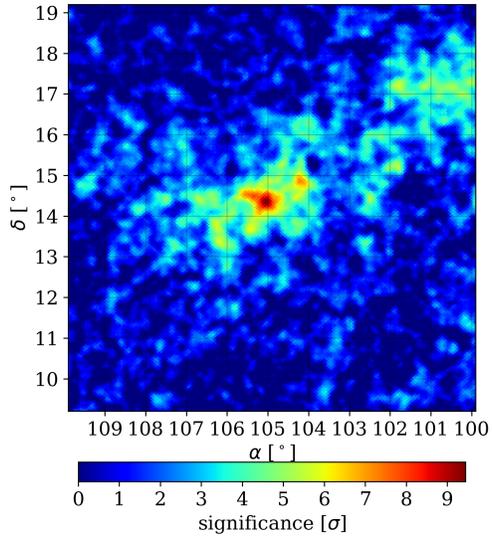


Figura 32: Mapa de observaciones centrado en el pulsar Monogem.

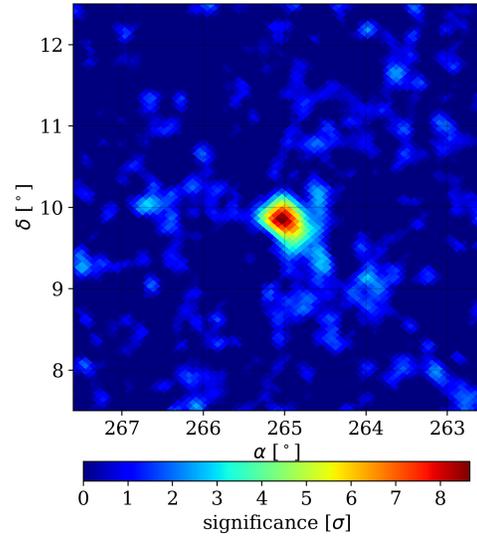


Figura 33: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1740+1000.

Análisis de los Halos de la región poblada.

A continuación se muestra una tabla donde se presentan los valores ingresados de flujo de rayos gamma a 7 TeV y el valor de la hipótesis de extensión para los 18 Halos detectados por nuestro modelo. Así mismo, se presentan los resultados de flujo y significancia para estos análisis.

JNombre	Coordenadas [deg]	Flujo modelado [$\times 10^{-15}$ TeV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	Flujo de análisis [$\times 10^{-15}$ TeV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	Radio angular modelado [deg]	Significancia
J1825-0935	(276.4, -9.6)	564.51	39.30	1.15	13.87
J1825-0935	(276.4, -9.6)	564.51	0.85	0.00	1.58
J1825-1446	(276.3, -14.8)	2.92	23.90	0.00	15.06
J1828-1057	(277.1, -10.9)	4.20	9.71	0.00	9.24
J1833-0338	(278.4, -3.7)	5.81	23.5	0.27	2.90
J1833-0338	(278.4, -3.7)	5.81	1.00	0.00	3.48
J1847-0402	(281.8, -4.0)	4.61	3.54	0.00	4.72
J1849-0614	(282.4, -6.2)	2.20	0.22	0.00	0.36
J1853+0011	(283.4, 0.2)	1.65	9.71	0.00	12.69
J1853+0056	(283.4, 0.1)	3.94	6.38	0.00	8.56
J1913+0904	(288.3, 9.1)	3.04	1.50	0.00	2.96

Tabla 7: El análisis realizado para los Halos de los nueve pulsares en la zona poblada. Para los Halos modelados como fuentes extensas se les hace el análisis de fuente extensa considerando el tamaño angular estimado y un análisis de fuente puntual. Los análisis de fuente puntual se hacen con radio angular de 0.00.

Mapas de observación de la región poblada.

Se presentan los mapas de observaciones de los nueve pulsares en la región poblada mencionados en la sección 0.18.

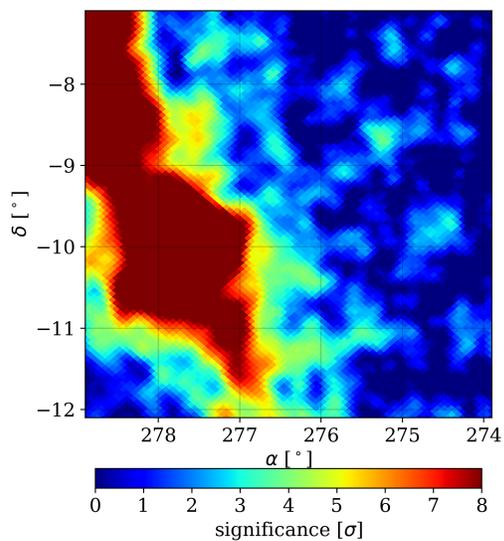


Figura 34: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1825-0935.

