

---

# Materia oscura en fuentes astrofísicas de muy altas energías: Oscilaciones axi3n-fot3n y su efecto en el espectro gamma de la fuente J2019+368

---

Eduardo Javier Rucal Ord3n3ez



UNIVERSIDAD DEL VALLE DE GUATEMALA  
Facultad de Ciencias y Humanidades



**Materia oscura en fuentes astrofísicas de muy altas energías: Oscilaciones axiÓN-fotÓN y su efecto en el espectro gamma de la fuente J2019+368**

Trabajo de graduación en modalidad de Tesis presentado por  
Eduardo Javier Rucal Ordóñez  
para optar al grado académico de Licenciado en Física

Guatemala  
2025



UNIVERSIDAD DEL VALLE DE GUATEMALA  
Facultad de Ciencias y Humanidades

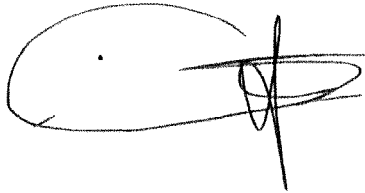


**Materia oscura en fuentes astrofísicas de muy altas energías: Oscilaciones axiÓN-fotÓN y su efecto en el espectro gamma de la fuente J2019+368**

Trabajo de graduación en modalidad de Tesis presentado por  
Eduardo Javier Rucal Ordóñez  
para optar al grado académico de Licenciado en Física

Guatemala  
2025

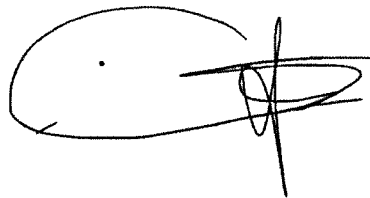
Vo.Bo.:



(f)

Ph.D. Rubén Molina

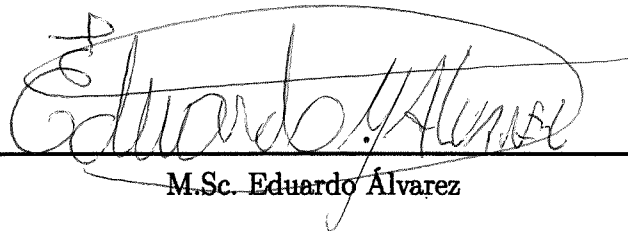
Tribunal Examinador:



(f)

Ph.D. Rubén Molina

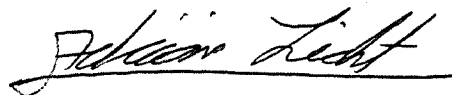
(f)



M.Sc. Eduardo Álvarez

M.Sc. Eduardo Álvarez

(f)



Ph.D. Adrián Licht

Fecha de aprobación: Guatemala, 24 de junio de 2025.

---

## Agradecimientos

---

Quiero agradecer y dedicar este trabajo de graduación a:

Mi familia: a mi mamá, mi papá, mis dos hermanas, mi abuelita y mi prima. Gracias por amarme con profundidad y apoyarme en todos mis desvaríos, incluyendo el de convertirme en físico. Llevo una parte de ustedes a donde quiera que voy. Y a mi perrita Hange y mi gatito Feynman: gracias por su compañía fiel.

A mis amigos físicos, mi segunda familia, quienes hicieron de estos últimos cuatro años una aventura inolvidable. Lo que tienen de inteligentes, lo tienen de ocurrentes y valiosos. No podría pedir mejores amigos. Le pido al universo que nuestra amistad sea invariante ante transformaciones temporales y espaciales.

A mis profesores, quienes con sus enseñanzas, consejos e interés genuino me han formado no solo como profesional, sino como persona. Les agradezco muchísimo.

Al equipo de becas de la Fundación Juan Bautista Gutiérrez, quienes creyeron en mí y en mis sueños.

A mi asesor, el PhD Rubén Alfaro Molina, por sus consejos, paciencia y compromiso en ayudarme a terminar esta etapa tan importante de mi trayectoria como físico.

Finalmente, dedico este trabajo de graduación a mí mismo. Gracias por no rendirte y por siempre creer en que las cosas pueden ser mejores. Estoy orgulloso de lo que hemos alcanzado. Vamos por más.

|   |             |
|---|-------------|
| <b>Agradecimientos</b>  | <b>III</b>  |
| <b>Lista de figuras</b>   | <b>VII</b>  |
| <b>Lista de cuadros</b>   | <b>VIII</b> |
| <b>Resumen</b>  | <b>IX</b>   |
| <b>1. Introducción</b>  | <b>1</b>    |
| <b>2. Objetivos</b>   | <b>3</b>    |
| 2.1. Objetivos generales . . . . .  | 3           |
| 2.2. Objetivos específicos . . . . .  | 3           |
| <b>3. Justificación</b>   | <b>4</b>    |
| <b>4. Marco teórico</b>   | <b>5</b>    |
| 4.1. El misterio de la materia oscura . . . . .   | 5           |
| 4.1.1. El modelo $\Lambda$ CDM y la materia oscura . . . . .                                    | 5           |
| 4.1.2. La masa de los cúmulos de galaxias: Los primeros pasos de la materia oscura . . . . .    | 6           |
| 4.1.3. Las curvas de rotación de las galaxias . . . . .   | 7           |
| 4.1.4. Las oscilaciones acústicas de bariones y las anisotropías en el CMB . . . . .            | 9           |
| 4.1.5. Candidatos a materia oscura y sus propiedades . . . . .                                  | 11          |
| 4.1.6. Métodos de detección de materia oscura . . . . .   | 12          |
| 4.2. Axion Like Particles (ALPs): Candidatos a materia oscura ligera . . . . .                  | 14          |
| 4.2.1. El problema CP fuerte en cromodinámica cuántica . . . . .                                | 15          |
| 4.2.2. El Axión: Solución al problema CP fuerte . . . . .                                       | 16          |
| 4.2.3. Generalizando el Axión: Los ALPS . . . . .   | 17          |
| 4.3. Oscilaciones axiÓN-fotÓN en un contexto astrofísico . . . . .                              | 18          |
| 4.3.1. Efecto de los ALPs en la transparencia del universo respecto a los rayos gamma . . . . . | 18          |
| 4.3.2. Modelando las oscilaciones axiÓN-fotÓN . . . . .   | 19          |
| 4.3.3. Ecuaciones de movimientos para el sistema axiÓN-fotÓN . . . . .                          | 19          |
| 4.3.4. Probabilidad de oscilación axiÓN-fotÓN . . . . .   | 20          |
| 4.4. Fuentes astrofísicas de muy altas energías (VHE) . . . . .                                 | 22          |
| 4.4.1. Procesos leptónicos para la producción de rayos gamma . . . . .                          | 23          |
| 4.4.2. Procesos hadrónicos para la producción de rayos gamma . . . . .                          | 24          |
| 4.5. High Altitude Water Cherenkov observatory (HAWC) . . . . .                                 | 24          |

|                        |   |           |
|------------------------|---|-----------|
| 4.5.1.                 | Descripción general de HAWC . . . . .   | 24        |
| 4.5.2.                 | Método de detección . . . . .   | 26        |
| <b>5.</b>              | <b>La fuente J2019+386</b>  | <b>28</b> |
| 5.1.                   | MGRO J2019+37 . . . . .   | 28        |
| 5.2.                   | J2019+368: La fuente de estudio . . . . .   | 28        |
| 5.3.                   | Análisis morfológico y espectral para J2019+368 . . . . .   | 30        |
| 5.4.                   | Candidato para el estudio de oscilaciones axi3n-fot3n . . . . .                                   | 32        |
| 5.5.                   | Datos de HAWC para J2019+368 . . . . .  | 32        |
| <b>6.</b>              | <b>Metodolog3a</b>  | <b>34</b> |
| 6.1.                   | Elecci3n de la fuente de estudio . . . . .  | 34        |
| 6.2.                   | Encontrando el espectro de emisi3n intr3nseco de J2019+368 (Modelo sin ALPs) . . . . .            | 35        |
| 6.3.                   | Obtener un conjunto de espectros modificados por las oscilaciones axi3n-fot3n . . . . .           | 37        |
| 6.4.                   | Establecer restricciones para $m_a$ y $g_{a\gamma}$ : C3lculo de la regi3n de exclusi3n . . . . . | 40        |
| 6.4.1.                 | Obteniendo el umbral de exclusi3n . . . . .   | 41        |
| 6.4.2.                 | Regi3n de exclusi3n . . . . .   | 43        |
| <b>7.</b>              | <b>Resultados y discusi3n</b>   | <b>45</b> |
| 7.1.                   | Espectro intr3nseco de J2019+368 . . . . .  | 45        |
| 7.1.1.                 | Ajuste obtenido y el ajuste reportado por HAWC . . . . .  | 45        |
| 7.1.2.                 | Incertidumbre de los par3metros obtenidos . . . . .   | 46        |
| 7.2.                   | Espectros modificados . . . . .   | 49        |
| 7.2.1.                 | Calculando la energ3a cr3tica . . . . .   | 49        |
| 7.3.                   | Establecer restricciones para la masa y la constante de acoplamiento . . . . .                    | 50        |
| 7.4.                   | Regiones de exclusi3n . . . . .   | 52        |
| 7.4.1.                 | Regi3n de exclusi3n: 68.3% C.L. . . . .   | 52        |
| 7.4.2.                 | Regi3n de exclusi3n: 95.5% C.L. . . . .   | 54        |
| 7.4.3.                 | Efecto del tama3o de la regi3n efectiva de conversi3n L . . . . .                                 | 55        |
| 7.5.                   | Visualizaci3n de espectros modificados . . . . .  | 55        |
| 7.5.1.                 | Espectros en las regiones permitidas: . . . . .   | 56        |
| 7.5.2.                 | Espectros en las regiones exclu3das . . . . .   | 57        |
| 7.6.                   | Limitaciones de la metodolog3a y recomendaciones . . . . .  | 58        |
| 7.6.1.                 | Dependencia de los par3metros astrof3sicos . . . . .  | 58        |
| 7.6.2.                 | Modelo m3s sofisticado para el campo magn3tico . . . . .  | 58        |
| 7.6.3.                 | C3lculo de la probabilidad de oscilaci3n resolviendo num3ricamente el Lagrangiano . . . . .       | 58        |
| <b>8.</b>              | <b>Conclusiones</b>   | <b>59</b> |
| <b>9.</b>              | <b>Recomendaciones</b>  | <b>60</b> |
| <b>10.</b>             | <b>Bibliograf3a</b>   | <b>61</b> |
| Referencias . . . . .  |   | 61        |
| <b>Lista de siglas</b> |   | <b>66</b> |
| <b>Glosario</b>        |   | <b>67</b> |

---

Lista de figuras

---

|   |    |
|---|----|
| 4.1. Perfil de densidad de H I y curva de rotación . . . . .  | 8  |
| 4.2. Curvas de rotación de M31, M101 y M81 . . . . .  | 9  |
| 4.3. Anisotropías en el CMB . . . . .   | 10 |
| 4.4. Espectro de potencias del CMB . . . . .  | 10 |
| 4.5. Viabilidad de candidatos a materia oscura . . . . .  | 12 |
| 4.6. Resumen de los métodos de detección de materia oscura . . . . .  | 13 |
| 4.7. Gráfico de Kifune . . . . .  | 22 |
| 4.8. Nebulosa del Cangrejo . . . . .  | 23 |
| 4.9. Observatorio HAWC . . . . .  | 25 |
| 4.10. Disposición de los WCDs de HAWC . . . . .   | 25 |
| 4.11. Cascada atmosférica iniciada por un protón . . . . .  | 26 |
| 4.12. Principio de detección de un WCD . . . . .  | 27 |
| 4.13. Esquema de un WCD . . . . .   | 27 |
| 5.1. Mapa de significancia de las fuentes relevantes . . . . .  | 30 |
| 5.2. Espectro de eHAWC J2019+368 . . . . .  | 32 |
| 6.1. Procedimiento general basado en los objetivos específicos . . . . .  | 35 |
| 6.2. Distribución normal . . . . .  | 37 |
| 6.3. Representación esquemática de la malla en el espacio de parámetros $(m_a, g_{a\gamma})$ . . . . .  | 40 |
| 6.4. Distribución teórica $\chi^2$ con dos grados de libertad . . . . .   | 41 |
| 6.5. Umbrales de exclusión con $L = 1.8$ kpc . . . . .  | 42 |
| 6.6. Umbrales de exclusión con $L = 4$ kpc . . . . .  | 43 |
| 6.7. Metodología resumida. Este proceso se repite para cada punto de la malla de $200 \times 200$ . . . . .   | 44 |
| 7.1. Espectro de emisión de J2019+368 siguiendo una log-parábola (Modelo sin ALPs) <br>Se muestra la regresión obtenida y la reportada por HAWC . . . . .   | 46 |
| 7.2. Ajustes del espectro de emisión de J2019+368 siguiendo una log-parábola (Modelo sin<br>ALPs)   Se muestra el mejor ajuste obtenido y un conjunto de mil ajustes alternativos . . . . .                                   | 47 |
| 7.3. Distribución de los $\phi$ obtenidos. Se muestra la media de la distribución, el valor corres-<br>pondiente al mejor ajuste y los valores que se encuentran dentro de dos desviaciones<br>estándar $2\sigma$ . . . . .   | 47 |
| 7.4. Distribución de los $\alpha$ obtenidos. Se muestra la media de la distribución, el valor corres-<br>pondiente al mejor ajuste y los valores que se encuentran dentro de dos desviaciones<br>estándar $2\sigma$ . . . . . | 48 |

|  |    |
|--|----|
| 7.5. Distribución de los $\beta$ obtenidos. Se muestra la media de la distribución, el valor correspondiente al mejor ajuste y los valores que se encuentran dentro de dos desviaciones estándar $2\sigma$ . . . . .   | 48 |
| 7.6. Distribución de $\chi^2$ para los ajustes del espectro de emisión intrínseco (Modelo sin ALPs) . . . . .  | 49 |
| 7.7. Distribución de la energía crítica en el espacio de parámetros. Se usa una malla mayor ( $1000 \times 1000$ ) a la que se usó en el resto del trabajo de graduación para poder tener una visualización más suave de la distribución de la energía crítica en el espacio de parámetros . . . . . | 50 |
| 7.8. Mapa de $\chi^2$   $L = 1.8$ kpc . . . . .  | 51 |
| 7.9. Mapa de $\chi^2$   $L = 4$ kpc . . . . .  | 52 |
| 7.10. Región de exclusión al 68.3 % C.L  $L = 1.8$ kpc . . . . .   | 53 |
| 7.11. Región de exclusión al 68.3 % C.L  $L = 4$ kpc . . . . .   | 53 |
| 7.12. Región de exclusión al 95.5 % C.L  $L = 1.8$ kpc . . . . .   | 54 |
| 7.13. Región de exclusión al 95.5 % C.L  $L = 4$ kpc . . . . .   | 55 |
| 7.14. Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros $(m_a, g_{a\gamma})$ no excluida   $L = 1.8$ kpc . . . . .  | 56 |
| 7.15. Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros $(m_a, g_{a\gamma})$ no excluida   $L = 4$ kpc . . . . .  | 56 |
| 7.16. Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros $(m_a, g_{a\gamma})$ excluida   $L = 1.8$ kpc . . . . .   | 57 |
| 7.17. Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros $(m_a, g_{a\gamma})$ excluida   $L = 4$ kpc . . . . .   | 57 |

---

## Lista de cuadros

---

|      |  |    |
|------|--|----|
| 5.1. | Algunas propiedades observacionales de eHWC J2019+368. . . . .   | 29 |
| 5.2. | Algunas propiedades del púlsar PSR J2021+3651 asociado con eHWC J2019+368. . .   | 29 |
| 5.3. | Morfología de eHAWC J20196+368: Elipse gaussiana. Las incertidumbres reportadas son estadísticas. . . . .  | 31 |
| 5.4. | Parámetros del mejor ajuste log-parabólico reportado por HAWC para el espectro de emisión de eHWC J2019+368. Las incertidumbres reportadas son estadísticas. . . . . | 31 |
| 5.5. | Datos observacionales para la fuente J2019+368. Las columnas $E^2 dN/dE$ y $\sigma$ están expresadas en unidades de $\text{TeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . . . . .     | 33 |
| 6.1. | Significado físico de los parámetros del modelo espectral log-parábola . . . . .   | 36 |
| 6.2. | Unidades utilizadas para el cálculo de $E_c$ y $P_{a\gamma}$ de ALPs bajo el sistema de unidades naturales. . . . .  | 38 |
| 6.3. | Rangos explorados para las masas de ALPs y sus constantes de acoplamiento en la malla de $200 \times 200$ . . . . .  | 40 |
| 7.1. | Comparación de los parámetros del modelo log-parábola para la fuente J2019+368. .  | 46 |

Este trabajo de graduación se enfoca en el estudio del efecto hipotético de los ALPs (Axion-Like Particles), por medio de oscilaciones axi3n-fot3n, en el espectro de emisi3n gamma de la fuente de altas energ3as J2019+368, usando datos del observatorio HAWC (High Altitude Water Cherenkov Observatory). En concreto, se model3 el espectro de emisi3n observado para la fuente de inter3 usando un modelo espectral que no considera los efectos de ALPs, y se compar3 con un conjunto de espectros de emisi3n modificados obtenidos a partir de un modelo que s3 considera los efectos de estas part3culas. El tratamiento estad3stico de estos resultados permiti3 determinar una regi3n de exclusi3n para los par3metros de masa  $m_a$  y constante de acoplamiento electromagn3tica  $g_{a\gamma}$  de estas part3culas, que tambi3n son candidatos a materia oscura ligera.

El modelo espectral encontrado para el caso sin ALPs se corresponde con una log-par3bola de par3metros  $\phi_{10\text{ TeV}} = (3.95 \pm 0.42) \times 10^{-14} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $\alpha = 2.06 \pm 0.12$  y  $\beta = 0.244 \pm 0.118$ . Estos valores fueron encontrados con  $2\sigma$  de significancia (95.5 % C.L.) y son consistentes con lo reportado en la literatura. Se obtuvo tambi3n un conjunto de 40,000 espectros modificados que consideran el efecto de las oscilaciones axi3n-fot3n. Cada uno de estos espectros modificados se corresponde con una combinaci3n de par3metros  $(m_a, g_{a\gamma})$  dentro de una malla tal que  $10^{-10} \leq m_a [\text{eV}] \leq 10^{-6}$  y  $10^{-12} \leq g_{a\gamma} [\text{GeV}^{-1}] \leq 10^{-9}$ . Estos espectros modificados se obtuvieron al incorporar la probabilidad de oscilaci3n de un fot3n a un ALP en el modelo sin ALPs.

Finalmente, se obtuvieron dos regiones de exclusi3n en el espacio de par3metros  $(m_a, g_{a\gamma})$ : una regi3n de exclusi3n al 66.3 % C.L. y otra al 95.5 % (una y dos  $\sigma$ , respectivamente). Esto permite determinar qu3 combinaciones de valores para la masa y la constante de acoplamiento electromagn3tica de los ALPs se pueden descartar, debido a que dichas combinaciones generan espectros de emisi3n con diferencias tan significativas respecto al modelo intr3nseco que, de existir, debieron ya haber sido detectadas. El estad3stico de prueba usado para determinar el modelo preferido fue  $\Delta\chi^2 = \chi_{\text{ALPs}}^2 - \chi_{\text{Sin ALPs}}^2$ . Los umbrales de exclusi3n se determinaron usando una simulaci3n de Monte Carlo, una pr3ctica com3n en este tipo de estudios. Todo lo expuesto anteriormente se realiz3 para dos posibles distancias a la fuente J2019+368:  $L = 1.8 \text{ kpc}$  y  $L = 4 \text{ kpc}$ , debido a que a3n hay discusi3n sobre la verdadera distancia de esta fuente astrof3sica.

Una de las preguntas más antiguas hechas por nuestra especie es: ¿De qué está hecho el Universo? El modelo cosmológico estándar ( $\Lambda$ CDM) (Arbey y Mahmoudi, 2012), es decir, el modelo de nuestro universo más aceptado en la actualidad, indica que la respuesta a esta pregunta reside en tres componentes principales: la energía oscura, la materia bariónica y la materia oscura fría. En particular, aunque se tienen fuertes evidencias a nivel local y cosmológico de la existencia de esta última, aún se desconoce su naturaleza, y no por falta de candidatos. Es aquí donde entra en juego una familia de partículas más allá del modelo estándar que podrían ser la respuesta que estamos buscando: los ALPs o partículas del tipo Axión.

Los ALPs surgen como una generalización del axiión, una partícula hipotética propuesta como una posible solución al problema CP fuerte en cromodinámica cuántica (Peccei y Quinn, 1977). Los ALPs tienen las propiedades necesarias para ser considerados como candidatos a materia oscura fría ligera y, además, tienen el atractivo de que surgen de manera natural en modelos supersimétricos (SUSY) o teorías de supercuerdas que buscan expandir el modelo estándar de la física de partículas. La pregunta natural que sigue es: "¿Cómo podemos detectarlas y estudiarlas?"

La respuesta a dicha pregunta suele ser particularmente interesante cuando se trata de candidatos a materia oscura debido a su elusiva naturaleza. Para el caso de los ALPs, se puede hacer uso de una de sus convenientes propiedades: su acoplamiento con la interacción electromagnética. El lagrangiano de estas partículas posee el término  $\mathcal{L}_{a\gamma} = -\frac{1}{4}g_{a\gamma}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}a = g_{a\gamma}\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$ , que permite que en presencia de campos magnéticos externos los ALPs se conviertan en fotones y viceversa (de forma análoga a las oscilaciones de neutrinos) (Raffelt y Stodolsky, 1988). Estas conversiones se conocen como **oscilaciones axiión-fotón** y son clave en los esfuerzos por detectar y estudiar a estos candidatos. La literatura (Mirizzi y Montanino, 2009) indica que una forma de maximizar la probabilidad de ocurrencia de estas oscilaciones es cuando se consideran fotones de muy altas energías y la distancia efectiva en la que actúa el campo magnético es considerablemente grande. Esto implica que un lugar ideal para estudiar estas posibles conversiones son las fuentes astrofísicas de muy altas energías (VHE).