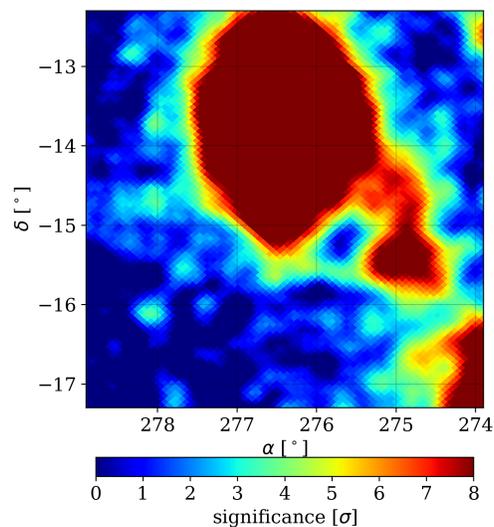


Figura 35: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1825-1446.

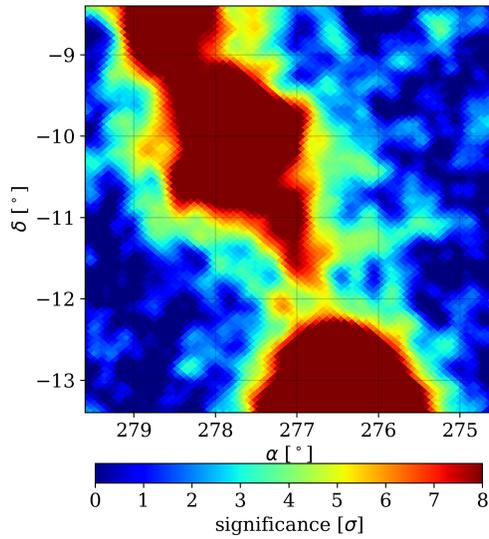


Figura 36: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1828-1057.

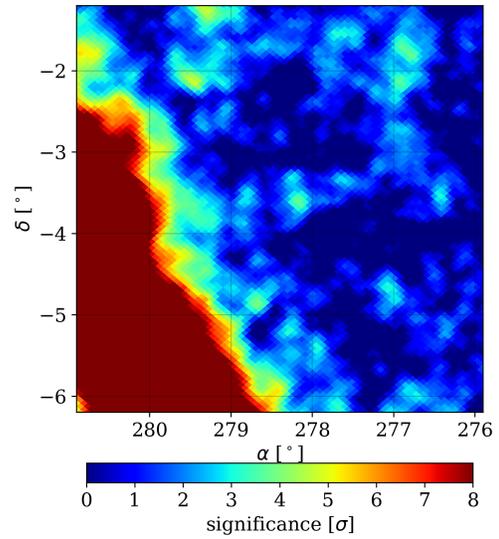


Figura 37: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1833-0338.

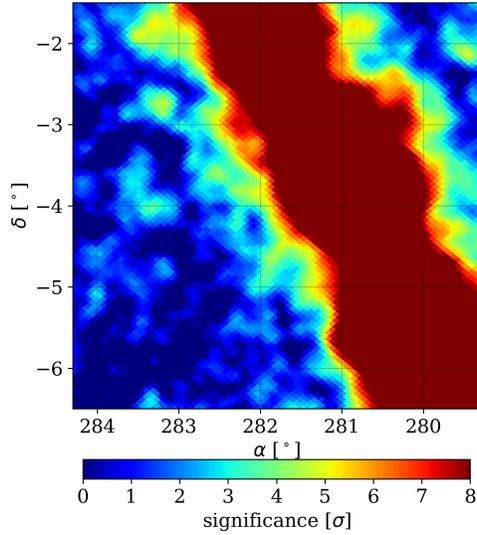


Figura 38: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1847-0402.

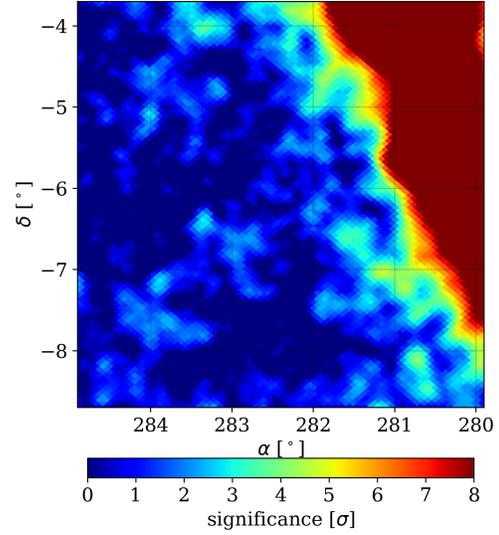


Figura 39: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1849-0614.

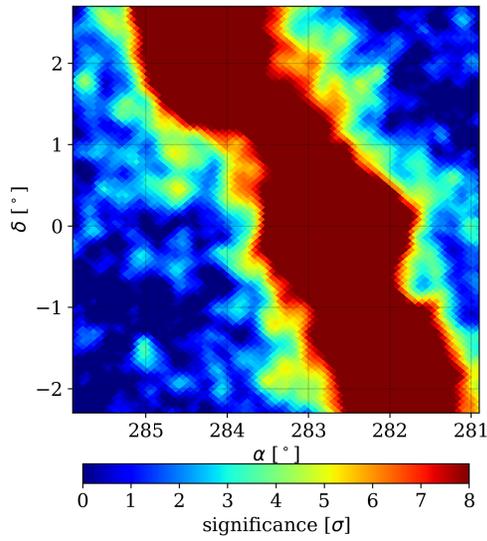


Figura 40: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1853+0011.

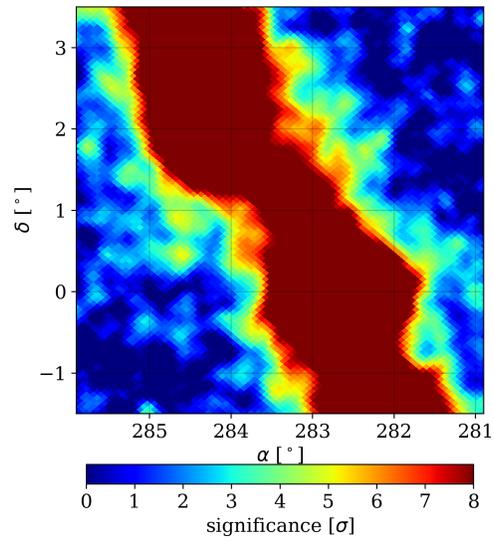


Figura 41: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1853+0056.

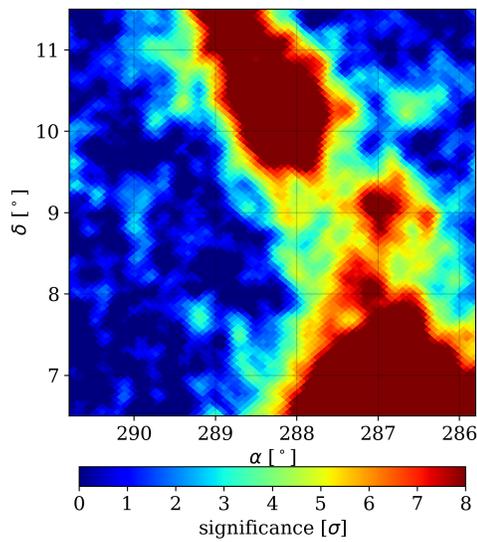


Figura 42: Mapa de observaciones centrado en el pulsar J1913+0904.

Análisis de la región alrededor del pulsar J2032+4127.

A continuación se presentan los resultados de los 24 análisis que se hicieron a la región alrededor del pulsar J2032+4127, variando la hipótesis a probar de una extensión desde 0° hasta 1.15° con pasos de 0.05° .

Radio angular [deg]	Significancia	Flujo diferencial a 7 TeV [$\times 10^{-15} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
0.00	32.26	25.8
0.05	31.94	25.8
0.10	32.74	26.5
0.15	34.12	28.5
0.20	35.59	31.1
0.25	36.87	34.0
0.30	37.80	37.0
0.35	38.36	40.0
0.40	38.65	43.0
0.45	38.80	46.0
0.50	38.83	48.8
0.55	38.72	51.5
0.60	38.47	53.9
0.65	38.12	56.2
0.70	37.76	58.5
0.75	37.44	60.8
0.80	37.15	63.0
0.85	36.84	65.0
0.90	36.43	66.9
0.95	35.87	68.6
1.00	35.53	70.3
1.05	35.18	72.1
1.10	34.89	74.0
1.15	34.59	75.7

Tabla 8: Análisis de la región alrededor del pulsar J2032+4127, variando la hipótesis a probar de una extensión desde 0° hasta 1.15° con pasos de 0.05° .