Las fuentes astrofísicas de muy altas energías son objetos celestes o eventos que emiten radiación altamente energética en forma de rayos X o rayos gamma. El estudio de estas fuentes es bastante rico por sí mismo y constituye en gran medida el campo de la astrofísica de muy altas energías. Además, como si de una coincidencia afortunada se tratase, la astrofísica de muy altas energías tiene un problema propio que puede ser resuelto muy ingeniosamente por la existencia de ALPs. El flujo de rayos gamma de fuentes distantes que podemos detectar se ve atenuado principalmente por procesos

de producción de pares electrón-positrón debido a la interacción de los fotones gamma con los fotones del EBL (Extragalactic Background Light) (Meyer, Horns, y Raue, 2013). Sin embargo, observaciones distantes de rayos gamma por telescopios terrestres han demostrado una transparencia inesperada ante fotones de muy altas energías (VHE) (Aharonian y cols., 2006; Mazin y Raue, 2007). Por lo tanto, se ha propuesto que las oscilaciones axi3n-fot3n pueden ser un mecanismo que contrarreste la producci3n de pares electr3n-positr3n debido al EBL y, como tal, que reduzca la opacidad del universo ante los rayos gamma (Kohri y Kodama, 2017) (Guo, Li, Bi, Lin, y Yin, 2020). La idea detr3s de esta propuesta es que los fotones VHE se convierten en ALPs debido a su paso por campos magn3ticos c3smicos y, como los ALPs no interactúan con el EBL, se evitan las p3rdidas debido dicha interacci3n. Finalmente, los ALPs pueden convertirse de nuevo en fotones que s3 pueden ser detectados.

Lo expuesto anteriormente motiva en gran medida el estudio de ALPs en fuentes astrof3sicas de muy altas energ3as. En esta l3nea, en el siguiente trabajo de graduaci3n se estudiarán las propiedades de los ALPs mediante el an3lisis del espectro de emisi3n de la fuente de muy altas energ3as J2019+368 (Albert y cols., 2021), usando datos del observatorio HAWC (High Altitude Water Cherenkov). En particular, se busca estudiar el potencial efecto que tienen las oscilaciones axi3n-fot3n en el espectro de emisi3n detectado para la fuente en cuesti3n y, de esta manera, poder refinar las propiedades esperadas para estas part3culas hipot3ticas. Esto se logra modelando el espectro de emisi3n de J2019+368 siguiendo un modelo sin ALPs y comparándolo con otro que s3 toma en consideraci3n los efectos de estas hipot3ticas part3culas (Liang y cols., 2018). El tratamiento estad3stico de los resultados obtenidos conducir3 a la determinaci3n de una regi3n de exclusi3n en el espacio de par3metros  $(m_a, g_{a\gamma})$  de los ALPs, es decir, los resultados permitirán establecer restricciones sobre los posibles valores que pueden tomar dichos par3metros.

### 2.1. Objetivos generales

1. Evaluar la presencia de anomalías en el espectro de emisión de la fuente J2019+368 producidas por conversiones de rayos gamma ultraenergéticos a partículas de tipo Axión (ALPs)
2. Establecer restricciones para los valores de masa  $m$  y constante de acoplamiento electromagnética  $g$  que pueden tomar las partículas de tipo Axión (ALPs)

### 2.2. Objetivos específicos

- Determinar una forma funcional, junto con sus respectivos parámetros libres, que modele el espectro de emisión observado para la fuente J2019+368 sin considerar el efecto de las oscilaciones axi3n-Fot3n
- Obtener un conjunto de espectros de emisi3n alternativos para la fuente J2019+368 que consideren el efecto de las oscilaciones Axi3n-Fot3n para distintos valores de masa y constante de acoplamiento de los ALPs
- Calcular una regi3n de exclusi3n para los par3metros de masa  $m_a$  y constante de acoplamiento  $g_{a\gamma}$  de los ALPs usando los datos del espectro de emisi3n de J2019+368

Como se mencionó, los ALPs (Axion-Like Particles) tienen el potencial de solucionar problemas tanto en el contexto de la astrofísica de muy altas energías (Kohri y Kodama, 2017; Guo y cols., 2020) como en el marco de la cosmología al ser candidatos a materia oscura fría. Además, surgen de manera natural en varias teorías que buscan expandir el modelo estándar de la física de partículas. Lo anterior posiciona a los ALPs como partículas hipotéticas cuya detección y estudio resultan particularmente atractivos para la física moderna.

En esta línea, determinar restricciones sobre algunos de sus parámetros físicos, como su masa  $m_a$  y su constante de acoplamiento electromagnética  $g_{a\gamma}$ , no solo focaliza mejor los esfuerzos actuales para su detección, sino que también contribuye a perfeccionar los modelos teóricos que predicen sus propiedades. Paralelamente, el análisis del espectro intrínseco de la fuente J2019+368 y la construcción de un conjunto de espectros modificados que consideren el efecto de los ALPs facilitan tanto la confrontación con los resultados previamente reportados en la literatura (Albert y cols., 2021) como la exploración de explicaciones alternativas basadas en ALPs (Liang y cols., 2018).

## 4.1. El misterio de la materia oscura

### 4.1.1. El modelo $\Lambda$ CDM y la materia oscura

Uno de los objetivos más ambiciosos de la física es el de poder contar con una descripción de nuestro universo a gran escala. Diferentes modelos cosmológicos se han planteado a lo largo de la historia, variando tanto en su naturaleza, poder predictivo y conformidad con las observaciones, incluyendo, pero no limitándose a las primeras explicaciones mitológicas y a los modelos geocéntricos y heliocéntricos ya abandonados hace tiempo. Actualmente, la descripción aceptada por la comunidad científica es el escenario cosmológico estándar basado en las ecuaciones de Friedmann: el modelo  $\Lambda$ CDM (Arbey y Mahmoudi, 2012). Este modelo permite describir la evolución del universo para un tiempo mayor a  $t \approx 10^{-44}$  (tiempo de Planck) y considera que nuestro universo está formado por diferentes formas de energía que pueden describirse como fluidos perfectos en una expansión adiabática. Esto significa que pueden modelarse como fluidos sin viscosidad ni conducción de calor, cuya evolución queda determinada por sus propiedades internas, como la densidad y la presión. Estos fluidos cosmológicos son:

1. Energía oscura
2. Materia bariónica (ordinaria)
3. Materia oscura fría

La energía oscura ( $\Omega_\Lambda = 0.6847 \pm 0.0073$ )<sup>1</sup> se refiere a un componente sin identificar, comúnmente asociado con la constante cosmológica  $\Lambda$  y que, al tener presión negativa, es el actor responsable detrás de la expansión acelerada del universo; la materia bariónica, a las partículas del modelo estándar de la física de partículas ( $\Omega_b = 0.0493 \pm 0.0003$ ) y, finalmente, la materia oscura ( $\Omega_m = 0.264 \pm 0.006$ ) (Planck Collaboration, 2020) (Arbey y Mahmoudi, 2012).

Esta última es el interés principal del presente trabajo de graduación. La materia oscura representa aproximadamente el 26 % del contenido del universo y juega un rol indispensable en la evolución

<sup>1</sup> $\Omega_x$  son las densidades de estas sustancias expresadas como el parámetro de densidad fraccional, esto es, la fracción de la densidad crítica que corresponde a cada componente

del mismo. En particular, es necesaria para explicar la estructura a gran escala del universo y la formación de galaxias y cúmulos en las épocas tempranas. Sin embargo, si bien su presencia es un ingrediente fundamental dentro del modelo estándar de la cosmología, su naturaleza sigue siendo un misterio. De hecho, se trata de uno de los enigmas más grandes a los que se enfrenta la física en la actualidad.

En las siguientes secciones examinaremos las principales evidencias que apuntan a la existencia de la materia oscura, algunos de los posibles candidatos y las propiedades que estos deben cumplir, además de exponer cuáles son los métodos de detección de materia oscura en la actualidad.

#### 4.1.2. La masa de los cúmulos de galaxias: Los primeros pasos de la materia oscura

Durante el siglo XX, el astrónomo suizo-americano Fritz Zwicky se encontraba estudiando el corrimiento al rojo de varios cúmulos de galaxias. Fue en estos estudios que se topó con una discrepancia alarmante que, con el tiempo, se convertiría en una de las primeras evidencias de la presencia de materia oscura en el universo (Bertone y Hooper, 2016).

Zwicky comenzó notando una gran variabilidad en las velocidades de ocho galaxias dentro del Cúmulo de Coma. Estas diferencias podían llegar a ser mayores a los 200 km/s (Zwicky, 1933). Si bien otros, como Hubble y Humason, ya habían hecho esta observación, él fue un paso más allá al asumir que el sistema se encontraba bajo equilibrio mecánico para poder aplicar el teorema de virial y estimar la masa de Coma.

Inicialmente, Zwicky publicó en 1933 *The redshift of extragalactic nebulae*, donde estimó la masa total del cúmulo como el producto del número de galaxias observadas (800) y la masa promedio de una galaxia ( $10^9 M_\odot$ ). Luego, consideró que el sistema tenía una extensión de  $10^6$  años luz ( $10^{24}$  cm) para poder asociarle una energía potencial que lo llevaría a calcular la energía cinética promedio del sistema y así encontrar una dispersión para las velocidades:

$$M \sim 800 \times 10^9 \times 2 \times 10^{33} = 1.6 \times 10^{45} \text{ g.} \quad (4.1)$$

Por su parte, la energía potencial gravitatoria  $\Omega$  fue calculada como:

$$\Omega = -\frac{3}{5}G\frac{M^2}{R} \quad (4.2)$$

A partir de la expresión anterior y de la masa encontrada, la energía potencial promedio por unidad de masa  $\bar{t}_p$  es

$$\bar{t}_p = \frac{\Omega}{M} \sim -64 \times 10^{12} \text{ cm}^2\text{s}^{-2} \quad (4.3)$$

Aplicando el teorema de Virial  $\bar{t}_k = -\frac{1}{2}\bar{t}_p$ , donde  $\bar{t}_k$  es la energía cinética promedio por unidad de masa, se obtiene:

$$\bar{t}_k = -\frac{\bar{t}_p}{2} = 32 \times 10^{12} \text{ cm}^2\text{s}^{-2}. \quad (4.4)$$

$$(\bar{v}^2)^{1/2} = 80 \text{ km/s.} \quad (4.5)$$

Es decir, Zwicky encontró que la dispersión era menor que la observada de 1000 km/s o más. Por lo tanto, la masa del cúmulo debía ser significativamente mayor a la obtenida por las observaciones de materia luminosa. Esto lo llevó a proponer la posible presencia de “materia oscura” para poder explicar esta discrepancia, materia que estaba ahí pero que no se podía observar por medio de señales electromagnéticas (Zwicky, 1933).

Luego, en 1937 publicó *On the Masses Of Nebulae And Of Clusters of Nebulae*, donde extendió su análisis del cúmulo de Coma, llegando a las mismas conclusiones. Zwicky inicialmente creyó que esta materia misteriosa podría tratarse de componentes como estrellas frías, cuerpos sólidos tanto microscópicos como macroscópicos o gases (Zwicky, 1937). A pesar del trabajo de Fritz Zwicky y otros astrónomos de la época, la hipótesis de la materia oscura no fue popularmente aceptada, aunque tampoco rechazada tajantemente. El sentimiento general era que aún se necesitaba más información sobre los sistemas estudiados (Bertone y Hooper, 2016).

Hoy en día, las velocidades de los cúmulos de galaxias son una de las principales evidencias de la existencia de materia oscura.

### 4.1.3. Las curvas de rotación de las galaxias

Años después de que Zwicky publicara sus artículos respecto a la masa de cúmulos de galaxias, la idea de la materia oscura comenzaría a tomar una nueva vitalidad de la mano del estudio de las curvas de rotación de las galaxias, en particular, de las galaxias espirales. Una curva de rotación describe la velocidad de un objeto (estrellas o gases, por ejemplo) en una galaxia como función de la distancia al centro de la misma. Lo encontrado a partir del estudio de estos perfiles de rotación fue uno de los principales motivantes para convencer a la comunidad científica de la necesidad de tener materia extra en las regiones externas de la galaxia (Bertone y Hooper, 2016).

Antes se creía que las curvas de rotación se comportaban principalmente de dos formas distintas dependiendo de su cercanía con el centro galáctico. Para los radios más cercanos a este, la concentración de gas y estrellas permitía aproximar a la galaxia como un cuerpo rígido y, por lo tanto, la velocidad debía exhibir una dependencia lineal respecto a la distancia:  $v(r) \propto r$ . Luego, al alejarse de esta parte más densa de la galaxia y entrar a las regiones externas, se esperaba un comportamiento kepleriano. Para determinar una forma funcional para  $v(r)$  en dichas regiones externas, podemos recurrir al teorema de Gauss, obteniendo:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (4.6)$$

Por lo tanto, se espera observar una dependencia  $v(r) \propto r^{-1/2}$  para las regiones externas. Sin embargo, al comparar esta predicción con las curvas de rotación observadas para varias galaxias, se llega a una discrepancia significativa. Los datos indican que la velocidad radial se mantiene aproximadamente constante en las regiones externas, en lugar de mostrar el decaimiento esperado (véanse las figuras 4.1 y 4.2).

En vista de lo anterior, si se parte de esta consideración observacional para determinar la masa de la galaxia y su distribución, podemos comenzar considerando una velocidad constante  $v_0$  dentro de un radio  $R$ . Se puede determinar la masa contenida dentro del radio como:

$$M(R) = \frac{Rv_0^2}{G}, \quad (4.7)$$

Si asumimos una distribución esférica para la masa, es posible usar la expresión anterior para determinar una expresión funcional para la densidad de materia que debería existir para explicar las curvas de rotación planas:

$$\rho_M(R) = \frac{3v_0^2}{4\pi GR^2}, \quad (4.8)$$

La expresión 4.8 indica que la densidad decrece de manera inversamente proporcional al cuadrado de la distancia,  $\rho_M(R) \propto R^{-2}$ . Puesto que en el caso de las galaxias espirales se sabe que el disco visible decrece siguiendo una dependencia exponencial, se puede concluir que la mayoría de la materia en el halo no es visible y, por lo tanto, deben existir grandes cantidades de materia oscura (Arbey y Mahmoudi, 2012).

Si bien se intentaron explicar estas observaciones considerando que esta masa faltante se trataba de gas y estrellas oscuras, las contribuciones de estos objetos no eran suficientes para explicar los datos. Estas curvas se han medido para diferentes galaxias en espiral, llevando a la misma conclusión; también se han obtenido resultados similares para galaxias elípticas. Las evidencias apuntan a que la materia oscura representa entre el 80–90% de la masa total de las galaxias (Arbey y Mahmoudi, 2012).

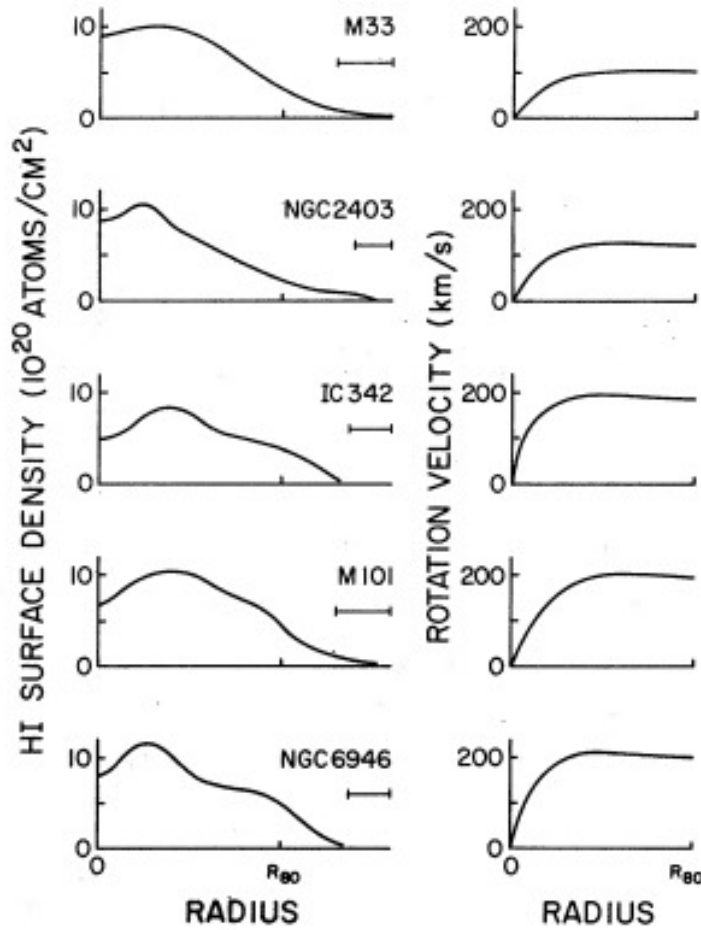


Figura 4.1: Se observa el perfil de densidad superficial del hidrógeno (izquierda) y la curva de rotación de cinco galaxias (derecha).

Fuente: Rogstad y Shostak, 1972.

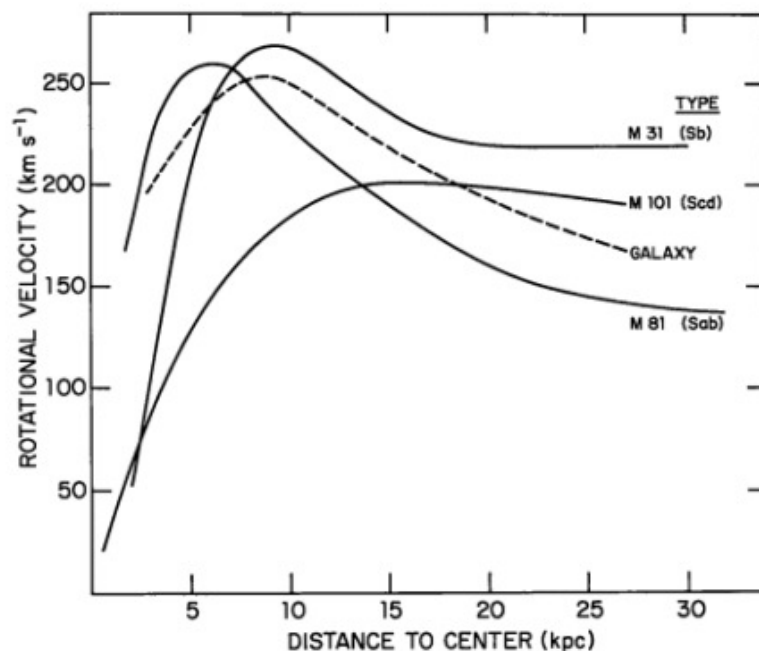


Figura 4.2: Curvas de rotación para las galaxias M31, M101 y M81, obtenidas por Roberts y Rots en 1973. La curva de rotación para la Vía Láctea aparece como una línea punteada.

Fuente: Roberts y Rots, 1973.

#### 4.1.4. Las oscilaciones acústicas de bariones y las anisotropías en el CMB

Tanto la velocidad de las galaxias en los cúmulos como las curvas de rotación discutidas en la sección anterior constituyen algunas de las principales evidencias de la materia oscura a escala local. Ahora examinaremos evidencias a escalas cosmológicas.

Durante los primeros momentos del universo, los fotones se encontraban acoplados con otras especies del universo y evolucionaban de manera conjunta. Este plasma primordial era opaco debido a que las interacciones de los fotones con los electrones libres los mantenían confinados dentro del plasma.

A su vez, es sabido que tanto la materia oscura como la bariónica se agrupan debido a efectos gravitacionales y, tal como ocurre en una estrella, este colapso produce un gradiente de presión de radiación que contrarresta los efectos gravitacionales. Puesto que la materia es empujada hacia afuera, el gradiente de presión disminuye y el material vuelve a colapsar, repitiendo el proceso nuevamente. Esto se conoce como las Oscilaciones Acústicas de Bariones (BAO). Ahora, dado que la materia oscura no responde a la interacción electromagnética, no puede experimentar la presión de radiación responsable de las BAO, con lo cual puede agruparse en regiones de mayor densidad. Esto genera un pozo de potencial que atrae a la materia bariónica.

Puesto que el universo también experimentaba un proceso de expansión, este plasma comenzó a enfriarse hasta los 300 K, causando la formación de los primeros átomos de hidrógeno. A este periodo se le conoce como la recombinación. Como los electrones libres comenzaron a agruparse con los protones, los fotones pudieron librarse de interactuar con ellos y finalmente escaparon de lo que en algún momento fue el plasma primordial. Estos fotones que escaparon constituyen el hoy llamado fondo cósmico de microondas (CMB).

Debido a las BAO, no todos los fotones escaparon al mismo tiempo, causando la existencia de anisotropías en el CMB. Al analizar estas anisotropías podemos construir un espectro de potencias que cuantifica las diferencias de temperatura entre zonas separadas angularmente.

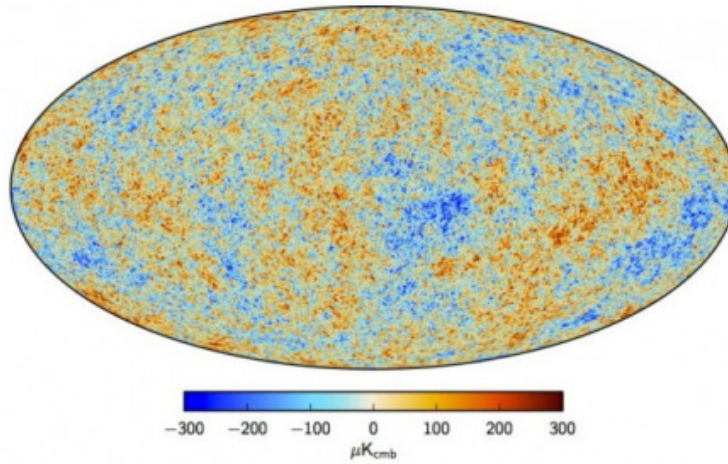


Figura 4.3: Anisotropías en el CMB. Imagen de la colaboración Planck (2013).  
Fuente: Planck Collaboration, 2013.