Bibliografía

- [1] M. de Naurois y D. Mazin. «Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy». En: *Comptes Rendus Physique* 16.6-7 (ago. de 2015), págs. 610-627. ISSN: 1631-0705. DOI: 10.1016/j.crhy.2015.08.011. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.crhy.2015.08.011>.
- [2] Peter Schneider. *Extragalactic Astronomy and Cosmology*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 978-3-540-33174-2. DOI: 10.1007/978-3-540-33175-9. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-33175-9>.
- [3] Thierry Courvoisier. *High Energy Astrophysics*. Ene. de 2013. ISBN: 978-3-642-30969-4. DOI: 10.1007/978-3-642-30970-0.
- [4] J V Jelley. «Cerenkov radiation and its applications». En: *British Journal of Applied Physics* 6.7 (jul. de 1955), págs. 227-232. DOI: 10.1088/0508-3443/6/7/301. URL: <https://doi.org/10.1088/0508-3443/6/7/301>.
- [5] M.F. L'Annunziata. *Radioactivity: Introduction and History, From the Quantum to Quarks*. Elsevier Science, 2016. ISBN: 9780444634962. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=PDPRCgAAQBAJ>.
- [6] A.A. Abdo y col. «Milagro limits and HAWC sensitivity for the rate-density of evaporating Primordial Black Holes». En: *Astroparticle Physics* 64 (abr. de 2015), págs. 4-12. ISSN: 0927-6505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2014.10.007. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.10.007>.
- [7] M. M. González for the HAWC Collaboration. «The High Altitude Gamma Ray Observatory, HAWC». En: *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* 40 (2011), págs. 141-144.
- [8] A. J. Smith. *HAWC: Design, Operation, Reconstrucion and Analysis*. 2015.

- [9] A. U. Abeysekara y col. «Observation of the Crab Nebula with the HAWC Gamma-Ray Observatory». En: *The Astrophysical Journal* 843.1 (jun. de 2017), pág. 39. DOI: 10.3847/1538-4357/aa7555. URL: <https://doi.org/10.3847%2F1538-4357%2Faa7555>.
- [10] A. U. Abeysekara y col. «Measurement of the Crab Nebula Spectrum Past 100 TeV with HAWC». En: *The Astrophysical Journal* 881.2 (ago. de 2019), pág. 134. DOI: 10.3847/1538-4357/ab2f7d. URL: <https://doi.org/10.3847%2F1538-4357%2Fab2f7d>.
- [11] A. Albert y col. «HAWC Search for High-mass Microquasars». Inglés. En: *Astrophysical Journal Letters* 912.1 (mayo de 2021). Publisher Copyright: © 2021. The American Astronomical Society. All rights reserved.. ISSN: 2041-8205. DOI: 10.3847/2041-8213/abf35a.
- [12] A. Albert y col. «Cosmic ray spectrum of protons plus helium nuclei between 6 and 158 TeV from HAWC data». En: 105.6, 063021 (mar. de 2022), pág. 063021. DOI: 10.1103/PhysRevD.105.063021. arXiv: 2204.06662 [astro-ph.HE].
- [13] HAWC Collaboration y col. «Study of the Very High Energy emission of M87 through its broadband spectral energy distribution». En: *arXiv e-prints*, arXiv:2112.09179 (dic. de 2021), arXiv:2112.09179. arXiv: 2112.09179 [astro-ph.HE].
- [14] A. Albert y col. «HAWC Study of the Ultra-high-energy Spectrum of MGRO J1908+06». En: 928.2, 116 (abr. de 2022), pág. 116. DOI: 10.3847/1538-4357/ac56e5. arXiv: 2112.00674 [astro-ph.HE].
- [15] A. Albert y col. «3HWC: The Third HAWC Catalog of Very-high-energy Gamma-Ray Sources». En: *The Astrophysical Journal* 905.1 (dic. de 2020), pág. 76. ISSN: 1538-4357. DOI: 10.3847/1538-4357/abc2d8. URL: <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/abc2d8>.
- [16] A. U. Abeysekara y col. «Extended gamma-ray sources around pulsars constrain the origin of the positron flux at Earth». En: *Science* 358.6365 (nov. de 2017), págs. 911-914. DOI: 10.1126/science.aan4880. arXiv: 1711.06223 [astro-ph.HE].
- [17] T. Sudoh, T. Linden y Beacom J.F. «TeV Halos are Everywhere: Prospects for New Discoveries». En: *Physical Review D* (2019).

- [18] LHAASO collaboration. *Performance of LHAASO-WCDA and Observation of Crab Nebula as a Standard Candle*. 2021. arXiv: 2101.03508 [astro-ph.IM].
- [19] S Vernetto y for the LHAASO Collaboration. «Gamma Ray Astronomy with LHAASO». En: *Journal of Physics: Conference Series* 718.5 (mayo de 2016), pág. 052043. DOI: 10.1088/1742-6596/718/5/052043. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/718/5/052043>.
- [20] F. Aharonian y col. «Extended Very-High-Energy Gamma-Ray Emission Surrounding PSR J0622+3749 Observed by LHAASO-KM2A». En: *Physical Review Letters* 126.24 (jun. de 2021). ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/physrevlett.126.241103. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.241103>.
- [21] A. Hewish y col. «Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source». En: *nature* 217 (1968).
- [22] Roger W. Romani y col. «PSR J0952-0607: The Fastest and Heaviest Known Galactic Neutron Star». En: 934.2, L17 (ago. de 2022), pág. L17. DOI: 10.3847/2041-8213/ac8007. arXiv: 2207.05124 [astro-ph.HE].
- [23] J. Takata. «Gamma Ray Pulsars: From Radio to Gamma Rays». En: *Handbook of Supernovae*. Ed. por Athem W. Alsabti y Paul Murdin. Springer, 2017.
- [24] S. L. Shapiro y S. A. Teukolsky. *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars. The Physics of Compact Objects*. Wiley-VCH, 2004.
- [25] A. G. G. M. Tielens. *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*. Cambridge University Press, 2005.
- [26] J. M. Cordes y D. F. Chernoff. «Neutron Star Population Dynamics. II. Three-Dimensional Space Velocities of Young Pulsars». En: *The Astrophysical Journal* (1998).
- [27] P. Podsiadlowski, E. Pfahl y S. Rappaport. «Neutron-Star Birth Kicks». En: *Binary Radio Pulsars*. Ed. por F. A. Rasio e I. H. Stairs. Vol. 328. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2005.
- [28] Dong L. «Neutron Star Kicks and Asymmetric Supernovae». En: *Physics of Neutron Star Interiors*. Ed. por D. Blaschke, N. K. Glendenning y A. Sedrakian. Springer, 2001.

- [29] Vassiliki Kalogera y Gordon Baym. «The Maximum Mass of a Neutron Star». En: 470 (oct. de 1996), pág. L61. DOI: 10.1086/310296. arXiv: astro-ph/9608059 [astro-ph].
- [30] N. Chamel y col. «On the Maximum Mass of Neutron Stars». En: *International Journal of Modern Physics E* 22.7, 1330018 (jul. de 2013), pág. 1330018. DOI: 10.1142/S021830131330018X. arXiv: 1307.3995 [astro-ph.HE].
- [31] D. R. Lorimer y M. Kramer. *Handbook of Pulsar Astronomy*. Cambridge University Press, 2004.
- [32] H. Karttunen y col. *Fundamental Astronomy*. Springer, 2017.
- [33] S. Bhattacharyya, A. Papitto y D. Bhattacharya. *Millisecond Pulsars*. Astrophysics and Space Science Library. Springer International Publishing, 2022. ISBN: 9783030851989. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=fZVKEAAAQBAJ>.
- [34] P. Slane. «Pulsar Wind Nebulae». En: *Handbook of Supernovae*. Springer, 2017.
- [35] D.H. Sharp. «An overview of Rayleigh-Taylor instability». En: *Physica D: Nonlinear Phenomena* 12.1 (1984), págs. 3-18. ISSN: 0167-2789. DOI: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(84\)90510-4](https://doi.org/10.1016/0167-2789(84)90510-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167278984905104>.
- [36] B. M. Gaensler y P. O. Slane. «The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae». En: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 44 (2006).
- [37] R. N. Manchester y col. «The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue». En: *The Astronomical Journal* 129.4 (abr. de 2005), págs. 1993-2006. DOI: 10.1086/428488. URL: <https://doi.org/10.1086/428488>.
- [38] A. Teoh. *ATNF Pulsar Catalogue v1.67*. 2022. URL: <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat> (visitado 05-07-2022).
- [39] G. Giacinti y col. «On the TeV Halo Fraction in gamma-ray bright Pulsar Wind Nebulae». En: *Astronomy & Astrophysics* 636 (2020).