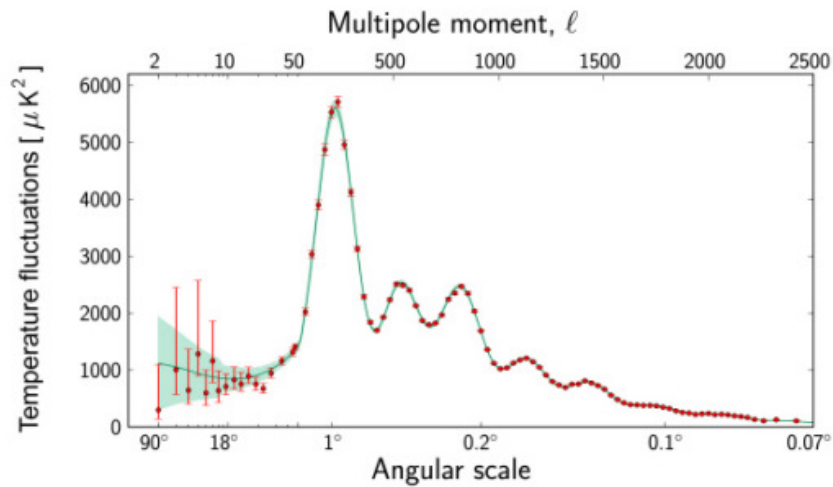


Figura 4.4: Espectro de potencias de las fluctuaciones en la temperatura del CMB.  
Fuente: ESA y Planck Collaboration.

Estas anisotropías constituyen una fuerte evidencia en favor de la existencia de la materia oscura, en tanto que esta es necesaria para explicar las oscilaciones justo como las observamos en el estudio del espectro de potencias.

### 4.1.5. Candidatos a materia oscura y sus propiedades

Ahora que hemos examinado algunas de las principales evidencias a favor de la materia oscura, la siguiente pregunta es cuestionarnos sobre la naturaleza y propiedades de esta enigmática sustancia. En la actualidad, hay una abundante variedad de candidatos a materia oscura, cada uno de ellos surgiendo desde diferentes teorías. Algunas de estas teorías incluyen extensiones supersimétricas del Modelo Estándar, dimensiones extra (como la teoría de cuerdas) o la introducción de un sector oscuro dentro del Modelo Estándar. Los candidatos tienen propiedades tan diversas como masas que van desde las escalas de los  $10^{-12}$  eV para candidatos ligeros hasta masas en el orden de los cientos de TeV para los candidatos masivos.

La masa constituye una forma de clasificar a los candidatos. Otras propiedades que permiten una mejor taxonomía de estas potenciales partículas incluyen su velocidad y el tipo de teoría que las postula. Respecto a su velocidad, se tienen tres divisiones:

1. HDM: Hot Dark Matter (velocidades relativistas)
2. WDM: Warm Dark Matter (velocidades intermedias)
3. CDM: Cold Dark Matter (velocidades bajas)

### Propiedades de los candidatos a materia oscura

A pesar de la gran cantidad de candidatos a materia oscura, todos ellos deben cumplir con algunas propiedades para poder ser considerados como tal (Taoso, Bertone, y Masiero, 2008).

#### 1. Reproducir la densidad de reliquia

El candidato debe contar con un mecanismo que permita explicar la densidad de reliquia observada para la materia oscura.

#### 2. CDM: Velocidades no relativistas

Nuestro entendimiento actual de la formación de estructuras a gran escala en el universo demanda que la materia oscura sea fría. Esto porque, en los instantes tempranos del universo, las partículas de materia oscura debían moverse a velocidades no relativistas antes de la era dominada por materia para poder formar los pozos de potencial gravitatorio necesarios para la formación de estructuras (véase la sección 4.1.4).

#### 3. Debe ser eléctricamente neutra

Se han propuesto candidatos eléctricamente cargados, como los CHAMPS; sin embargo, hay fuertes restricciones provenientes de experimentos centrados en la búsqueda de isótopos pesados. Además, la formación de estructuras se vería influenciada por la carga de los candidatos.

#### 4. Consistente con el BBN

La nucleosíntesis del Big Bang (BBN) logra predecir la abundancia de elementos ligeros durante los primeros tres minutos luego de la gran explosión, con una correspondencia con las observaciones de hasta nueve órdenes de magnitud. Por tanto, todo buen candidato a materia oscura debe ser consistente con los resultados obtenidos por la BBN.

#### 5. No afectar la evolución estelar

La evolución estelar es una herramienta poderosa para agregar restricciones a los candidatos de materia oscura. Dichos candidatos no deben presentar discordancia con el marco de evolución estelar actual. Por ejemplo, algunas propuestas de materia oscura constituyen un canal de pérdida de energía durante la evolución estelar, lo cual reduciría el tiempo de vida predicho para las estrellas.

## 6. Ser consistente con las restricciones previas

La materia oscura puede buscarse por métodos directos o indirectos, y de formas tan diversas como haciendo uso de aceleradores u observaciones astrofísicas (esto se expandirá en la sección 4.1.6). Estos métodos proveen una serie de restricciones sobre la materia oscura que todo buen candidato debe respetar.

## 7. Puede ser verificada experimentalmente

La física, como toda ciencia natural, se vale de resultados experimentales para respaldar sus propuestas teóricas. Por tanto, debe poder diseñarse un experimento que permita la detección de las partículas propuestas, así como experimentos que permitan poner a prueba las teorías a partir de las cuales surge el candidato.

| <i>DM candidate</i>         | I.<br>$\Omega h^2$ | II.<br>Cold | III.<br>Neutral | IV.<br>BBN | V.<br>Stars | VI.<br>Self | VII.<br>Direct | VIII.<br>$\gamma$ -rays | IX.<br>Astro | X.<br>Probed | Result     |
|-----------------------------|--------------------|-------------|-----------------|------------|-------------|-------------|----------------|-------------------------|--------------|--------------|------------|
| SM Neutrinos                | ×                  | ×           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | –                       | –            | ✓            | ×          |
| Sterile Neutrinos           | ~                  | ~           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | ✓                       | ✓!           | ✓            | ~          |
| Neutralino                  | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓!             | ✓!                      | ✓!           | ✓            | ✓          |
| Gravitino                   | ✓                  | ✓           | ✓               | ~          | ✓           | ✓           | ✓              | ✓                       | ✓            | ✓            | ~          |
| Gravitino (broken R-parity) | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | ✓                       | ✓            | ✓            | ✓          |
| Sneutrino $\tilde{\nu}_L$   | ~                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ×              | ✓!                      | ✓!           | ✓            | ×          |
| Sneutrino $\tilde{\nu}_R$   | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓!             | ✓!                      | ✓!           | ✓            | ✓          |
| Axino                       | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | ✓                       | ✓            | ✓            | ✓          |
| SUSY Q-balls                | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ~           | –           | ✓!             | ✓                       | ✓            | ✓            | ~          |
| $B^1$ UED                   | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓!             | ✓!                      | ✓!           | ✓            | ✓          |
| First level graviton UED    | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | ×                       | ×            | ✓            | $\times^a$ |
| Axion                       | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓!             | ✓                       | ✓            | ✓            | ✓          |
| Heavy photon (Little Higgs) | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | ✓!                      | ✓!           | ✓            | ✓          |
| Inert Higgs model           | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | ✓!                      | –            | ✓            | ✓          |
| Champs                      | ✓                  | ✓           | ×               | ✓          | ×           | –           | –              | –                       | –            | ✓            | ×          |
| Wimpzillas                  | ✓                  | ✓           | ✓               | ✓          | ✓           | ✓           | ✓              | ✓                       | ✓            | ~            | ~          |

Figura 4.5: Resumen de la viabilidad de diferentes candidatos a materia oscura. Se usa una ✓ si un candidato satisface la característica indicada; si se usa !, significa que un experimento venidero será capaz de evaluar un espacio significativo de su espacio de parámetros; si se usa ~, significa que la característica se cumple en escenarios poco naturales. Si este mismo símbolo se usa en la columna final, donde se indica el veredicto final, significa que el candidato todavía podría ser viable.

Fuente: Taoso et al., 2008.

Dentro de este abanico de posibilidades, hay uno que resalta para este trabajo de graduación: los Axion-Like Particles (ALPs). Estos serán el foco de atención en la sección 4.2.

### 4.1.6. Métodos de detección de materia oscura

Se puede sacar provecho de algunas propiedades teóricas de los diferentes tipos de candidatos para su detección. Estas propiedades hacen referencia a cómo se relacionan con partículas de materia bariónica, la cual sí puede interactuar con nuestros detectores. Dependiendo de cómo se tome provecho de dicha propiedad, los métodos de detección de materia oscura se pueden clasificar en: detección por aceleradores, detecciones directas y detecciones indirectas.

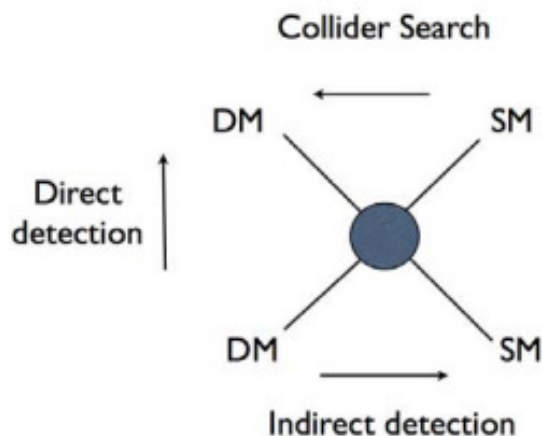


Figura 4.6: Resumen de los métodos de detección de materia oscura

## Detecciones directas

Las detecciones directas requieren una interacción entre partículas de materia oscura y partículas del Modelo Estándar (nuestros detectores). Para esto, se coloca un dispositivo que contenga una gran cantidad de un elemento y que pueda medir movimientos o interacciones de los átomos que lo conforman. Como hay una gran cantidad de materia oscura presente en las galaxias, entonces deben haber partículas de materia oscura viajando a través de la Tierra en todo momento y, por lo tanto, también llegando a nuestros aparatos de medición. Es posible que algunas de esas partículas de materia oscura se dispersen debido a la colisión con los núcleos atómicos de nuestro aparato de medición.

Las detecciones directas se centran en medir la energía de retroceso en un núcleo atómico producto de esta interacción; dicha energía puede ser recogida en forma de fotones, excitación de fonones, ionización, etc. (Hindawi Publishing Corporation, 2011)

Uno de los principales desafíos para este método consiste en eliminar el ruido proveniente de fuentes como neutrinos, rayos cósmicos, rayos gamma, muones y el decaimiento radiactivo del propio material del detector. Por esta razón, los detectores usados para este enfoque suelen encontrarse en lugares alejados o colocados de forma estratégica para reducir el ruido en las mediciones. (Hindawi Publishing Corporation, 2011)

## Detecciones por aceleradores

Este método consiste en investigar los resultados de colisiones entre partículas del Modelo Estándar en aceleradores (como el LHC). Al analizar estos eventos, se deben descartar todos los posibles procesos del Modelo Estándar que también pudieron haber generado la señal medida antes de afirmar que se trata de una partícula de materia oscura. Anteriormente, este se consideraba como el método más prometedor en la búsqueda de materia oscura. (Hindawi Publishing Corporation, 2011)

## Detecciones indirectas de materia oscura

Estos métodos de detección son en los que se centra este trabajo de graduación. En las detecciones indirectas se busca detectar algún subproducto de un proceso que involucre a la materia oscura. Es decir, no se fundamenta en la interacción de una partícula de materia oscura con nuestros detectores, sino en la detección de una partícula del Modelo Estándar surgida a partir de un proceso anterior. Estos procesos se pueden clasificar en tres:

1. Aniquilación
2. Decaimiento
3. Conversiones

Para que los primeros dos procesos sean viables, se necesita que exista una gran cantidad de materia oscura para que aumente la probabilidad de observar alguno de dichos procesos. En las búsquedas centradas en la aniquilación y el decaimiento también se busca reducir al máximo la interferencia de rayos energéticos que puedan generar ruido en las mediciones. Dichas condiciones se cumplen en algunos ambientes astrofísicos, como las galaxias enanas esferoidales.

Si se detectan anomalías en el flujo de rayos gamma proveniente de alguna de estas fuentes, podría ser una señal de aniquilación o decaimiento de materia oscura en rayos gamma (fotones ultraenergéticos). Por su parte, los procesos de conversión son de particular importancia en la búsqueda de candidatos ligeros, puesto que, al poseer una cantidad tan baja de masa, la conservación de la energía prácticamente impide la aniquilación o decaimiento en partículas de materia oscura. En concreto, se busca aprovechar el acoplamiento entre estos candidatos y los fotones, de tal manera que, si las condiciones son las adecuadas, los fotones de rayos gamma podrían convertirse en materia oscura (de manera similar a las oscilaciones de neutrinos), resultando en anomalías en el espectro gamma de la fuente estudiada.

Actualmente, la idea de realizar búsquedas indirectas de candidatos ligeros en fuentes astrofísicas de altas energías que favorezcan estos procesos de oscilación entre partículas de materia oscura y fotones ha tomado particular relevancia. Esta es justamente la idea detrás de este trabajo de graduación; más adelante se desarrollará esta metodología con mayor detalle y profundidad. (Hindawi Publishing Corporation, 2011)

### 4.2. Axion Like Particles (ALPs): Candidatos a materia oscura ligera

Como se describió anteriormente, existe una gran cantidad de candidatos a CDM. Tradicionalmente, el candidato más estudiado han sido los WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles); sin embargo, debido a que el LHC no ha detectado evidencia de estas partículas, ni tampoco de supersimetría (SUSY) a las energías de 13 TeV, en los últimos años otra partícula ha comenzado a ganar relevancia: las Axion-Like Particles (ALPs). Estas son el foco del presente trabajo de graduación.

Los ALPs son candidatos a materia oscura fría ligera que surgen de generalizar el concepto de axión. En las siguientes secciones presentaremos de manera breve e introductoria la teoría que sustenta a estas hipotéticas partículas.

### 4.2.1. El problema CP fuerte en cromodinámica cuántica

El Modelo Estándar de la física de partículas está construido con base en la invarianza bajo simetrías de calibre (Iliopoulos, 2013). Aparte de estas simetrías continuas, los lagrangianos asociados a las teorías fundamentales también pueden ser invariantes ante simetrías discretas. Algunas de las más relevantes son: paridad (P), conjunción de carga (C) y reversión temporal (T).

#### 1. Paridad (P)

Invarianza ante una reflexión espacial respecto del origen.

#### 2. Conjunción de carga (C)

Invarianza ante el cambio del signo de carga de una partícula.

#### 3. Reversión temporal (T)

El sistema se comporta de la misma manera independientemente del sentido temporal en el que este evoluciona.

Actualmente sabemos que toda teoría cuántica de campos local y Lorentz-invariante con un hamiltoniano hermitico<sup>2</sup> (como QCD o la teoría electrodébil) debe ser invariante ante las transformaciones simultáneas de paridad, carga y tiempo. En otras palabras, debe respetar las tres simetrías discretas antes mencionadas al mismo tiempo. Esto se conoce como el teorema CPT y ha sido avalado por numerosos experimentos (Kostelecký, 1998).

Es importante mencionar que, aunque se cumpla el teorema CPT, aún es posible que existan violaciones de estas simetrías, ya sea de forma conjunta o aislada, mientras no se rompan las tres simultáneamente. Respecto a QCD<sup>3</sup>, sabemos que si el hamiltoniano de la teoría tiene una simetría, esta se traduce en la degeneración del espectro de hadrones. En esta línea, acontece que el lagrangiano clásico de QCD tiene una simetría axial  $U(1)_A$  adicional a sus otras simetrías como  $SU(3)$  y, por lo tanto, la presencia de dicha simetría lleva a esperar la existencia de un mesón pseudoescalar muy ligero. Sin embargo, este no ha sido observado experimentalmente. Esta disparidad entre las predicciones de la teoría y los resultados experimentales constituye el llamado problema  $U(1)_A$  (Weinberg, 1975).

Este problema fue resuelto al proponer que el vacío (estado de mínima energía) en QCD no es único, sino que está compuesto por varios estados cuánticos conectados por instantones ('t Hooft, 1986). Los instantones son soluciones clásicas de las ecuaciones de QCD en el espacio euclídeo y permiten la ruptura de la simetría axial, resolviendo así el problema  $U(1)_A$ .

Esto viene con un costo, ya que los instantones introducen un término extra en el lagrangiano:

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}, \quad (4.9)$$

Donde  $g_s$  es el acoplamiento de la interacción fuerte,  $G_{\mu\nu}$  es el tensor gluónico y  $\tilde{G}^{\mu\nu}$  es su dual dado por

$$\tilde{G}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\sigma\rho} G_{\sigma\rho}, \quad (4.10)$$

<sup>2</sup>Esto significa que dicha teoría cuántica de campos es consistente con la relatividad especial (Lorentz-invariante), que respeta la causalidad (local) y que constituye una teoría cuántica físicamente relevante, es decir, con probabilidades normalizadas y energías positivas (hamiltoniano hermitico)

<sup>3</sup>Cromodinámica cuántica, por sus siglas en inglés. Es la teoría cuántica de campos que describe la interacción nuclear fuerte

Por su parte,  $\theta$  es un parámetro libre que permite la ruptura de la simetría  $CP$  (carga y paridad). Si este valor es cercano a cero, no hay ruptura de simetría. Esto, desde luego, debería tener consecuencias observables. Estas se presentan al considerar que, para que la teoría tenga validez física, la matriz de masa del quark  $\mathcal{M}$  debe ser diagonalizada. De esta manera, el coeficiente del lagrangiano se convierte a:

$$\bar{\theta} = \theta + \arg \det \mathcal{M}. \quad (4.11)$$

Dicho término hace que el neutrón tenga un momento dipolar eléctrico dado por:

$$d_n \simeq e\bar{\theta}m_q/m_N^2 \quad (4.12)$$

Donde  $e$  es la carga eléctrica del electrón,  $m_q$  es la masa del quark y  $m_N$  es la masa del neutrón. Los resultados experimentales indican que este momento dipolar eléctrico es considerablemente pequeño ( $d_n < 3 \times 10^{-26} e \cdot \text{cm}$ ) (Baluni, 1979), y por lo tanto, se puede restringir el parámetro libre de tal manera que  $|\bar{\theta}| \lesssim 10^{-10}$ .

Sin embargo, no hay razón natural dentro de la teoría para que  $\bar{\theta}$  tome un valor tan cercano a cero; en principio, podría tomar otro valor, causando un rompimiento de la simetría  $CP$ .

En otras palabras, la teoría no prohíbe la ruptura de la simetría  $CP$  (al no haber una razón natural para que el valor del parámetro  $\bar{\theta}$  sea tan cercano a cero); sin embargo, esto no se ha observado experimentalmente. Esta situación constituye un nuevo rompecabezas por resolver y, hasta la fecha, continúa siendo un problema abierto dentro de la física de partículas: el problema  $CP$  fuerte.

#### 4.2.2. El Axión: Solución al problema $CP$ fuerte

En 1977, los físicos Robert Peccei y Helen Quinn idearon una elegante solución al problema  $CP$  fuerte. Ellos propusieron que, en lugar de considerar a  $\bar{\theta}$  como un valor fijo, este podía tratarse como un campo dinámico. Para ello, se debe introducir una nueva simetría global  $U(1)_{\text{PQ}}$  en el lagrangiano de QCD. Esta simetría se rompe espontáneamente, generando un bosón pseudoescalar conocido como axi3n, el cual se comporta de tal manera que cancela naturalmente a  $\bar{\theta}$ , evitando así la ruptura de la simetría  $CP$  (Peccei y Quinn, 1977).

Bajo esta propuesta, el lagrangiano de QCD es:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \bar{\theta} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} + \mathcal{L}_{\text{PQ}}, \quad (4.13)$$

donde  $\mathcal{L}_{\text{SM}}$  es el lagrangiano del Modelo Estándar,  $\bar{\theta} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}$  es el término que permite la violación  $CP$  y  $\mathcal{L}_{\text{PQ}}$  es el término que introduce el campo del axi3n y sus interacciones.

$$\mathcal{L}_{\text{PQ}} = -\frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a + \mathcal{L}_{\text{int}}[a/f_a, \Psi] + \frac{a}{f_a} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}, \quad (4.14)$$

donde  $\Psi$  es cualquier campo,  $f_a$  es la escala de ruptura de simetría y  $a$  es el campo del axi3n. En el vacío, el campo del axi3n obtiene un valor esperado de:

$$\langle a \rangle = -\frac{\bar{\theta} f_a}{\xi}. \quad (4.15)$$

Aquí  $\xi$  es un parámetro dependiente del modelo.  $\langle a \rangle$  permite que el término  $\bar{\theta}$  se cancele de manera natural, resolviendo el problema  $CP$  fuerte. Dependiendo de cómo se implemente esta simetría  $U(1)_{PQ}$ , existen dos principales modelos:

### 1. KSVZ (Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov)

En este modelo, los quarks y leptones no llevan carga bajo la simetría de Peccei-Quinn  $U(1)_{PQ}$  y, por lo tanto, no participan directamente en ella y su transformación bajo la simetría es trivial. Dado que los quarks y leptones del Modelo Estándar no interactúan directamente con la simetría, tampoco pueden interactuar de manera directa con el axi3n.

Es por esto que se introducen nuevos quarks pesados  $Q$  que sí se transforman bajo  $U(1)_{PQ}$ . Estos quarks pesados interactúan con un nuevo campo escalar  $\sigma$ , análogo al campo de Higgs pero asociado a la simetría  $U(1)_{PQ}$ . Esta interacción ocurre mediante un acoplamiento de Yukawa. Cuando  $\sigma$  toma un valor esperado diferente de cero, los quarks  $Q$  obtienen masa y generan al axi3n. Este se acopla directamente con los gluones, lo que permite la cancelación que soluciona el problema  $CP$  fuerte (Kim, 1979).

### 2. DFSZ (Dine, Fischler, Srednicki, Zhitnitsky)

En este modelo no se introducen nuevos quarks pesados, sino que son los quarks y los leptones del Modelo Estándar los que llevan carga bajo la simetría de Peccei-Quinn  $U(1)_{PQ}$ . Estos quarks y leptones interactúan con dos dobletes de Higgs, dando origen al axi3n.

Para este tipo de modelo, el acoplamiento de los axiones con los gluones es indirecto. Sin embargo, también se soluciona el problema  $CP$  fuerte (Dine, Fischler, y Srednicki, 1981).

## 4.2.3. Generalizando el Axi3n: Los ALPS

El Modelo Estándar de la física de partículas ha demostrado ser una de las teorías físicas más exitosas en la historia de la humanidad. Esta describe las interacciones entre las partículas fundamentales que componen el universo, con una exactitud continuamente respaldada por los resultados experimentales. Sin embargo, el sentir de toda la comunidad científica es el mismo: la teoría está incompleta.

La ausencia de la gravedad dentro del marco del Modelo Estándar y la evidencia a favor de la existencia de materia oscura indican que debe existir una teoría más fundamental (Lykken, 2010).

Varias propuestas se han hecho para cumplir con este propósito, como por ejemplo, los modelos supersimétricos (SUSY) o las teorías de supercuerdas. Interesantemente, muchas de estas teorías predicen la existencia de partículas de tipo axi3n, que también surgen como bosones pseudoescalares producto de la ruptura de una simetría  $U(1)$ . Estas son las Axion-Like Particles (ALPs).

En general, el lagrangiano de una ALP es:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu a \partial_\mu a - \frac{1}{2} m_a^2 a^2 - \frac{1}{4} g_{a\gamma} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} a, \quad (4.16)$$

Donde  $g_{a\gamma}$  la constante de acoplamiento axion-fot3n,  $m_a$  es la masa del ALP<sup>4</sup> y  $F_{\mu\nu}$  es el tensor electromagnético.

El término  $-\frac{1}{4} g_{a\gamma} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} a$  corresponde a la interacción entre el ALP y el campo electromagnético. Puede reescribirse como

---

<sup>4</sup>Estas dos propiedades  $g_{a\gamma}$  y  $m_a$  serán de vital importancia para el desarrollo de este trabajo de graduación, como se verá en secciones posteriores.

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = -\frac{1}{4}g_{a\gamma}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}a = g_{a\gamma}\mathbf{E}\cdot\mathbf{B} \quad (4.17)$$

Dicho término indica que, en presencia de campos magnéticos externos, los ALPs se pueden convertir en fotones y viceversa (de forma análoga a las oscilaciones de neutrinos) (Raffelt y Stodolsky, 1988). Estas conversiones, también llamadas **oscilaciones axi3n-fot3n**, son el fundamento para la b3squeda de ALPs. Actualmente, hay varias propuestas experimentales para medir los efectos predichos por estas oscilaciones.

### 4.3. Oscilaciones axi3n-fot3n en un contexto astrof3sico

En la secci3n anterior se presentaron los ALPs como generalizaciones del concepto de axi3n. A su vez, se mencion3 que existe un t3rmino en el lagrangiano que hace que los ALPs se puedan convertir en fotones en presencia de un campo magn3tico. Estas conversiones, tambi3n llamadas **oscilaciones axi3n-fot3n**, constituyen una propiedad que hace que los ALPs puedan desempe3ar un rol particularmente interesante en la astrof3sica, en tanto que pueden ocurrir en los campos magn3ticos c3smicos.

En particular, podemos aprovechar esta propiedad de los ALPs para estudiar su posible efecto en el espectro gamma de fuentes astrof3sicas de altas energ3as.

#### 4.3.1. Efecto de los ALPs en la transparencia del universo respecto a los rayos gamma

El espacio interestelar est3 repleto de fondos de fotones a diferentes energ3as, como por ejemplo el fondo c3smico de microondas (CMB). Dentro de estos fondos se encuentra el **EBL** (Extragalactic Background Light, por sus siglas en ingl3s). Este se compone de fotones acumulados por los procesos de formaci3n estelar o por n3cleos de galaxias activos (AGN).

El flujo de rayos gamma se ve atenuado por los procesos de producci3n de pares electr3n-positr3n debido a la interacci3n de los fotones gamma con los fotones del EBL (Meyer y cols., 2013). Esto hace que el EBL sea considerado como el mayor responsable de la opacidad del universo ante los rayos gamma.

$$\gamma + \gamma_{EBL} \rightarrow e^+ + e^- \quad (4.18)$$

Sin embargo, observaciones de fuentes distantes de rayos gamma por telescopios terrestres han mostrado una transparencia inesperada ante fotones de muy altas energ3as (VHE) (Aharonian y cols., 2006) (Mazin y Raue, 2007). Estos datos requieren que la densidad del EBL sea mucho menor que la esperada o que se considere un espectro de inyecci3n m3s duro (Stecker y Scully, 2007) (Stecker, Baring, y Summerlin, 2007). En esta l3nea, se ha propuesto que las oscilaciones axi3n-fot3n pueden ser un mecanismo que contrarreste la producci3n de pares electr3n-positr3n debido al EBL y, como tal, que reduzca la opacidad del universo ante los rayos gamma (Kohri y Kodama, 2017) (Guo y cols., 2020).

La idea detr3s de esta propuesta es que los fotones VHE se convierten en ALPs debido a su paso por campos magn3ticos c3smicos. Como los ALPs no interact3an con el EBL, entonces no se generar3an p3rdidas; posteriormente, los ALPs pueden convertirse de nuevo en fotones que s3 pueden ser detectados.

Aun así, es necesario mencionar que esta transparencia del universo ante fotones VHE podría tener una explicación dentro de los mecanismos estándar de la astrofísica (Aharonian, Khangulyan, y Costamante, 2008) (Essey y Kusenko, 2009). Sin embargo, la propuesta de que podría ser el resultado del efecto de oscilaciones entre materia oscura y fotones es demasiado tentadora como para no merecer ser estudiada.

### 4.3.2. Modelando las oscilaciones axi3n-fot3n

El problema de modelar las oscilaciones axi3n-fot3n en presencia de campos magn3ticos y tomando en cuenta el potencial efecto de absorci3n del EBL no es uno particularmente trivial. Los campos magn3ticos extragal3cticos no son homog3neos, sino turbulentos, lo que complica significativamente el an3lisis del sistema.

Tradicionalmente, la forma de abordar esta problem3tica era realizar simulaciones que dividen la l3nea de visi3n en diferentes dominios magn3ticos, donde en cada uno se asume que hay un campo constante (Csaki, Kaloper, Peloso, y Terning, 2003) (Angelis, Mansutti, y Roncadelli, 2007). Luego, se resuelven las ecuaciones y se propaga el sistema paso a paso. Al desconocerse la disposici3n exacta de los campos magn3ticos, se debe realizar lo anterior para muchas posibles configuraciones y luego calcular el promedio de la probabilidad de conversi3n. Desgraciadamente, esto es bastante costoso desde el punto de vista computacional, debido a que t3picamente se deben realizar m3s de  $10^3$  iteraciones para obtener resultados estables (Angelis y cols., 2007). Adem3s, la probabilidad promedio puede no ser representativa debido a que la varianza de la distribuci3n de probabilidad tiene el potencial de ser significativamente grande.

Afortunadamente, se han desarrollado marcos de trabajo que facilitan enormemente el estudio de las oscilaciones axi3n-fot3n en entornos astrof3sicos al proveer un tratamiento anal3tico, bajo ciertas simplificaciones, para la probabilidad de conversi3n.

El desarrollo completo que fundamenta estos esfuerzos es denso y queda fuera de los l3mites de este trabajo de graduaci3n; sin embargo, se presentarán a continuaci3n los puntos esenciales para comprender y hacer uso de dichos resultados (para m3s informaci3n, consultar (Mirizzi y Montanino, 2009)).

### 4.3.3. Ecuaciones de movimientos para el sistema axi3n-fot3n

A partir del lagrangiano de la expresi3n 4.17, la mezcla de los fotones VHE con ALPs puede describirse como un sistema cu3ntico de tres niveles.

Asumiendo que la part3cula se propaga en la direcci3n  $x_3$ , con una energ3a  $E$  y atravesando un campo magn3tico transversal  $B_T$ , las ecuaciones de movimiento se expresan como:

$$i \frac{d}{dx_3} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ a \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ a \end{pmatrix}, \quad (4.19)$$

donde  $A_1$  y  $A_2$  son los estados de polarizaci3n del fot3n y  $a$  el campo del ALP. La matriz de mezcla efectiva  $\mathcal{M}$  es:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \Delta_{11} - i \frac{\Gamma_\gamma}{2} & \Delta_{12} & \Delta_{a\gamma c\phi} \\ \Delta_{21} & \Delta_{22} - i \frac{\Gamma_\gamma}{2} & \Delta_{a\gamma s\phi} \\ \Delta_{a\gamma c\phi} & \Delta_{a\gamma s\phi} & \Delta_a \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

donde  $c_\phi = \cos \phi = \mathbf{B}_T \cdot \mathbf{e}_1 / B_T$  y  $s_\phi = \sqrt{1 - c_\phi^2}$ . Paralelamente, los términos  $\Delta_{ij}$  para  $i, j = 1, 2$  son dependientes de la energía y quedan determinados por el efecto de polarización del vacío (QED) y por las propiedades del medio.

Si se desprecian los efectos de rotación de Faraday, que son irrelevantes en el régimen de energías TeV, se obtiene:

$$\begin{aligned}\Delta_{11} &= \Delta_{\parallel} c_\phi^2 + \Delta_{\perp} s_\phi^2, \\ \Delta_{22} &= \Delta_{\parallel} s_\phi^2 + \Delta_{\perp} c_\phi^2, \\ \Delta_{12} &= \Delta_{21} = (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) c_\phi s_\phi.\end{aligned}\tag{4.21}$$

Aquí,  $\phi$  es el ángulo entre  $\mathbf{B}_T$  y la base de polarización. A su vez, se tiene que:

$$\begin{aligned}\Delta_{\parallel} &= \Delta_{\text{pl}} + \frac{7}{2} \Delta_{\text{QED}}, \\ \Delta_{\perp} &= \Delta_{\text{pl}} + 2\Delta_{\text{QED}}\end{aligned}\tag{4.22}$$

Y también:

$$\begin{aligned}\Delta_a &= -\frac{m_a^2}{2E} && \text{Término de masa del ALP,} \\ \Delta_{\text{pl}} &= -\frac{\omega_{\text{pl}}^2}{2E} && \text{Término de plasma (índice de refracción del fotón),} \\ \Delta_{a\gamma} &= \frac{1}{2} g_{a\gamma} B_T && \text{Término de mezcla fotón-ALP,} \\ \Delta_{\text{QED}} &= \frac{\alpha E}{45\pi} \left( \frac{B_T}{B_{\text{cr}}} \right)^2 && \text{Término de dispersión QED (vacío no lineal).}\end{aligned}\tag{4.23}$$

El campo crítico de Schwinger está dado por  $B_{\text{cr}} = \frac{m_e^2}{e} \simeq 4.41 \times 10^{13}$  G, y la frecuencia plasmática del medio es  $\omega_{\text{pl}}^2 = \frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}$ , donde  $n_e$  es la densidad electrónica.

La matriz  $\mathcal{M}$  actúa como el hamiltoniano efectivo del sistema, describiendo la conversión entre ALPs y fotones. Además, se pone en evidencia que la presencia de un campo magnético transversal  $B_T$  es indispensable para que ocurran las oscilaciones.

El sistema evoluciona con la distancia, de forma análoga a las oscilaciones de neutrinos (Raffelt y Stodolsky, 1988). Esta ecuación permite derivar la probabilidad de conversión.

#### 4.3.4. Probabilidad de oscilación axi3n-fot3n

En la Vía Láctea se puede modelar el campo magnético como si estuviera conformado por dos componentes: Uno de naturaleza aleatoria con pequeñas oscilaciones a pequeñas escalas y un componente homogéneo a gran escala. Dado que la contribución del componente aleatorio es subdominante debido a efectos de auto-cancelación, se tiene que el único componente relevante para nuestros prop3sitos es el homogéneo. Suponga que este actúa sobre un dominio de longitud  $L$ . Despreciando efectos de absorci3n, la probabilidad de que un fot3n altamente energ3tico se convierta en un ALP se expresa como (Raffelt y Stodolsky, 1988):

$$P_{a\gamma} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta_{\text{osc}} L}{2} \right) \quad (4.24)$$

donde el ángulo de mezcla entre ambas partículas  $\theta$  es

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{2\Delta_{a\gamma}}{\Delta_{\text{osc}}} \right) \quad (4.25)$$

y el término  $\Delta_{\text{osc}}$  es el número de onda de oscilación y se corresponde con

$$\Delta_{\text{osc}} = \left[ (\Delta_a - \Delta_{pl})^2 + 4\Delta_{a\gamma}^2 \right]^{1/2} = 2\Delta_{a\gamma} \sqrt{1 + \left( \frac{E_c}{E} \right)^2} \quad (4.26)$$

Por su parte, la energía crítica  $E_c$  puede entenderse como un umbral que determina qué tan factible es para una partícula de energía  $E$  experimentar un proceso de oscilación axi3n-fot3n y se calcula de la siguiente manera:

$$E_c \equiv \frac{E |\Delta_a - \Delta_{pl}|}{2\Delta_{a\gamma}} \quad (4.27)$$

Reemplazando los términos  $\Delta_a$ ,  $\Delta_{pl}$  y  $\Delta_{a\gamma}$  en la expresi3n anterior con las igualdades presentes en (4.23), podemos obtener la siguiente expresi3n para la energ3a cr3tica:

$$E_c = \frac{|m_a^2 - \omega_{pl}^2|}{2g_{a\gamma} B_T} \quad (4.28)$$

Adem3as, sustituyendo (4.26) y (4.25) en (4.24), podemos obtener la siguiente ecuaci3n:

$$P_{a\gamma} = \left( 1 + \left( \frac{E_c}{E} \right)^2 \right)^{-1} \sin^2 \left( \frac{g_{a\gamma} B_T L}{2} \sqrt{1 + \left( \frac{E_c}{E} \right)^2} \right) \quad (4.29)$$

Las expresiones 4.29 y 4.28 son fundamentales para este trabajo de graduaci3n. Su uso para estudiar el efecto de las oscilaciones axi3n-fot3n en el espectro de emisi3n de fuentes astrof3sicas de altas energ3as se detalla en la metodolog3a.

Sin embargo, antes es necesario tener un entendimiento funcional de qu3 son las fuentes astrof3sicas de altas energ3as y su espectro de emisi3n.

## 4.4. Fuentes astrofísicas de muy altas energías (VHE)

Las fuentes astrofísicas de altas energías son objetos celestiales o eventos que emiten radiación altamente energética, típicamente en forma de rayos X o rayos gamma. También producen señales no electromagnéticas como rayos cósmicos, neutrinos u ondas gravitacionales.

Pueden tratarse de fuentes galácticas o extragalácticas. Dentro de las fuentes galácticas se encuentran las nebulosas de viento de púlsar (PWN), remanentes de supernova (SNRs), sistemas binarios y la emisión difusa del plano galáctico. Fuera de nuestra galaxia, la mayoría de fuentes de muy altas energías (TeV) son núcleos de galaxias activos (AGN); asimismo, la mayoría de ellos son clasificados como blazares (Abeysekara y cols., 2017).

La Nebulosa del Cangrejo (véase 4.8) fue la primera fuente de muy altas energías detectada con una buena significancia estadística; fue encontrada por el Whipple Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope (IACT) en 1989 (White y Long, 1989). En el año 2000, después de 11 años, el número total de fuentes de muy altas energías (VHE) detectadas por telescopios terrestres era meramente de ocho (Figura 4.7).

A pesar de este lento inicio, el número de fuentes detectadas comenzó a aumentar rápidamente luego del año 2000; actualmente, se han detectado más de 240 fuentes de muy altas energías. Este dramático éxito ha sido gracias a las mejoras en la sensibilidad de los IACTs (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes) (Bose, Chitnis, Majumdar, y Shukla, 2022).

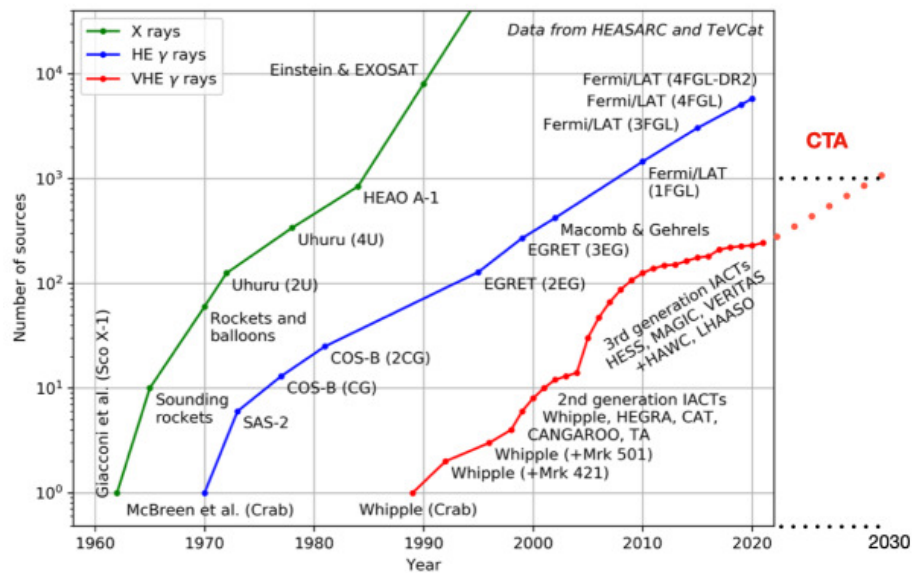


Figura 4.7: Gráfico de Kifune. Número de fuentes detectadas desde 1960 en rayos X, altas energías (HE) y muy altas energías (VHE). Modificado para visualizar el número de fuentes esperadas a ser detectadas por el Cherenkov Telescope Array (CTA) hasta 2030.

Fuente: <https://github.com/sfegan/kifune-plot>; Bose, Chitnis, Majumdar y Shukla, 2022.

Para estudiar estas fuentes se puede analizar su espectro de emisión (SED), el cual describe cómo varía el flujo de radiación emitida en función de la energía para una fuente particular. Es decir, cuántos fotones se detectan por unidad de energía, área y tiempo, nuevamente, como función de la energía.

Los espectros de emisión de las fuentes astrofísicas de altas energías pueden explicarse mediante

una combinación de procesos radiativos no térmicos. Estos procesos pueden dividirse en dos grandes categorías que dependen del tipo de partículas que se usan para generar dicha emisión: los modelos leptónicos y los modelos hadrónicos.

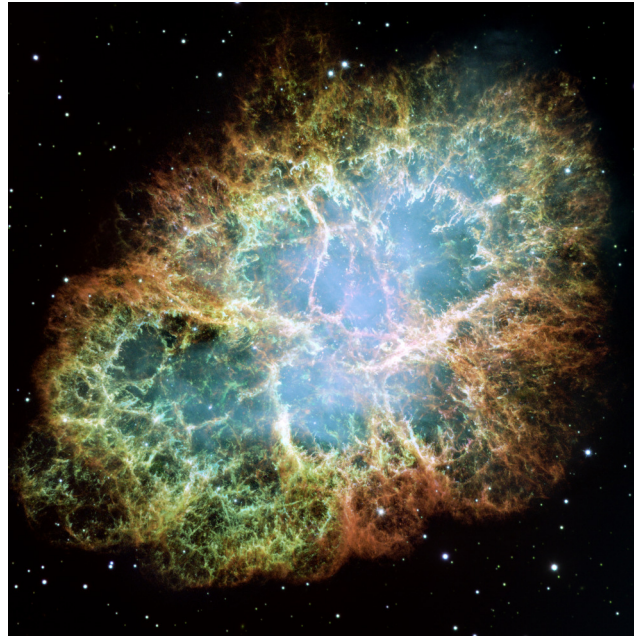


Figura 4.8: Nebulosa del Cangrejo.

Fuente: NASA, ESA, J. Hester y A. Loll (Arizona State University); <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=516106>

#### 4.4.1. Procesos leptónicos para la producción de rayos gamma

En estos procesos, las partículas radiantes son leptones, usualmente electrones. Los electrones energéticos pueden producir rayos gamma por medio de mecanismos como la dispersión inversa de Compton, emisión de sincrotrón, bremsstrahlung y radiación de curvatura (Blumenthal y Gould, 1970).

- **Dispersión inversa de Compton**

En la dispersión inversa de Compton (IC), los fotones de baja energía pueden aumentar su energía por medio de la interacción con electrones relativistas (Bose y cols., 2022).

$$e^- + \gamma_{low} \rightarrow e^- + \gamma_{high} \quad (4.30)$$

- **Radiación de sincrotrón** Si una partícula cargada gira en presencia de un campo magnético, entonces dicha partícula emitirá radiación. La potencia de sincrotrón emitida es proporcional a  $1/m^4$ , donde  $m$  es la masa de la partícula. Por lo tanto, este proceso es mucho más eficiente para electrones y sus antipartículas (positrones) que para protones (Bose y cols., 2022).

- **Radiación por curvatura**

Si una partícula cargada se mueve dentro de un campo magnético curvado, la trayectoria de la partícula también tendrá esta propiedad y emitirá radiación (Bose y cols., 2022).

- **Bremsstrahlung**

Si una partícula cargada pasa en las vecindades de un núcleo atómico, el campo nuclear acelerará la partícula, ocasionando la emisión de radiación. La intensidad de emisión es inversamente proporcional a la masa de la partícula (Bose y cols., 2022).

#### 4.4.2. Procesos hadrónicos para la producción de rayos gamma

Como su nombre lo indica, los procesos son hadrónicos si involucran a este tipo de partículas, típicamente protones.

- **Decaimiento de piones neutros**

Cuando los hadrones acelerados, usualmente protones, colisionan con fotones u otros protones, pueden dar lugar a la formación de piones cargados ( $\pi^+$  o  $\pi^-$ ) o neutros ( $\pi^0$ ) en cantidades iguales. Los piones cargados (Vida media de  $\sim 10^{-8}$  s) decaen en muones o neutrinos mientras que los piones neutros (Vida media de  $\sim 10^{-16}$  s) lo hacen en dos rayos gamma con un 1/6 de la energía primaria cada uno (Bose y cols., 2022).

$$p + p(\gamma) \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (4.31)$$

### 4.5. High Altitude Water Cherenkov observatory (HAWC)

El observatorio HAWC no solo es uno de los pocos capaces de estudiar el cielo nocturno a muy altas energías (en el orden de los TeV), sino que también es parte fundamental para el presente trabajo de graduación, puesto que, como se desarrollará en el capítulo siguiente, la fuente elegida para estudiar el posible efecto de las oscilaciones axi3n-fot3n en su espectro de emisi3n corresponde a J2019+368: una fuente detectada y analizada por HAWC. A continuaci3n, se presentan de manera general las principales cualidades de este observatorio.