- [40] M. Di Mauro, S. Manconi y F. Donato. «Detection of a γ -ray halo around Geminga with the Fermi-LAT data and implications for the positron flux». En: *Physical Review D* 100.12 (dic. de 2019). ISSN: 2470-0029. DOI: 10.1103/physrevd.100.123015. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.100.123015>.
- [41] A. A. Abdo y col. «Milagro Observations of Multi-TeV Emission from Galactic Sources in the Fermi Bright Source List». En: *Astrophysical Journal Letters* (2009).
- [42] The HAWC Collaboration. «The 2HWC HAWC Observatory Gamma Ray Catalog». En: *The Astrophysical Journal* 843 (2017).
- [43] T. Linden y col. «Using HAWC to Discover Invisible Pulsar». En: *Physical Review D* (2017).
- [44] R. Trotta y col. «Constraints on Cosmic-ray Propagation Models from A Global Bayesian Analysis». En: 729.2, 106 (mar. de 2011), pág. 106. DOI: 10.1088/0004-637X/729/2/106. arXiv: 1011.0037 [astro-ph.HE].
- [45] H.D. Young, R.A. Freedman y A.L. Ford. *University Physics with Modern Physics*. Pearson Education, 2012. ISBN: 9780321850027.
- [46] G.B. Rybicki y A.P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. Physics textbook. Wiley, 2008. ISBN: 9783527618187. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=eswe2StAspsC>.
- [47] R. Liu y H. Yan. «On the unusually large spatial extent of the TeV nebula HESS J1825137: implication from the energy-dependent morphology». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 494.2 (abr. de 2020), págs. 2618-2627. ISSN: 1365-2966. DOI: 10.1093/mnras/staa911. URL: <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/staa911>.
- [48] A. N. Kolmogorov. «The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers». En: *Proceedings: Mathematical and Physical Sciences* 434.1890 (1991), págs. 9-13. ISSN: 09628444. URL: <http://www.jstor.org/stable/51980> (visitado 31-03-2023).
- [49] D. Hooper y T. Linden. *Evidence of TeV Halos Around Millisecond Pulsars*. 2021. arXiv: 2104.00014 [astro-ph.HE].
- [50] J. A. Hinton y col. «Escape from Vela X». En: *The Astrophysical Journal Letters* 743 (2011).

- [51] S. P. Wakely y D. Horan. «TeVcat: An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy». En: *International Cosmic Ray Conference 3* (2008), págs. 1341-1344.
- [52] Colas Riviere, Henrike Fleischhack y Andres Sandoval. «HAWC detection of TeV emission near PSR B0540+23». En: *The Astronomer's Telegram* 10941 (nov. de 2017), pág. 1.
- [53] Chad Brisbois y col. «HAWC detection of TeV source HAWC J0635+070». En: *The Astronomer's Telegram* 12013 (sep. de 2018), pág. 1.
- [54] Kun Fang, Xiao-Jun Bi y Peng-Fei Yin. «Possible origin of the slow-diffusion region around Geminga». En: 488.3 (sep. de 2019), págs. 4074-4080. DOI: 10.1093/mnras/stz1974. arXiv: 1903.06421 [astro-ph.HE].
- [55] A. A. Abdo y col. «TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro». En: *The Astrophysical Journal* 664.2 (jul. de 2007), págs. L91-L94. DOI: 10.1086/520717. URL: <https://doi.org/10.1086%2F520717>.
- [56] M. M. González y col. «GRB 221009A: A light dark matter burst or an extremely bright Inverse Compton component?». En: *arXiv e-prints*, arXiv:2210.15857 (oct. de 2022), arXiv:2210.15857. arXiv: 2210.15857 [astro-ph.HE].
- [57] Daniel Omar Avila Rojas. «Sensibilidad del observatorio HAW a rayos gamma de alta energías.» Tesis doct. 2016.
- [58] José Erandi Serna Franco. «Búsqueda Indirecta de Materia Oscura con los Observatorios HAWC y CTA.» Tesis doct. 2019.
- [59] Daniel Omar Avila Rojas. «Búsqueda de Emisión de Alta Energía (gt;1 TeV) en las Radio Galaxias M87, NGC1275, 3C 264, PKS 0625 035.» Tesis doct. 2019.
- [60] José Erandi Serna Franco. «Characterization of Two Compact IACT Telescopes HAWC's Eye in Synchrony with the HAWC Gamma-ray Observatory.» Tesis doct. 2021.
- [61] A. U. Abeysekara y col. «Data acquisition architecture and online processing system for the HAWC gamma-ray observatory». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 888 (abr. de 2018), págs. 138-146. DOI: 10.1016/j.nima.2018.01.051. arXiv: 1709.03751 [astro-ph.IM].