#### 4.5.1. Descripci3n general de HAWC

El High Altitude Water Cherenkov Observatory (HAWC) es un observatorio terrestre especializado en la detecci3n de rayos gamma y rayos c3smicos en el orden de los TeV. Consiste en un arreglo de detectores capaces de registrar part3culas procedentes de cascadas atmosf3ricas producidas por eventos astrof3sicos. Es capaz de detectar flujos de rayos gamma desde aproximadamente 300 GeV hasta m3s de 100 TeV. Se encuentra ubicado en  $18^{\circ}59'41''N, 97^{\circ}18'30''W$  en las laderas del volc3n Sierra Negra, M3xico.



Figura 4.9: Observatorio HAWC.

Fuente: <https://www.hawc-observatory.org/>

HAWC contiene 300 Water Cherenkov Detectors (WCDs) hechos con contenedores comerciales de agua, cada uno de 5 metros de alto y con un diámetro de 7.32 metros. Todos cuentan con cuatro tubos fotomultiplicadores (PMTs) ubicados en el fondo del tanque (Abeysekara y cols., 2017). Los WCDs están colocados en un arreglo compacto que maximiza la densidad del área sensible; un esquema del arreglo puede verse en la Figura 4.10. Más detalles sobre el diseño y operación de HAWC, así como de la reconstrucción de eventos y análisis, pueden encontrarse en (Smith, 2015).

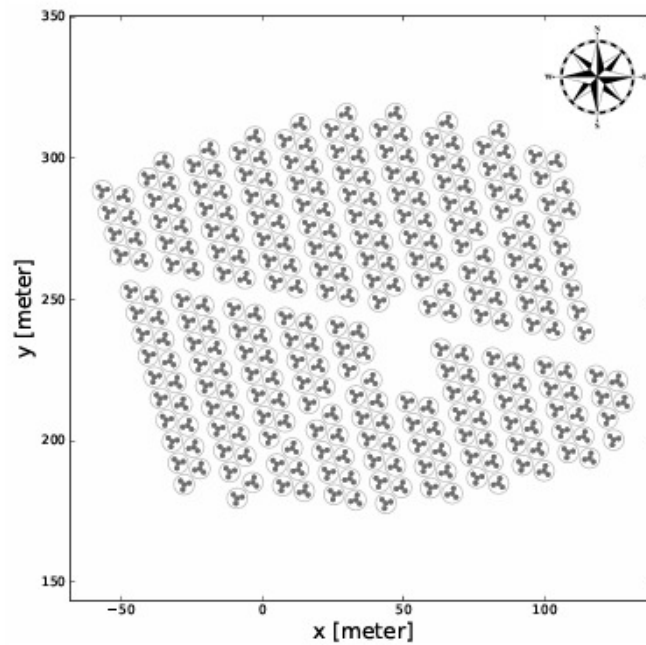


Figura 4.10: Disposición de los WCDs de HAWC.

Fuente: Abeysekara et al., 2017.

### 4.5.2. Método de detección

Cuando los rayos gamma primarios ingresan a nuestro planeta, pierden energía al interactuar con las partículas de la atmósfera. Debido a las altas energías involucradas, estas interacciones producen partículas que, a su vez, pueden continuar creando nuevas partículas, y así sucesivamente. Estas son las llamadas cascadas de partículas.

A diferencia de los Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACTs) como H.E.S.S., VERITAS, FACT y MAGIC, que son telescopios ópticos que detectan la luz Cherenkov producida en la atmósfera por cascadas atmosféricas iniciadas por partículas de altas energías, HAWC tiene la particularidad de detectar estas cascadas a nivel del suelo usando arreglos de detectores llamados Extensive Air Showers (EAS). Este tipo de instrumentación ofrece ventajas como una operación continua que no depende de cielos despejados y, en el caso de HWC, permite observar dos tercios de la bóveda celeste (Abeysekara y cols., 2017).

Estas cascadas pueden estar compuestas por electrones, positrones y fotones gamma de baja energía. Por su parte, estos fotones gamma pueden producir más electrones por medio del efecto fotoeléctrico (fotoelectrones) o del efecto Compton.

Cuando las partículas cargadas de las cascadas arriban y se mueven en el agua contenida en los WCD de HAWC, se produce radiación Cherenkov que es detectada por los fotomultiplicadores (PMTs). La radiación de Cherenkov es radiación de tipo electromagnético, producida por partículas cargadas que se mueven en un medio a una velocidad mayor que la velocidad de la luz en dicho medio (Jackson, 1999).

De manera simplificada, las señales detectadas en los PMTs debido a la radiación de Cherenkov son digitalizadas en un dispositivo conocido como TDC (Time to Digital Converter), este se encarga de medir los tiempos de arribo de cada una de las señales que hayan superado un umbral o condición de disparo. Luego, se determina la carga depositada en cada uno de los PMTs por evento y finalmente se reconstruye la dirección y naturaleza de la cascada, así como también la energía de la partícula primaria.

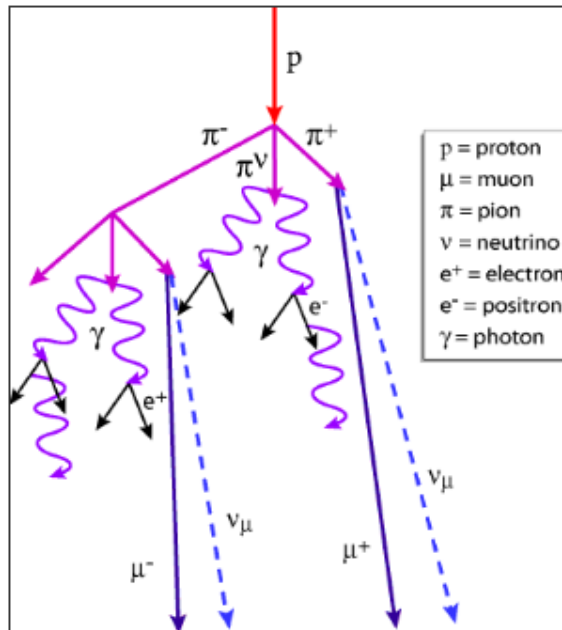


Figura 4.11: Producción de una cascada atmosférica en la que la partícula primaria es un protón.

Fuente: <https://www.hawc-observatory.org/>

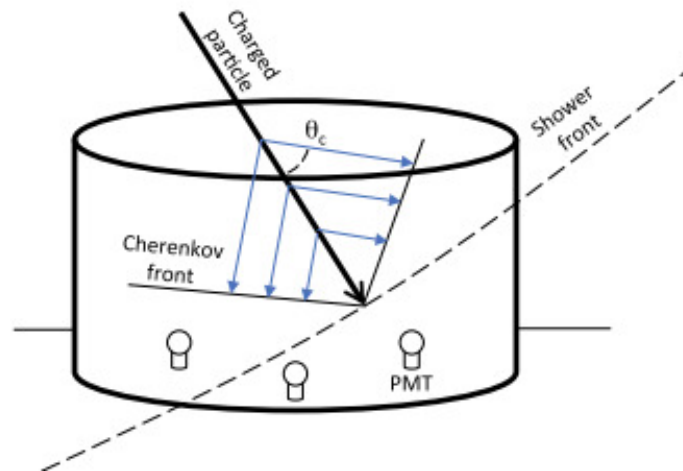


Figura 4.12: Principio de detección de un detector Water Cherenkov.

Fuente: Abeysekara et al., 2012.

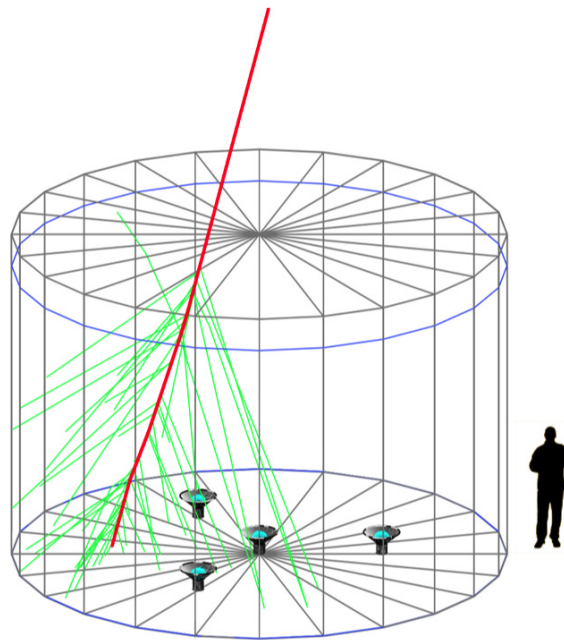


Figura 4.13: Simulación del paso de una partícula cargada a través de uno de los WCD (línea roja) y la emisión de luz de Cherenkov (líneas verdes).

Fuente: <https://www.hawc-observatory.org/>

## 5.1. MGRO J2019+37

La fuente MGRO J2019+37 es una de las más brillantes en el rango de los TeV y se encuentra en la región de Cygnus (Abdo y cols., 2007). Fue detectada originalmente por Milagro y luego identificada como 2HWC J2019+367 en el segundo catálogo de HAWC. Otros observatorios como MAGIC, VERITAS, Tibet-AS $\gamma$  y ARGO-YBJ ya habían examinado esa región. MAGIC (Bartko y the MAGIC Collaboration, 2008) y VERITAS (Konopelko y Collaboration, 2008) obtuvieron 15 y 10 horas de datos respectivamente, lo que llevó a establecer límites superiores consistentes con Milagro. Por su parte, Tibet-AS $\gamma$  confirmó la detección extendida y altamente energética (VHE) de dicha fuente (Amenomori, Bi, Chen, y cols., 2008). ARGO-YBJ reportó una no detección de la fuente junto con límites superiores, lo cual se atribuyó a la variabilidad de la emisión con el tiempo o a la falta de tiempo de exposición (Bartoli, Bernardini, Bi, y et al., 2012).

Recientemente, MGRO J2019+37 se resolvió en dos fuentes distintas: J2016+371 (una fuente puntual asociada al remanente de supernova CTB 87) y J2019+368 (una fuente brillante extendida) (Abeysekara, Alfaro, Álvarez, y et al., 2014) (Albert y cols., 2021). Esta última es el objeto principal de este trabajo de graduación.

## 5.2. J2019+368: La fuente de estudio

La fuente eHAWC J2019+368<sup>1</sup> se encuentra centrada en la posición  $RA = 304.92^\circ$ ,  $Dec = 36.76^\circ$ <sup>2</sup> (Albert y cols., 2021). Parte del atractivo de J2019+368 para este trabajo de graduación es que se trata de una fuente que emite en el régimen de muy altas energías (VHE), lo cual la convierte en un excelente candidato para estudiar las oscilaciones axi3n-fot3n. Es una de las tres fuentes detectadas por HAWC que presenta emisi3n significativa por encima de los 100 TeV; se trata, por lo tanto, de

<sup>1</sup>Se usa el t3rmino *eHAWC J2019+368* cuando nos referimos a la detecci3n espec3fica de HAWC

<sup>2</sup>VERITAS reporta  $RA = 304.846^\circ$ ,  $Dec = 36.779^\circ$  (Albert y cols., 2021)

uno de los aceleradores de partículas más potentes de nuestra galaxia (Albert, Alfaro, Alvarez, y cols., 2020).

La fuente se asocia con el púlsar PSR J2021+3651 y una *Pulsar Wind Nebula* (PWN) llamada Dragonfly Nebula. Se considera que el sistema conformado por PSR J2021+3651 y la Dragonfly Nebula tiene una edad aproximada de 7 kyr, lo que lo clasifica como un sistema joven. Paralelamente, PSR J2021+3651 es una estrella de neutrones joven altamente energética cuya luminosidad de espín-down alcanza los  $\dot{E} = 3.4 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ . Existe discusión respecto a su distancia, y dado que hasta la fecha no hay resultados concluyentes que esclarezcan este punto, en el presente trabajo se considerarán dos posibilidades expuestas en la literatura:  $\sim 1.8 \text{ kpc}$  (Kirichenko y cols., 2015) y  $\sim 4 \text{ kpc}$  (Etten, Romani, y Ng, 2008). Dado que este púlsar se considera la principal fuente asociada a J2019+368, se tomará este dato como la distancia a esta última fuente.

Tabla 5.1: Algunas propiedades observacionales de eHWC J2019+368.

| Parámetro                               | Valor  |
|---|--|
| Ascensión Recta (RA)                    | 304.92°  |
| Declinación (Dec)                       | 36.76°   |
| Distancia estimada (asociación con PSR) | $\sim 1.8 \text{ kpc} \mid \sim 4 \text{ kpc}$ |
| Modelo espectral                        | Log-parábola                                   |

Tabla 5.2: Algunas propiedades del púlsar PSR J2021+3651 asociado con eHWC J2019+368.

| Parámetro                        | Valor  |
|----------------------------------|--|
| Ascensión Recta (RA)             | 305.27275,°                                    |
| Declinación (Dec)                | 36.85133°                                      |
| Periodo                          | 104 ms   |
| Luminosidad espín-down $\dot{E}$ | $3.4 \times 10^{36} \text{ erg/s}$             |
| Distancia estimada               | $\sim 1.8 \text{ kpc} \mid \sim 4 \text{ kpc}$ |

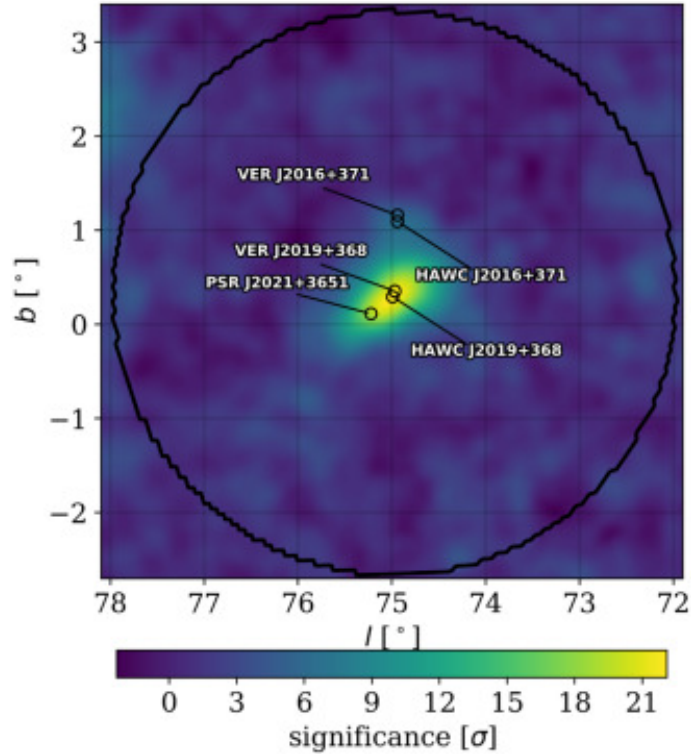


Figura 5.1: Mapa de significancia para las fuentes relevantes. La región de interés (ROI) está delimitada por el contorno negro. Las posiciones de las fuentes de VERITAS se obtuvieron de Abeyssekara et al. (2018), mientras que la posición de PSR J2021+3651 está dada por Roberts et al. (2002).

Fuente: Albert et al., 2021.

### 5.3. Análisis morfológico y espectral para J2019+368

En Albert y cols. (2021), se realizó un análisis de la región de interés (ROI) que contiene a J2019+368. Se utilizaron 1038.8 días de datos recolectados desde junio de 2015 hasta julio de 2018, considerando que la ROI tiene un radio de  $3^\circ$  y está centrada en  $(l, b) = (75^\circ, 0.3^\circ)$ . La región de interés se puede visualizar en la Figura 5.1. Como se mencionó anteriormente, el mejor ajuste para la ROI considera que está formada por dos fuentes: J2016+371 y J2019+368, sobre un fondo uniforme. Dicho fondo puede ser provocado por fuentes extensas cuya emisión podría estarse filtrando hacia la ROI. Estas podrían tratarse de fuentes de rayos gamma extensas o difusas.

De acuerdo a Albert y cols. (2021), la morfología para eHAWC J2019+368 se corresponde con una elipse gaussiana con las siguientes propiedades:

Tabla 5.3: Morfología de eHAWC J20196+368: Elipse gaussiana. Las incertidumbres reportadas son estadísticas.

| Parámetro                                    | Valor                         |
|--|-------------------------------|
| Semieje mayor (a)                            | $0.368^\circ \pm 0.021^\circ$ |
| Semieje menor (b)                            | $0.12^\circ$                  |
| Excentricidad (e)                            | 0.943                         |
| Ángulo de rotación ( $\theta_{\text{rot}}$ ) | $21.7^\circ \pm 2.5^\circ$    |

Por su parte, a pesar de existen varios modelos espectrales para describir el espectro de emisión como lo son la ley de potencias simple o la ley de potencias con corte exponencial, el modelo preferido para esta fuente es una log-parábola. En Albert y cols. (2021), se obtuvo que dicho modelo es significativamente preferido sobre un modelo de ley de potencias simple y sobre una ley de potencias con corte exponencial, con un  $\Delta TS = 69.0$  y  $\Delta BIC = 10.1$ , respectivamente.

El modelo espectral del tipo log-parábola es bastante común en la literatura (Fomin, Bugaev, Gorbunov, Iakubovskiy, y Rozanov, 2020) (Albert y cols., 2021) y se define así:

$$\phi(E) = \phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)} \quad (5.1)$$

Donde  $\phi(E)$  representa el flujo de fotones  $dN/dE$ ,  $\phi_0$  es la normalización del espectro en una energía de referencia  $E_0$ ,  $\alpha$  es el índice espectral y  $\beta$  cuantifica la curvatura del espectro.

Este espectro también será conocido como espectro de emisión intrínseco debido a que parte de un modelo que no considera los posibles efectos de las oscilaciones axi3n-fot3n (modelo sin ALPs).

Los parámetros del mejor ajuste se encuentran en la Tabla 5.4 para una energía de referencia  $E_0 = 10$  TeV. El espectro de emisión se muestra en la Figura 5.2, con la particularidad de que se grafica  $E^2 dN/dE$  en lugar de  $dN/dE$ , lo cual permite una mejor visualización y se trata de una práctica común en la literatura. Sin embargo, para este trabajo de graduación se utilizarán los datos de  $dN/dE$ , es decir,  $E^2 dN/dE$  normalizado por el cuadrado de la energía.

Tabla 5.4: Parámetros del mejor ajuste log-parab3lico reportado por HAWC para el espectro de emisi3n de eHWC J2019+368. Las incertidumbres reportadas son estadísticas.

| Parámetro             | Valor ajustado                    | Unidades   |
|-----------------------|-----------------------------------|--|
| $\phi_{10\text{TeV}}$ | $(4.05 \pm 0.26) \times 10^{-14}$ | $\text{TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $\alpha$              | $2.02 \pm 0.06$                   | –  |
| $\beta$               | $0.29 \pm 0.05$                   | –  |

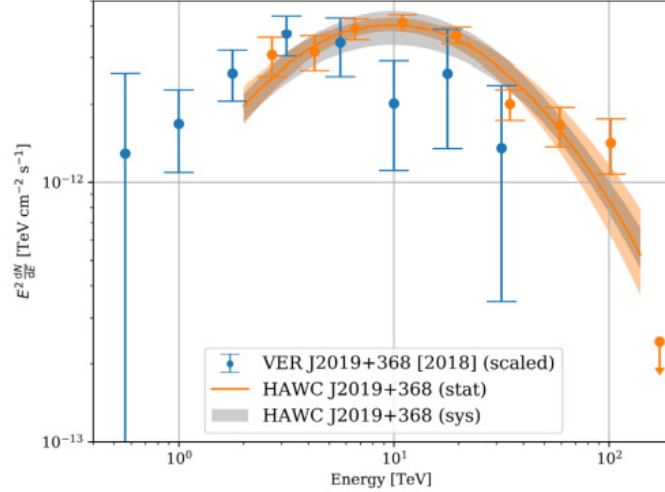


Figura 5.2: Espectro de emisión de eHAWC J2019+368 junto con el mejor ajuste log-parabólico obtenido por HAWC.

Fuente: Albert et al., 2021.

## 5.4. Candidato para el estudio de oscilaciones axi3n-fot3n

Como se detalla en la secci3n 6.1, la probabilidad de observar una oscilaci3n axi3n-fot3n (4.29) se maximiza cuando las part3culas consideradas se encuentran en el r3gimen de muy altas energ3as (VHE). Por lo tanto, dado que J2019+368 es una de las fuentes m3s energ3ticas detectadas por HAWC (emitiendo en el orden de cientos de TeV), se perfila como un excelente candidato para poder observar dichas oscilaciones. En particular, se estudiar3n las posibles anomal3as en el espectro de emisi3n de la fuente debidas al efecto de las oscilaciones axi3n-fot3n.

Adicionalmente a sus propiedades energ3ticas, la posibilidad de modelar su espectro de emisi3n con una forma funcional conocida, como es el caso de una log-par3bola, aumenta el inter3s generado por esta fuente (Albert y cols., 2021).

## 5.5. Datos de HAWC para J2019+368

A continuaci3n se presentan los datos del espectro de emisi3n extra3dos de (Albert y cols., 2021).

Nuevamente, es importante mencionar que, a pesar de que los datos se presentan como  $E^2 dN/dE$ , para este trabajo de graduaci3n se utiliz3  $dN/dE$ , es decir, los datos normalizados por el cuadrado de la energ3a.

Tabla 5.5: Datos observacionales para la fuente J2019+368. Las columnas  $E^2 dN/dE$  y  $\sigma$  están expresadas en unidades de  $\text{TeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

| Energía [TeV] | $E^2 dN/dE$ ( $10^{-12}$ ) | Incertidumbre $\sigma$ ( $10^{-13}$ ) |
|---------------|----------------------------|---------------------------------------|
| 2.754         | 3.037                      | 5.100                                 |
| 4.341         | 3.148                      | 4.610                                 |
| 6.703         | 3.834                      | 3.780                                 |
| 11.16         | 4.082                      | 3.100                                 |
| 19.80         | 3.633                      | 2.760                                 |
| 35.07         | 1.993                      | 2.740                                 |
| 59.58         | 1.637                      | 2.840                                 |
| 103.5         | 1.406                      | 3.390                                 |

## 6.1. Elección de la fuente de estudio

En la sección 4.3 se mencionó cómo el acoplamiento de los ALPs con la interacción electromagnética provee un mecanismo que permite la conversión entre estos candidatos a materia oscura y fotones (que sí pueden interactuar con nuestros detectores). También se presentaron las expresiones (4.29) y (4.28), que describen la probabilidad de conversión y la energía crítica, respectivamente. De la probabilidad de conversión se observa que esta se maximiza cuando se consideran partículas con una energía  $E$  mucho mayor que cierta energía crítica  $E_c$ . En otras palabras, mientras más grande sea el cociente  $E/E_c$ , mayor será la probabilidad de que se presenten conversiones axi3n-fot3n. Esto lleva a que se busque estudiar fuentes que emitan a muy altas energías (en el orden de  $10^1$  o  $10^2$  TeV) para aumentar la probabilidad de conversi3n y hacer más factible observar anomalías en el espectro de emisi3n debido a dichas conversiones.