- [62] P. M. Saz Parkinson y col. «Eight γ -ray Pulsars Discovered in Blind Frequency Searches of Fermi LAT Data». En: 725.1 (dic. de 2010), págs. 571-584. DOI: 10.1088/0004-637X/725/1/571. arXiv: 1006.2134 [astro-ph.HE].
- [63] Petra Huentemeyer y col. «The Southern Wide-Field Gamma-Ray Observatory (SWG0): A Next-Generation Ground-Based Survey Instrument». En: *Bulletin of the American Astronomical Society*. Vol. 51. Sep. de 2019, pág. 109. DOI: 10.48550/arXiv.1907.07737. arXiv: 1907.07737 [astro-ph.IM].
- [64] J. Moldón y col. «On the origin of LS 5039 and PSR J1825-1446». En: 543, A26 (jul. de 2012), A26. DOI: 10.1051/0004-6361/201219205. arXiv: 1205.2080 [astro-ph.HE].
- [65] F. Aharonian y col. «An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2». En: 393 (oct. de 2002), págs. L37-L40. DOI: 10.1051/0004-6361:20021171. arXiv: astro-ph/0207528 [astro-ph].
- [66] A. U. Abeysekara y col. «Periastron Observations of TeV Gamma-Ray Emission from a Binary System with a 50-year Period». En: 867.1, L19 (nov. de 2018), pág. L19. DOI: 10.3847/2041-8213/aae70e. arXiv: 1810.05271 [astro-ph.HE].
- [67] A. U. Abeysekara y col. «Multiple Galactic Sources with Emission Above 56 TeV Detected by HAWC». En: 124.2, 021102 (ene. de 2020), pág. 021102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.021102. arXiv: 1909.08609 [astro-ph.HE].
- [68] A. U. Abeysekara y col. «Periastron Observations of TeV Gamma-Ray Emission from a Binary System with a 50-year Period». En: 867.1, L19 (oct. de 2018), pág. L19. DOI: 10.3847/2041-8213/aae70e. arXiv: 1810.05271 [astro-ph.HE].
- [69] A. U. Abeysekara y col. «HAWC observations of the acceleration of very-high-energy cosmic rays in the Cygnus Cocoon». En: *Nature Astronomy* 5 (mar. de 2021), págs. 465-471. DOI: 10.1038/s41550-021-01318-y. arXiv: 2103.06820 [astro-ph.HE].
- [70] L. Xiao y M. Zhu. «Radio perspectives on the Monoceros SNR G205.5+0.5». En: 545, A86 (sep. de 2012), A86. DOI: 10.1051/0004-6361/201218938. arXiv: 1207.4873 [astro-ph.GA].

- [71] H. Katagiri y col. «Fermi/LAT Study of Gamma-Ray Emission in the Direction of the Monoceros Loop Supernova Remnant». En: 831.1, 106 (nov. de 2016), pág. 106. DOI: 10.3847/0004-637X/831/1/106. arXiv: 1608.06380 [astro-ph.HE].
- [72] H. E. S. S. Collaboration y col. «A search for new supernova remnant shells in the Galactic plane with H.E.S.S.» En: 612, A8 (abr. de 2018), A8. DOI: 10.1051/0004-6361/201730737. arXiv: 1801.06020 [astro-ph.HE].
- [73] H. Abdalla y col. «TeV Emission of Galactic Plane Sources with HAWC and H.E.S.S.» En: 917.1, 6 (ago. de 2021), pág. 6. DOI: 10.3847/1538-4357/abf64b. arXiv: 2107.01425 [astro-ph.IM].