Anteriormente, debido a la falta de detecciones por encima de unos cuantos TeV, se optaba por maximizar la distancia  $L$  en (4.29), lo que centraba los esfuerzos en fuentes extragalácticas. En la actualidad, ya existen experimentos como HAWC que permiten medir por encima de los 100 TeV, lo que permite estudiar fuentes astrofísicas de altas energías dentro de nuestra propia galaxia. En esta línea, para el presente trabajo de graduaci3n, **se eligió a la fuente J2019+368 como objeto de estudio**, tanto por sus propiedades energéticas y proximidad (ya sea que se consideren 1.8 o 4 kpc), como por tener un comportamiento espectral bien estudiado. Los datos del espectro de emisi3n utilizados son los reportados por HAWC e incluidos en (Albert y cols., 2021).

Una vez elegida la fuente de estudio, el análisis se dividió en tres partes. Cada una guarda relaci3n con uno de los objetivos específicos y entre todas mantienen una relaci3n progresiva entre sí; es decir, el avance en una permite el avance en la siguiente.

### Objetivo específico 1

**Modelar el espectro de emisión de J2019+368:** Se determinó una forma funcional para su espectro de emisión junto con sus parámetros libres. Este espectro intrínseco  $S_i$  se considera el modelo sin ALPs.

### Objetivo específico 2

**Obtener un conjunto de espectros de emisión modificados:** Dado el espectro intrínseco  $S_i$  (Modelo sin ALPs), se determinó el espectro modificado  $S_{ALPs}$  debido a oscilaciones axi3n-fot3n para m3ltiples combinaciones de  $m_a$  y  $g_{a\gamma}$ .

### Objetivo específico 3

**Obtener una regi3n de exclusi3n para las masas  $m_a$  y las constantes de acoplamiento  $g_{a\gamma}$ :** Se compar3n el espectro intrínseco con los diferentes espectros modificados usando el estadístico  $\Delta\chi^2$ . Esto permiti3n determinar qu3 combinaciones de parámetros pueden ser excluidas.

Figura 6.1: Procedimiento general basado en los objetivos espec3ficos

## 6.2. Encontrando el espectro de emisi3n intrínseco de J2019+368 (Modelo sin ALPs)

En la secci3n 5.3 se discuti3n c3mo en Albert y cols. (2021), se encontr3n que el modelo espectral que mejor explica el espectro de emisi3n de J2019+368 con los datos de HAWC corresponde a una log-parábola con  $E_0 = 10$  TeV (véase la expresi3n 5.1). Con base en dicho resultado, para este trabajo tambi3n se eligi3n ese modelo espectral. El ajuste obtenido se denomina espectro intrínseco  $S_i$  y se corresponde con el modelo sin ALPs.

La forma funcional del modelo log-parábola ya fue presentada en la Ecuaci3n 5.1, y se reproduce a continuaci3n para mayor claridad<sup>1</sup>:

$$S_I(E) = \phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)}$$

En la Tabla 6.1 se explica la interpretaci3n de cada uno de los parámetros del modelo log-parábola.

<sup>1</sup>Recuérdese que  $\phi(E) = dN/dE$ , y ahora tambi3n se considerará  $\phi(E) = S_I(E)$

Tabla 6.1: Significado físico de los parámetros del modelo espectral log-parábola

| Símbolo  | Nombre                  | Descripción  |
|----------|-------------------------|--|
| $\phi_0$ | Normalización del flujo | Valor del flujo diferencial en la energía de referencia $E_0$ ; controla la escala vertical del espectro.  |
| $\alpha$ | Índice espectral        | Describe la pendiente del espectro en $E_0$ ; si $\beta = 0$ , el modelo se reduce a una ley de potencias. |
| $\beta$  | Curvatura espectral     | Controla la curvatura logarítmica del espectro   |
| $E_0$    | Energía de referencia   | Energía en la que se evalúan $\phi_0$ y $\alpha$ ; no es un parámetro libre, sino una constante elegida.   |

Para este caso  $E_0 = 10$  TeV de manera que el modelo contiene un total de tres parámetros libres. Se realizó un análisis independiente al de HAWC para encontrar los valores de  $\phi$ ,  $\alpha$  y  $\beta$  (Junto con sus incertidumbres estadísticas) que mejor ajusten a los flujos reportados por HAWC. Luego, se compararon los resultados obtenidos con los reportados en (Albert y cols., 2021).

### 1. Se ajustaron los datos a una Log-Parábola

El método utilizado fue el algoritmo de Levenberg–Marquardt (LM), implementado en la función `curve_fit` del paquete `scipy.optimize`. Este algoritmo ejecuta una minimización de mínimos cuadrados no lineales del tipo  $\chi^2$ , ponderando cada punto por su incertidumbre experimental (Marquardt, 1963). El ajuste retornó los parámetros óptimos para el modelo:  $\phi$ ,  $\alpha$  y  $\beta$ . Más información sobre la función `curve_fit` se encuentra en la documentación oficial (Virtanen y cols., 2020). Finalmente, se calculó el  $\chi^2_I$  de este modelo siguiendo<sup>2</sup>:

$$\chi^2_I = \sum_i \frac{(S_I(E_i) - O_{HAWC}(E_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (6.1)$$

Donde  $S_I(E)$  es el espectro intrínseco evaluado en las energías asociadas a los flujos reportados por HAWC,  $O_{HAWC}(E)$  son los flujos reportados por HAWC y  $\sigma$  la incertidumbre de cada punto. Para determinar la calidad de la regresión se usó el chi-cuadrado reducido  $\chi^2_\nu$ :

$$\chi^2_\nu = \frac{\chi^2}{N - p} \quad (6.2)$$

Donde  $N$  es el número de observaciones y  $p$  es el número de parámetros libres de la regresión. Tres para nuestro caso ( $\phi$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ). Si  $\chi^2_\nu \sim 1$  entonces se puede afirmar de que se trata de un buen ajuste. (Bevington y Robinson, 2003)

### 2. Simulación de pseudo-observaciones

Para aumentar la confianza en el ajuste se siguió un procedimiento bajo el cual se simuló un pseudo-experimento que generó un conjunto de flujos alternativos a los reportados por HAWC (véase la Tabla 5.5 para consultar los datos de HAWC). En este pseudo-experimento se tomó cada flujo reportado y se generó una nueva pseudo-observación aleatoria que se encuentra dentro de los límites de la incertidumbre correspondiente a ese punto. De esta manera, se generó un conjunto nuevo de puntos al cual también se le realizó un ajuste del tipo log-parábola, siguiendo el mismo procedimiento usado para los datos de HAWC y obteniendo un nuevo conjunto de parámetros  $\phi$ ,  $\alpha$  y  $\beta$ . Este procedimiento se repitió un total de mil veces y para cada iteración se calculó el  $\chi^2$  asociado con el ajuste.

<sup>2</sup>El subíndice I indica de que se trata del  $\chi^2$  asociado al espectro intrínseco

El objetivo de este procedimiento fue simular que las observaciones hechas por HAWC se repitieran tantas veces como iteraciones se realizaron. Esto permitió obtener una estadística más rica para:

- a) Aumentar la confianza en el mejor ajuste obtenido para el espectro intrínseco, al identificar que el espectro obtenido esta contenido dentro de las potenciales variaciones estadísticas que se obtendrían al observar la región múltiples veces más
- b) Calcular incertidumbres estadísticas para los parámetros del mejor ajuste de los datos de HAWC

### 3. Incertidumbre estadística de los parámetros del espectro intrínseco

El procedimiento anterior permitió obtener mil conjuntos de  $\phi$ ,  $\alpha$  y  $\beta$ , uno por cada pseudo-experimento. Para cada parámetro se visualizó su distribución estadística por medio de un histograma. Como las variaciones en los datos se realizaron de manera gaussiana o normal, era esperado que los parámetros obtenidos en los pseudo-experimentos también siguieran esa distribución. Esto permitió calcular la incertidumbre de los parámetros del espectro intrínseco por medio de la desviación estándar de las distribuciones correspondientes. En particular, la incertidumbre estadística fue tomada como dos desviaciones estándar, para poder reportar los parámetros con un 95.5% de confianza.

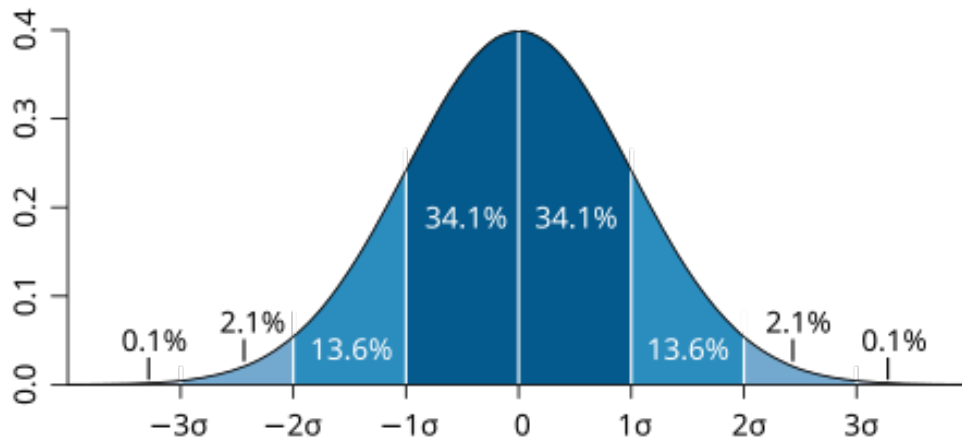


Figura 6.2: Gráfica de una distribución normal donde cada banda tiene el ancho de una desviación estándar.

Fuente: Wikipedia Commons, publicada por M. W. Toews, 2007.

## 6.3. Obtener un conjunto de espectros modificados por las oscilaciones axi3n-fot3n

Ya que se modeló el espectro de emisi3n intrínseco  $S_I(E)$  (modelo sin ALPs), el siguiente paso fue considerar las posibles modificaciones al espectro debido a las oscilaciones axi3n-fot3n. Es decir, se consideró un modelo bajo el cual se asumió la presencia de ALPs, de tal manera que las conversiones a fotones intervinieran en el espectro recibido. Para hacer esto, se partió de  $S_I(E)$  y se introdujeron las modificaciones debidas a estas hipotéticas partículas de materia oscura. Se realizó el siguiente procedimiento:

a) **Cálculo de la energía crítica**

El primer paso fue calcular la energía crítica asociada con un ALP. De acuerdo a Mirizzi y Montanino (2009), esta puede determinarse con 4.28

$$E_c = \frac{|m_a^2 - \omega_{pl}^2|}{2g_{a\gamma} B_T}$$

La cual depende tanto del entorno astrofísico bajo estudio como de las propiedades del ALP que se está considerando. Aquí  $\omega_{pl}^2 = \frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}$  es la frecuencia del plasma del medio y  $B_T$  es el campo magnético transversal. Por su parte, las propiedades del ALPS que entran en consideración son la masa  $m_a$  y la constante de acoplamiento electromagnética  $g_{a\gamma}$ . Para más detalles, véase el capítulo 4.3.

En la región estudiada el campo magnético puede estimarse como  $B_T = 1\mu G$  (Liang y cols., 2018) mientras que la densidad de electrones libres es de  $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  (Liang y cols., 2018), esto permitió reescribir la expresión de la energía crítica para nuestra fuente de una forma más cómoda.

$$E_c = 100 \text{TeV} \left(\frac{m_a}{10^{-6} \text{eV}}\right)^2 \left(\frac{g_{a\gamma}}{10^{-10} \text{GeV}^{-1}}\right)^{-1} \quad (6.3)$$

De esta manera se calculó la energía crítica en TeV para la oscilación axi3n-fot3n asociada a un ALP de masa  $m_a$  y constante de acoplamiento electromagnética  $g_{a\gamma}$ . La energía crítica se trabaj3n en TeV debido a que las energías del espectro de emisi3n se encuentran en ese mismo orden de magnitud.

b) **Cálculo de la probabilidad de conversi3n**

En la secci3n 4.3 se present3n la expresi3n 4.29 que indica la probabilidad de conversi3n de un fot3n a ALP como

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

Dicha probabilidad depende de la energía crítica, de los parámetros del ALP considerado, del campo magnético transversal  $B_T$  y del tamaño efectivo de la regi3n de conversi3n  $L$ , es decir, la distancia a la que se encuentra la fuente estudiada.

Tanto los cálculos de probabilidad como los de la energía crítica se realizaron usando unidades naturales para ser congruentes con el desarrollo expuesto en (Mirizzi y Montanino, 2009). La Tabla 6.2 resume las unidades usadas en este trabajo de graduaci3n.

Tabla 6.2: Unidades utilizadas para el cálculo de  $E_c$  y  $P_{a\gamma}$  de ALPs bajo el sistema de unidades naturales.

| Magnitud      | Descripci3n                                | Unidades naturales |
|---------------|--|--------------------|
| $m_a$         | Masa del ALP                               | eV                 |
| $g_{a\gamma}$ | Constante de acoplamiento electromagnética | $\text{GeV}^{-1}$  |
| $E$           | Energía del fot3n observado                | TeV                |
| $E_c$         | Energía crítica de oscilaci3n              | TeV                |
| $B_T$         | Campo magnético transversal                | $\text{GeV}^2$     |
| $L$           | Tamaño efectivo de la regi3n de conversi3n | $\text{GeV}^{-1}$  |

c) **Encontrando los espectros modificados de J2019+368 (Modelo con ALPs)**

Luego de que se calcul3n la probabilidad de conversi3n se procedi3n a determinar el espectro modificado. Para entender como se realiz3n esto primero considérese la siguiente expresi3n:

$$O_{ALPs}(E) = (1 - P_{\gamma a}) \cdot f_{att} \cdot S_I(E) \quad (6.4)$$

Aquí  $f_{att}$  expresa la atenuación del flujo astrofísico por la dispersión de rayos gamma debido al polvo o al campo de radiación galáctico. Dada la cercanía de la fuente (Ya sea que se considere 1.8 kpc o 4 kpc) estos efectos de atenuación son despreciables en el régimen de TeV, es decir, se puede considerar que  $f_{att} = 1$ . Paralelamente, si  $P_{a\gamma}$  es la probabilidad de que un fotón gamma se convierta en un ALP, entonces el término  $(1 - P_{\gamma a})$  se interpreta como la probabilidad de supervivencia de un fotón (Liang y cols., 2018).

De esta manera, para determinar un solo espectro modificado se hizo lo siguiente:

1) **Cálculo de flujos modificados**

Se usó la expresión 6.4 con el espectro intrínseco evaluado en cada una de las energías reportadas por HAWC para obtener un conjunto de flujos modificados  $O_{ALPs}(E)$  por las oscilaciones axión-fotón.

2) **Ajuste Log-Parábola para los flujos modificados**

Se realizó un ajuste log-parábola para estos datos modificados. Obteniendo un nuevo conjunto de  $\phi$ ,  $\alpha$  y  $\beta$ . Se calculó el  $\chi_{ALPs}^2$  de este nuevo modelo para determinar la bondad del ajuste respecto a los datos modificados. El subíndice  $ALPs$  indica que el  $\chi^2$  es el asociado a un espectro modificado.

$$\chi_{ALPs}^2 = \sum_i \frac{(O_{ALPs}(E_i) - S_{ALPs}(E_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (6.5)$$

El proceso anterior partió del supuesto de que en el entorno bajo consideración solo se contaba con la presencia de ALPs que tienen una única masa y constante de acoplamiento. Para realizar un análisis mucho más rico, se repitió dicho proceso para diferentes combinaciones de valores de  $m_a$  y  $g_{a\gamma}$ . En particular, se usaron 200 posibles valores de masa y 200 posibles valores de la constante de acoplamiento, resultando en un total de 40,000 combinaciones de estos parámetros, y como tal, una cantidad igual de espectros modificados. Los rangos elegidos para explorar se muestran en la Tabla 6.3.

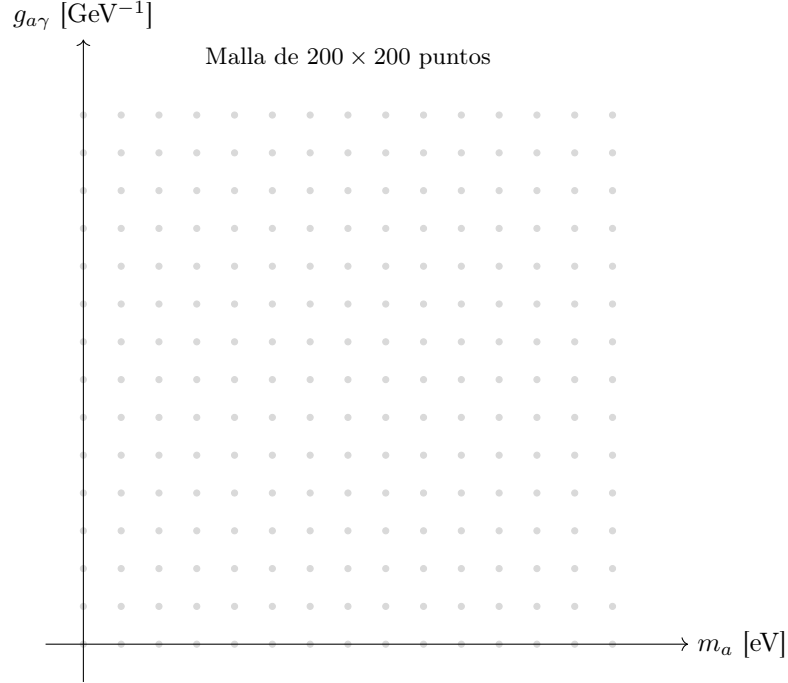


Figura 6.3: Representación esquemática de la malla en el espacio de parámetros  $(m_a, g_{a\gamma})$ .

Tabla 6.3: Rangos explorados para las masas de ALPs y sus constantes de acoplamiento en la malla de  $200 \times 200$ .

| Parámetro                 | Símbolo                      | Rango explorado                          |
|---------------------------|------------------------------|--|
| Masa del ALP              | $m_a$ [eV]                   | $10^{-10} \leq m_a \leq 10^{-6}$         |
| Constante de acoplamiento | $g_{a\gamma}$ [GeV $^{-1}$ ] | $10^{-12} \leq g_{a\gamma} \leq 10^{-9}$ |

#### 6.4. Establecer restricciones para $m_a$ y $g_{a\gamma}$ : Cálculo de la región de exclusión

Una vez determinados los espectros modificados, se delimitó una región de exclusión que permitió establecer restricciones sobre los parámetros de masa y constante de acoplamiento de los ALPs. Esto se logró estableciendo un estadístico de prueba que sirvió como criterio para excluir algunas combinaciones de parámetros.

El estadístico de prueba en cuestión es  $\Delta\chi^2 = \chi^2_{\text{ALPs}} - \chi^2_{\text{Intrínseco}}$ . Se sabe que mientras más cercano a cero sea el  $\chi^2$  asociado a un modelo, este describe de manera más fiel los datos ajustados. Por lo tanto, al tomar la diferencia  $\Delta\chi^2$  entre los modelos considerados, se puede determinar si el modelo que considera la presencia de ALPs es preferido por los datos. Un  $\Delta\chi^2 < 0$  indica que el modelo preferido es el que contiene ALPs, mientras que si  $\Delta\chi^2 > 0$ , dicho modelo empeora el ajuste y, por lo tanto, no es favorecido por los resultados. Concretamente, podemos establecer:

- **Hipótesis nula ( $H_0$ ):** El espectro de emisión observado para la fuente eHWC J2019+368 se describe adecuadamente por un modelo intrínseco sin oscilaciones axi3n-fot3n.

- **Hipótesis alternativa ( $H_1$ ):** El espectro de emisión observado para la fuente eHWC J2019+368 presenta desviaciones significativas respecto al modelo intrínseco, atribuibles a oscilaciones axi3n-fot3n inducidas por la presencia de ALPs.

Si nuestro estadístico de prueba  $\Delta\chi^2$  asociado a una combinación  $(m_a, g_{a\gamma})$  es mayor a un umbral establecido  $\lambda_n$  entonces dicha combinaci3n de parámetros empeora el ajuste en comparaci3n con el modelo intrínseco, con lo cual, se rechaza  $H_0$  con un nivel de confianza del  $n\%$  (C.L.). Este proceso se repiti3n para cada punto de la malla de  $200 \times 200$ . Este mismo proceso para encontrar una regi3n de exclusi3n se us3n en (Liang y cols., 2018) analizando fuentes detectadas por H.E.S.S.

### 6.4.1. Obteniendo el umbral de exclusi3n

Como primer acercamiento para obtener el valor del umbral de exclusi3n  $\lambda_n$ , se recurri3n al teorema de Wilks (Wilks, 1938), que para nuestro caso de estudio establece que el umbral de exclusi3n para un 95% de nivel de confianza (C.L.) es  $\lambda_{95} = 5.99$ . Esto se corresponde con el percentil 95 en una distribuci3n de  $\chi^2$  con dos parámetros libres.

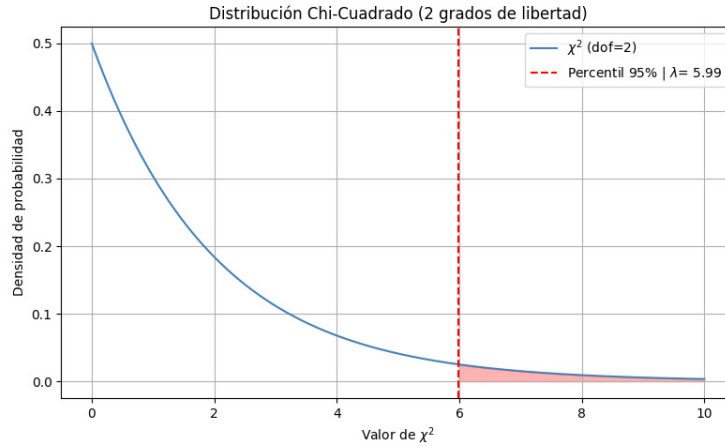


Figura 6.4: Distribuci3n te3rica  $\chi^2$  con dos grados de libertad

Sin embargo, el comportamiento oscilatorio de la probabilidad de conversi3n puede ocasionar que la funci3n de verosimilitud incumpla con la condici3n del teorema de Wilks, que exige que dicha funci3n sea suave, continua y diferenciable en todo el espacio de parámetros. Adem3s, la cantidad de datos observacionales reportados por HAWC en (Albert y cols., 2021) no fue lo suficientemente alta como para considerar que se trabajaba en el l3mite asint3tico ( $N \rightarrow \infty$ ). Esto pod3a llevar a que la distribuci3n emp3rica de nuestro estadístico de prueba se desviara de manera significativa de la distribuci3n te3rica de  $\chi^2$  con dos parámetros libres (Cowan, Cranmer, Gross, y Vitells, 2011). Lo anteriormente mencionado llev3 a rechazar el uso del umbral  $\lambda_{95} = 5.99$ , ya que se encontraba sesgado.

Debido a esto, se opt3 por determinar el umbral de exclusi3n mediante una simulaci3n de Monte Carlo que permiti3 obtener la distribuci3n emp3rica para nuestro estadístico de prueba. Esta es una pr3ctica com3n en este tipo de estudios (véase (Liang y cols., 2018) y (Guo y cols., 2020)). Una vez obtenida la distribuci3n, el umbral de exclusi3n se determin3 de manera sencilla calculando el percentil correspondiente al nivel de confianza deseado. Para este caso, se eligieron niveles de confianza del 95.5% y del 68.3%, es decir, los niveles de confianza correspondientes a dos y una desviaciones est3ndar, respectivamente.

Para esto se sigui3 un proceso similar al descrito en las secciones 6.2 y 6.3, con algunas diferencias. En lugar de usar las observaciones de HAWC para obtener el espectro intrínseco,

se simuló un pseudo-experimento que generó un conjunto de observaciones alternativas a las reportadas por HAWC en Albert y cols (2021), se tomó cada observación y se generó una nueva pseudo-observación aleatoria que se encontraba dentro de los límites de la incertidumbre correspondiente a ese punto. Con estas pseudo-observaciones se determinó un espectro intrínseco y se siguió el procedimiento descrito en la sección 6.3, con la diferencia de que se usó una malla de  $70 \times 70$  en lugar de una de  $200 \times 200$ , esto para reducir el coste computacional de la simulación. Sin embargo, esto no afectó la aplicabilidad de los resultados, puesto que se siguieron considerando los mismos rangos para el espacio muestral expuestos en 6.3.

Todo el proceso detallado anteriormente se repitió cien veces, resultando en un total de 490,000 valores de  $\Delta\chi^2$ , con los cuales se construyó la distribución empírica. Puesto que la probabilidad de oscilación depende del tamaño efectivo de la región de conversión, el proceso antes descrito se repitió para las dos distancias consideradas en este trabajo: 1.8 kpc y 4 kpc.

Se obtuvieron las distribuciones y los umbrales de exclusión expuestos en las figuras 6.5 y 6.6. Los umbrales obtenidos correspondieron a niveles de confianza del 95 % y del 68.27 %, es decir, los niveles de confianza correspondientes a dos y una desviaciones estándar, respectivamente.

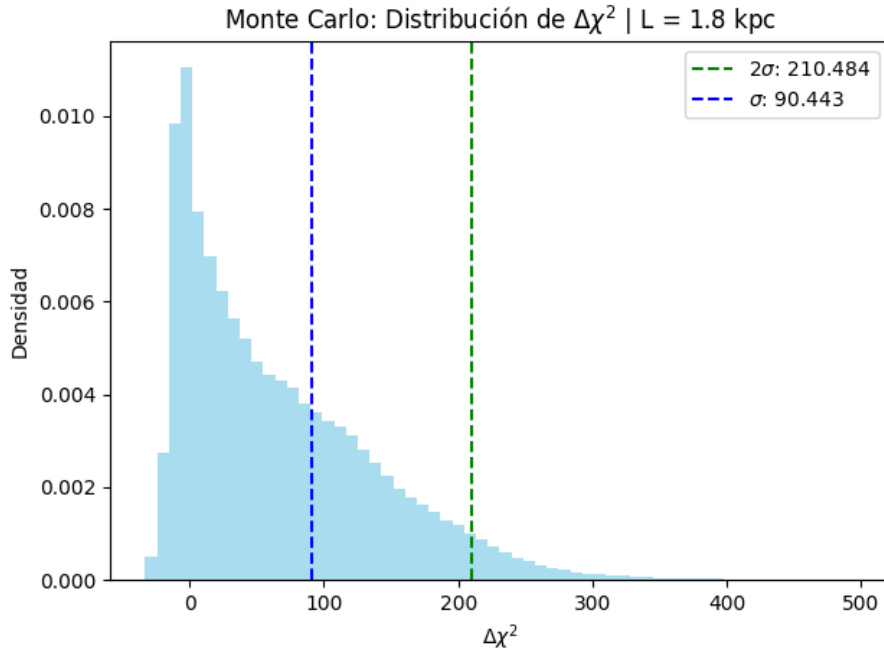


Figura 6.5: Umbrales de exclusión con niveles de confianza correspondientes a  $\sigma$  y  $2\sigma$ . Determinados por medio de una simulación de Monte Carlo con  $L = 1.8$  kpc.

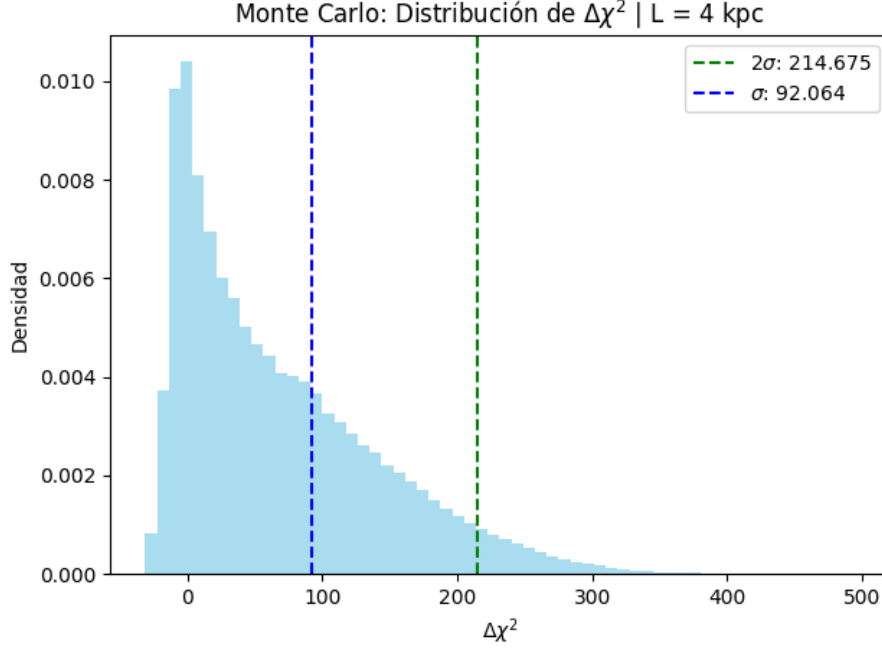


Figura 6.6: Umbrales de exclusión con niveles de confianza correspondientes a  $\sigma$  y  $2\sigma$ . Determinados por medio de una simulación de Monte Carlo con  $L = 4$  kpc.

#### 6.4.2. Región de exclusión

Una vez determinado el umbral de exclusión, se exploró qué combinaciones de masa y constante de acoplamiento en el espacio de parámetros tenían asociado un estadístico de prueba tal que  $\Delta\chi^2 > \lambda_n$ .

Si una combinación cumplía con este criterio, se consideraba que el modelo con ALPs asociado distaba lo suficiente de las observaciones (dependiendo del nivel de confianza elegido) como para ser rechazado. Por lo tanto, se excluían esos valores de masa y constante de acoplamiento.

Se construyeron dos regiones de exclusión para cada uno de los tamaños de la región de conversión considerados: una que excluye con un 95.5% de nivel de confianza ( $2\sigma$ ) y otra que excluye con un 68.3% de nivel de confianza ( $\sigma$ ).

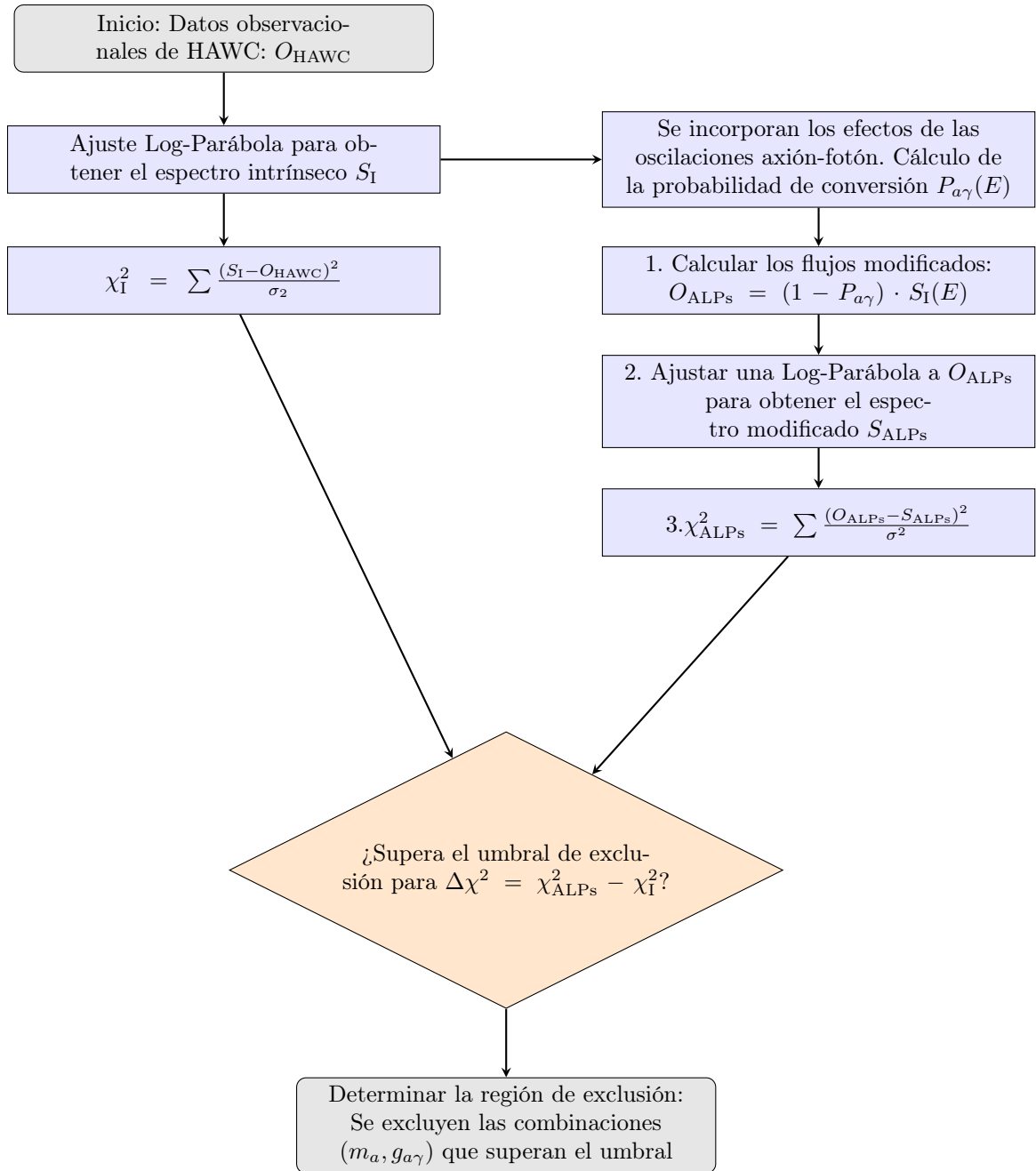


Figura 6.7: Metodología resumida. Este proceso se repite para cada punto de la malla de  $200 \times 200$

## 7.1. Espectro intrínseco de J2019+368

### 7.1.1. Ajuste obtenido y el ajuste reportado por HAWC

Siguiendo lo detallado en la sección 6.2, se realizó un ajuste log-parábola para los datos de HAWC, obteniendo los parámetros presentados en la Tabla 7.1. En esa misma tabla se exponen los parámetros obtenidos por HAWC. Las incertidumbres para cada parámetro obtenido son estadísticas, y su determinación se desarrolla en la sección 7.1.2. Además, en la Figura 7.1 se muestra cómo se comparan ambas regresiones (la obtenida en este trabajo y la reportada por HAWC en Albert y cols. (2021))

Dicha figura permite observar que ambas log-parábolas describen adecuadamente el espectro de emisión de la fuente. El  $\chi^2$  para la regresión obtenida fue  $\chi_O^2 = 7.38$ , mientras que el de la regresión reportada por HAWC se calculó como  $\chi_{HAWC}^2 = 8.17$ . Si se calcula el  $\chi^2$  reducido para ambas regresiones, se obtiene  $\chi_{\nu(O)}^2 = 1.5$  y  $\chi_{\nu(HAWC)}^2 = 1.6$ . Como para ambos casos se tiene que  $\chi_{\nu}^2 \sim 1$ , se concluye que ambos ajustes modelan de manera satisfactoria el espectro de emisión de J2019+368 (Bevington y Robinson, 2003). Ambos espectros son iguales para efectos prácticos, lo cual se confirma al notar que los parámetros  $\phi$ ,  $\alpha$  y  $\beta$  reportados por HAWC se encuentran contenidos dentro de las incertidumbres de los parámetros obtenidos en este trabajo. Adicionalmente, si se calcula el  $\Delta\chi^2$  entre ambos modelos, se obtiene  $\Delta\chi^2 = 0.79$ . Lo anterior indica que las diferencias entre las predicciones hechas por ambas regresiones son despreciables.

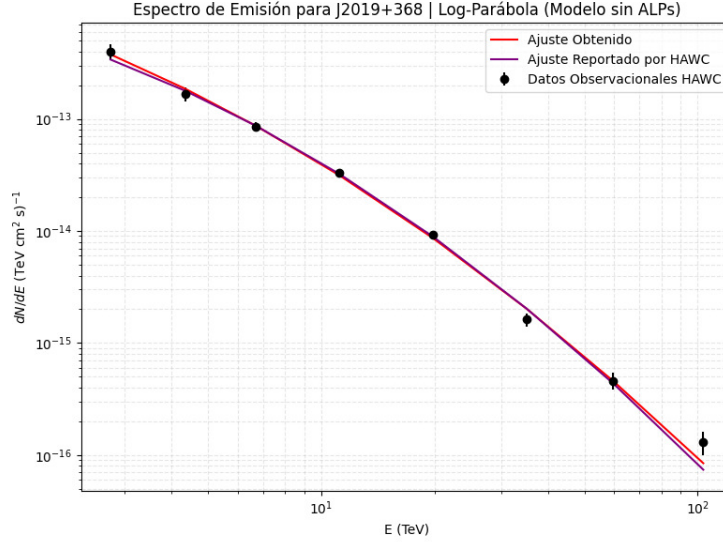


Figura 7.1: Espectro de emisión de J2019+368 siguiendo una log-parábola (Modelo sin ALPs)| Se muestra la regresión obtenida y la reportada por HAWC

Tabla 7.1: Comparación de los parámetros del modelo log-parábola para la fuente J2019+368.

| Parámetro               | Obtenido                          | HAWC (2021)                       | Unidades   |
|-------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--|
| $\phi_{10 \text{ TeV}}$ | $(3.95 \pm 0.42) \times 10^{-14}$ | $(4.05 \pm 0.26) \times 10^{-14}$ | $\text{TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $\alpha$                | $2.06 \pm 0.12$                   | $2.02 \pm 0.06$                   | –  |
| $\beta$                 | $0.244 \pm 0.118$                 | $0.29 \pm 0.05$                   | –  |

### 7.1.2. Incertidumbre de los parámetros obtenidos

En la sección 6.2 se indicó que, para poder determinar la incertidumbre estadística de los parámetros del mejor ajuste, se realizaron un total de tres mil ajustes alternativos que surgieron al variar los datos de HAWC dentro de las incertidumbres asociadas a cada punto. Estos ajustes alternativos se presentan en la Figura 7.2 en conjunto con el ajuste obtenido. Como puede verse, no hubo ajustes que discreparan anormalmente con lo esperado. Nótese además que los espectros alternativos se distribuyen alrededor del espectro obtenido, colocado en el centro, lo que también aumenta la confianza en el ajuste obtenido.

Paralelo a esto, se obtuvieron las distribuciones de cada uno de los tres mil parámetros  $\phi$ ,  $\alpha$  y  $\beta$  obtenidos a partir de los pseudo-experimentos. Estos se presentan en las figuras 7.3, 7.4 y 7.5, respectivamente. Se puede notar que los parámetros se comportan de tal manera que pueden ser descritos mediante una distribución normal centrada, a todo efecto práctico, en los valores del mejor ajuste. Esto permite utilizar la desviación estándar de la distribución para determinar la incertidumbre estadística de cada uno de los tres parámetros obtenidos. Se eligió considerar la incertidumbre como dos desviaciones estándar ( $2\sigma$ ) para poder reportar los parámetros con un 95.5% de confianza. Los resultados se encuentran en la Tabla 7.1. Adicionalmente, se calculó el  $\chi^2$  para cada uno de los ajustes alternativos, obteniendo la distribución mostrada en la Figura 7.6.

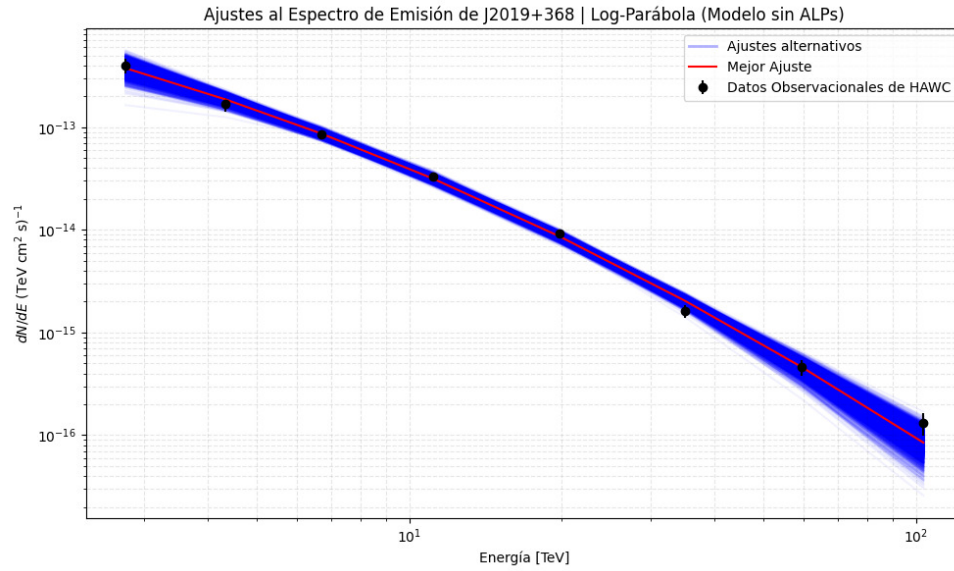


Figura 7.2: Ajustes del espectro de emisión de J2019+368 siguiendo una log-parábola (Modelo sin ALPs) | Se muestra el mejor ajuste obtenido y un conjunto de mil ajustes alternativos

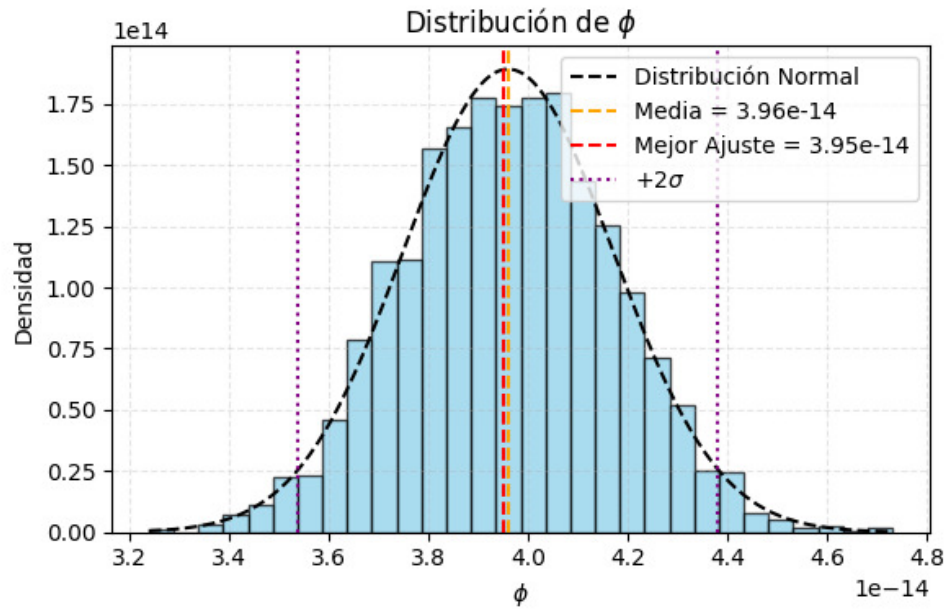


Figura 7.3: Distribución de los  $\phi$  obtenidos. Se muestra la media de la distribución, el valor correspondiente al mejor ajuste y los valores que se encuentran dentro de dos desviaciones estándar  $2\sigma$

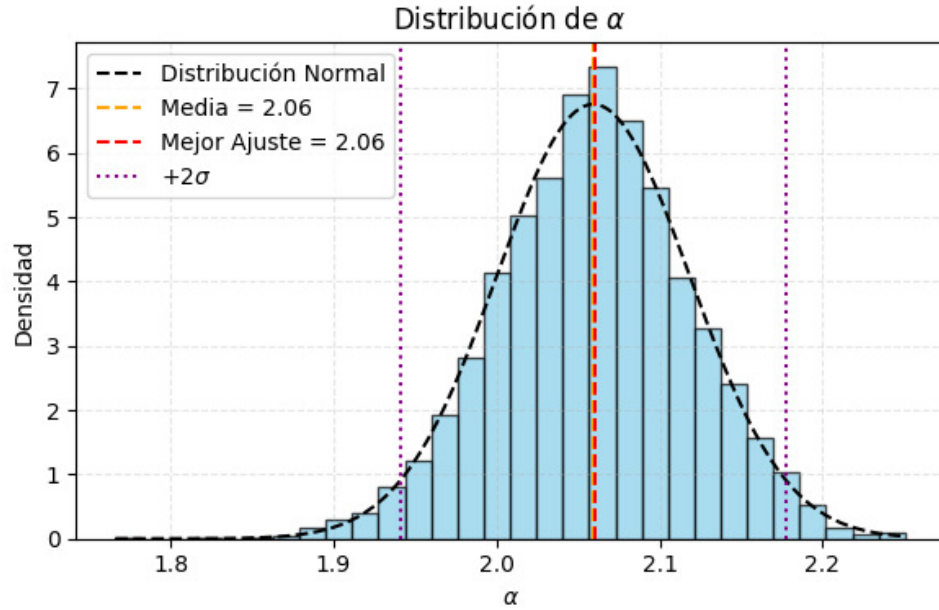


Figura 7.4: Distribución de los  $\alpha$  obtenidos. Se muestra la media de la distribución, el valor correspondiente al mejor ajuste y los valores que se encuentran dentro de dos desviaciones estándar  $2\sigma$

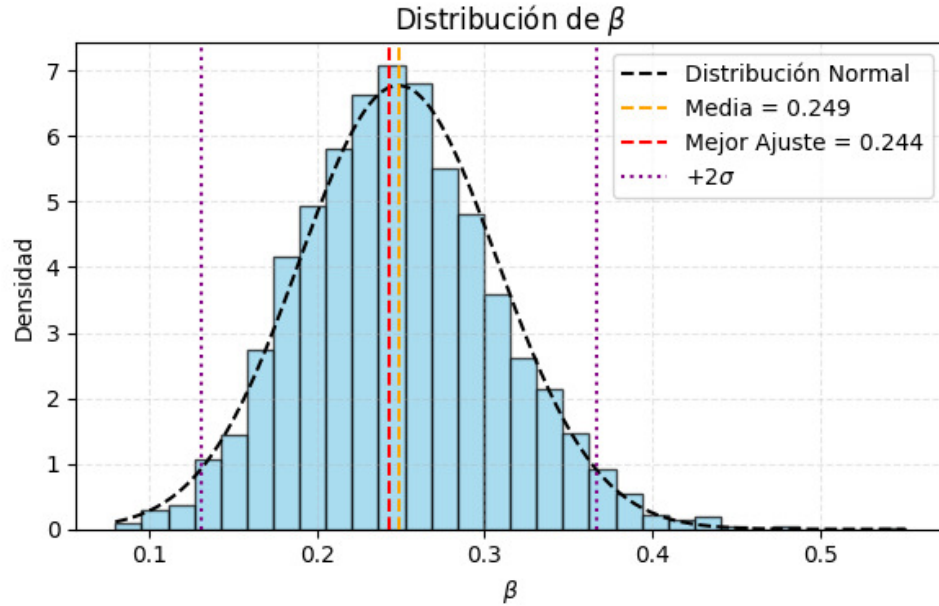


Figura 7.5: Distribución de los  $\beta$  obtenidos. Se muestra la media de la distribución, el valor correspondiente al mejor ajuste y los valores que se encuentran dentro de dos desviaciones estándar  $2\sigma$

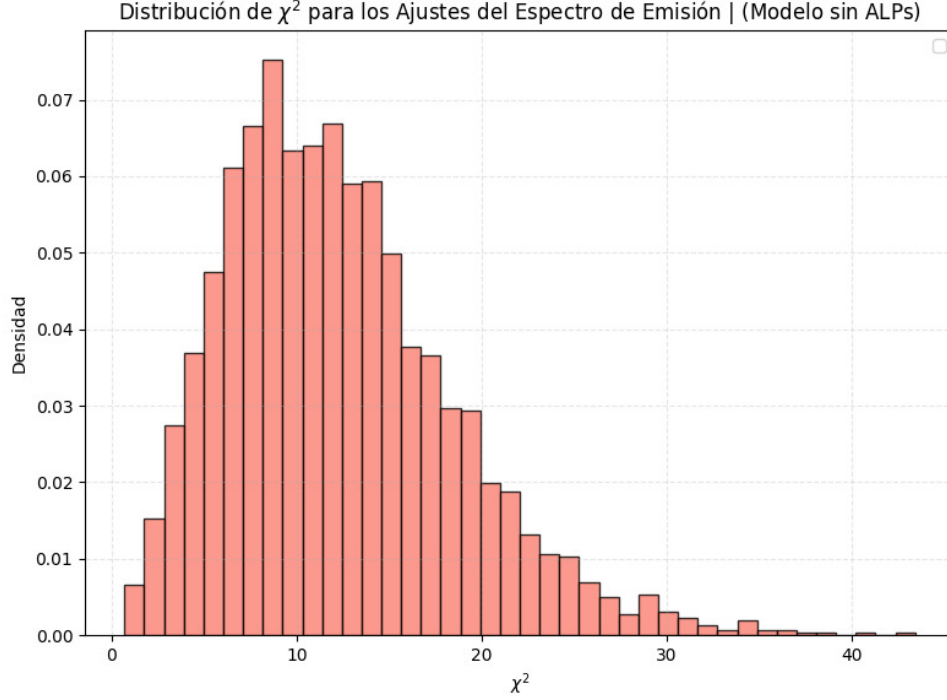


Figura 7.6: Distribución de  $\chi^2$  para los ajustes del espectro de emisión intrínseco (Modelo sin ALPs)

## 7.2. Espectros modificados

### 7.2.1. Calculando la energía crítica

La energía crítica se calculó siguiendo la expresión 6.3. En la Figura 7.7 se puede ver cómo se distribuye  $E_c$  en el espacio de parámetros. Nótese cómo este resultado indica que hay una región de aproximadamente más del 50% de la malla con una energía crítica menor a los 10 TeV, lo cual sugiere que esa región es particularmente prometedora para estudiar las oscilaciones axi3n-fot3n. Esto debido a que de acuerdo a la expresi3n 4.29:

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

Al disminuir  $E_c/E$  se aumenta la probabilidad de oscilaci3n.

La energ3a cr3tica aumenta conforme se exploran masas mayores y constantes de acoplamiento menores, alcanzando los puntos m3s altos ( $\sim 10^4$  TeV) en una peque3a regi3n ubicada en el extremo inferior derecho del espacio de par3metros. El resto de la malla no manifiesta energ3as cr3ticas dram3ticamente altas, lo cual motiva el estudio de las oscilaciones axi3n-fot3n en la malla elegida.

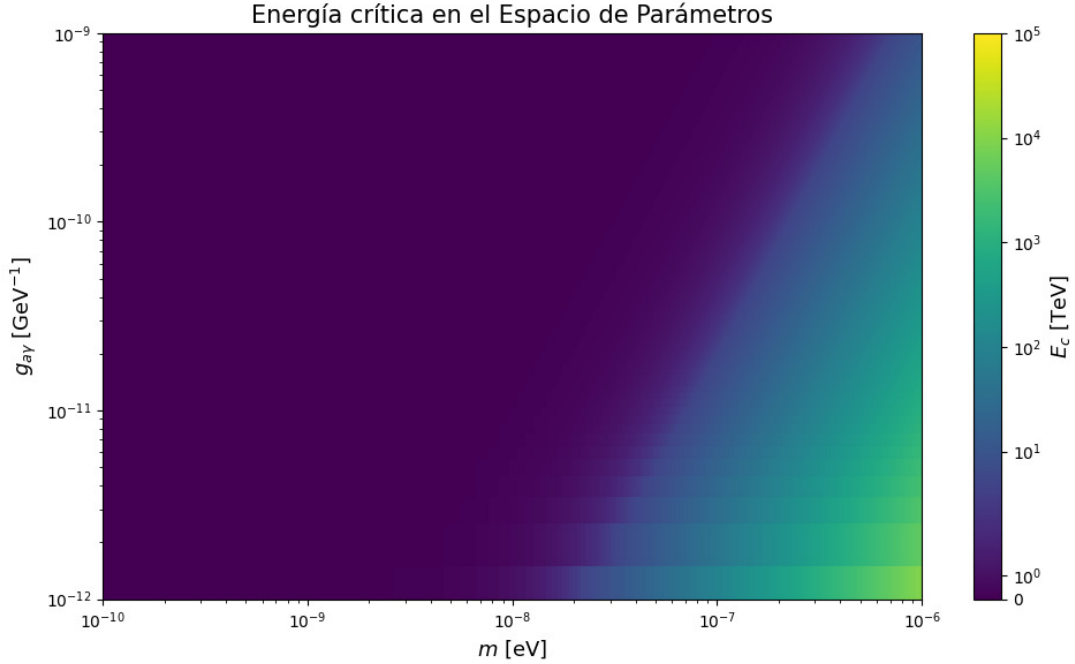


Figura 7.7: Distribución de la energía crítica en el espacio de parámetros. Se usa una malla mayor ( $1000 \times 1000$ ) a la que se usó en el resto del trabajo de graduación para poder tener una visualización más suave de la distribución de la energía crítica en el espacio de parámetros

### 7.3. Establecer restricciones para la masa y la constante de acoplamiento

En las figuras 7.8 y 7.9 se presentan los  $\Delta\chi^2$  obtenidos para cada una de las distancias consideradas para J2019+368. Puede ser provechoso para el análisis de los resultados dividir ambos mapas en tres grandes secciones:

1. **El extremo inferior derecho:** correspondiente a las masas más altas y las constantes de acoplamientos más pequeñas en nuestro análisis: ( $10^{-8} < m < 10^{-6}$ ) eV y ( $10^{-12} < g_{a\gamma} < 10^{-11}$ )  $GeV^{-1}$ . Nótese que, en general, esta región presenta los valores de  $\Delta\chi^2$  más bajos de todos. Es decir, en esta región del espacio de parámetros se dan las menores diferencias entre un modelo que considera ALPs y uno que no. Esto es de esperarse debido a que, como indica la Figura 7.7, en esta región se encuentran los mayores valores para la energía crítica; en particular, se evidencian valores por encima de los  $10^2$  TeV. Al tener una energía crítica tan grande, la razón  $E_c/E$  aumenta. Esto hace que la probabilidad de conversión disminuya (véase la expresión 4.29), causando que el flujo intrínseco no se modifique de manera significativa por las oscilaciones axiÓN-fotÓN. Por esta razón, es de esperarse que esta región no se vea excluida luego de comparar el  $\Delta\chi^2$  con los umbrales de exclusión.
2. **La sección superior del mapa:** Correspondiéndose con la región por encima de  $g_{a\gamma} = 10^{-11}$   $GeV^{-1}$ . En general, se nota cómo varias subregiones con un  $\Delta\chi^2$  alto se intercalan con otras que cuentan con un  $\Delta\chi^2$  más bajo. Esto se atribuye al carácter oscilatorio de la probabilidad de conversión. Para masas menores a  $10^{-8}$  eV, esto se observa como franjas horizontales intercaladas; para masas mayores a dicho valor, las oscilaciones ocurren con mayor frecuencia causando que las franjas se conviertan en pequeñas manchas. Obsérvese, además, que para las

secciones donde se ven claramente las franjas, estas se van haciendo más delgadas conforme se consideran constantes de acoplamiento mayores. Todo lo mencionado anteriormente dificultará la identificación clara de regiones de exclusión para dichos valores de masa y constante de acoplamiento.

3. **El extremo inferior izquierdo:** correspondiente a los valores más pequeños tanto para la masa como para la constante de acoplamiento: ( $10^{-9} < m < 10^{-8}$ ) eV y ( $10^{-12} < g_{a\gamma} < 10^{-11}$ )  $GeV^{-1}$ . Esta región muestra la diferencia más significativa entre los resultados obtenidos para  $L = 1.8$  kpc y  $L = 4$  kpc. Para el mapa correspondiente a  $L = 4$  kpc, se nota una región notablemente coloreada, lo que indica que para esos valores del espacio de parámetros el modelo sin ALPs es preferido respecto al que sí los considera. Sin embargo, para  $L = 1.8$  kpc, esta misma región no presenta esta preferencia de manera tan marcada. Más adelante se expandirá sobre estas diferencias.

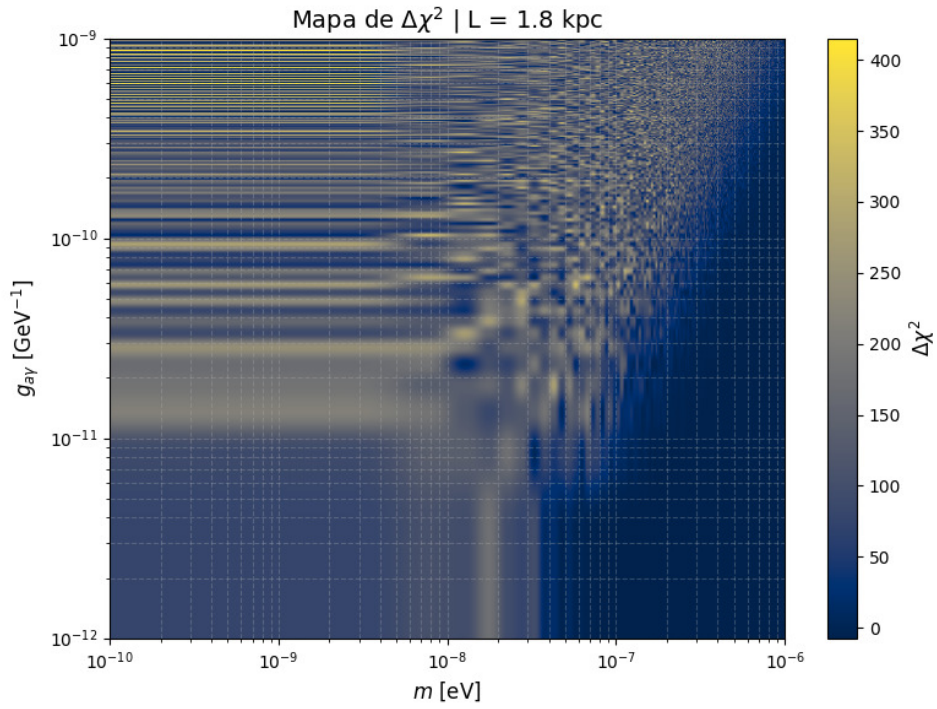


Figura 7.8: Mapa de  $\chi^2$  |  $L = 1.8$  kpc

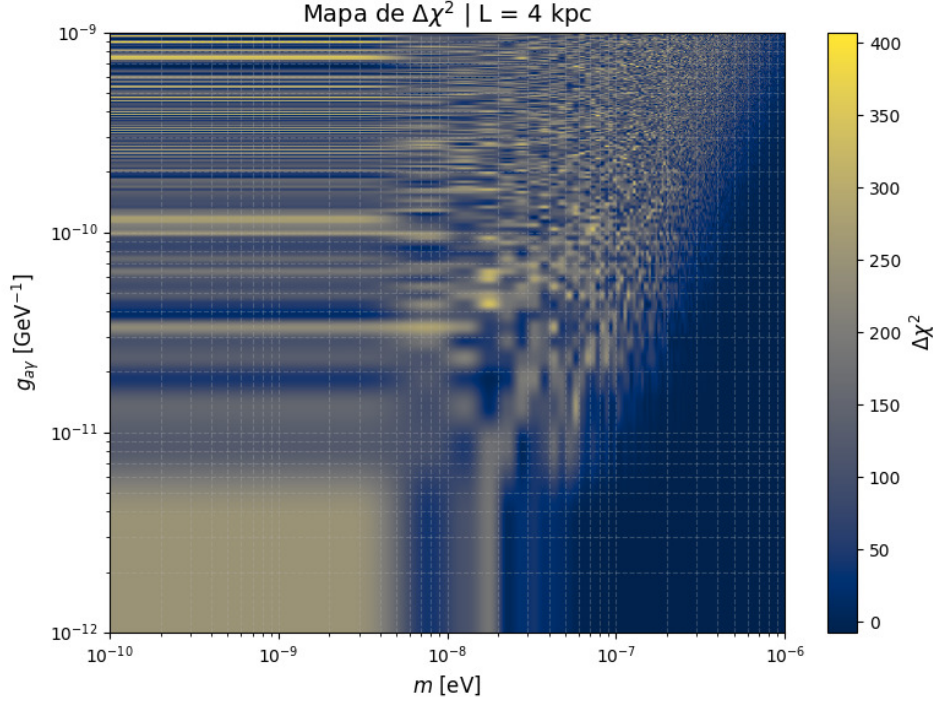


Figura 7.9: Mapa de  $\chi^2$  |  $L = 4$  kpc

## 7.4. Regiones de exclusión

A continuación, las figuras 7.10 - 7.13 presentan las regiones de exclusión obtenidas para ambas distancias. Para cada distancia se obtuvieron dos regiones de exclusión a dos diferentes niveles de confianza: 68.3%, correspondiente a una desviación estándar ( $\sigma$ ), y 95.5%, correspondiente a dos desviaciones estándar ( $2\sigma$ ). Los umbrales de exclusión determinados para cada distancia se encuentran en las figuras 6.5 y 6.6.

### 7.4.1. Región de exclusión: 68.3% C.L.

Las regiones de exclusión obtenidas para ambas distancias confirman lo discutido previamente sobre el mapa de  $\Delta\chi^2$ . La región inferior izquierda efectivamente no puede ser excluida al haber sido la sección del espacio de parámetros con las diferencias más bajas entre modelos. En la parte superior (por encima de  $g_{a\gamma} = 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ ), las secciones donde se evidenciaba un comportamiento oscilatorio en las figuras 7.8 y 7.9 resultan también en franjas excluidas que oscilan con mayor frecuencia al aumentar la masa del candidato. Este comportamiento no permite visualizar regiones de exclusión claramente definidas para dicha sección del espacio de parámetros; un estudio consecuente podría enfocarse exclusivamente en estas regiones oscilatorias con una mayor resolución para acotar más claramente los parámetros permitidos.

Nótese que en el extremo inferior izquierdo tenemos las diferencias más significativas para cada distancia. Para  $L = 4$  kpc, se observa una región de exclusión claramente definida aproximadamente en  $(10^{-9} < m < 10^{-8}) \text{ eV}$  y  $(10^{-12} < g_{a\gamma} < 10^{-11}) \text{ GeV}^{-1}$ ; esto era esperado debido a los resultados expuestos en la Figura 7.9. Sin embargo, para el caso de  $L = 1.8$  kpc se obtuvo el resultado contrario: aproximadamente esa misma región no superó el umbral de exclusión expuesto en la Figura 6.5 y,

por lo tanto, no puede ser excluida.

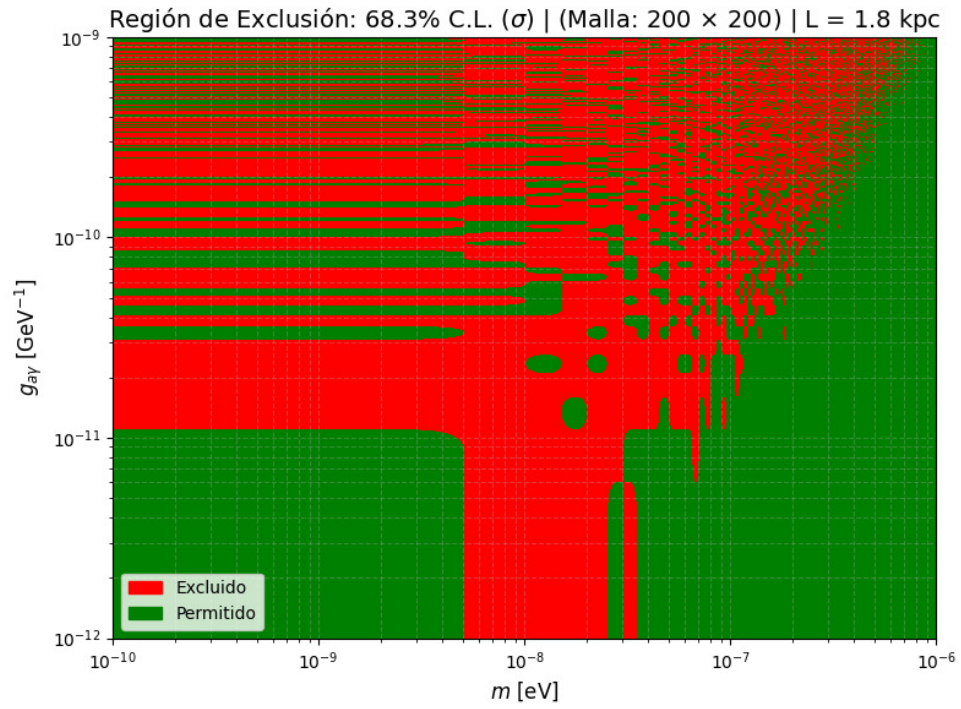


Figura 7.10: Región de exclusión al 68.3% C.L. | L = 1.8 kpc



Figura 7.11: Región de exclusión al 68.3% C.L. | L = 4 kpc

### 7.4.2. Región de exclusión: 95.5 % C.L.

Al aumentar el nivel de confianza de nuestra región de exclusión a  $2\sigma$ , se aprecian cambios significativos en los resultados, aunque consistentes con la región de exclusión encontrada previamente a  $\sigma$ . En primera instancia, las regiones rechazadas disminuyen notoriamente para ambos casos; esto es más que razonable dado que estamos excluyendo puntos con una mayor rigurosidad. En la parte superior (por encima de  $g_{a\gamma} = 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ ) se sigue observando un comportamiento oscilatorio. Para la parte inferior izquierda, los parámetros excluidos para  $L = 4 \text{ kpc}$  también disminuyen, pero se sigue observando una región de exclusión claramente definida. Esta región es clave, en tanto que dentro de todas las secciones excluidas, esta permanece como la única que se mantiene claramente delimitada al aumentar el nivel de confianza a 95.5 % y, como tal, constituye el resultado más destacable de este análisis.

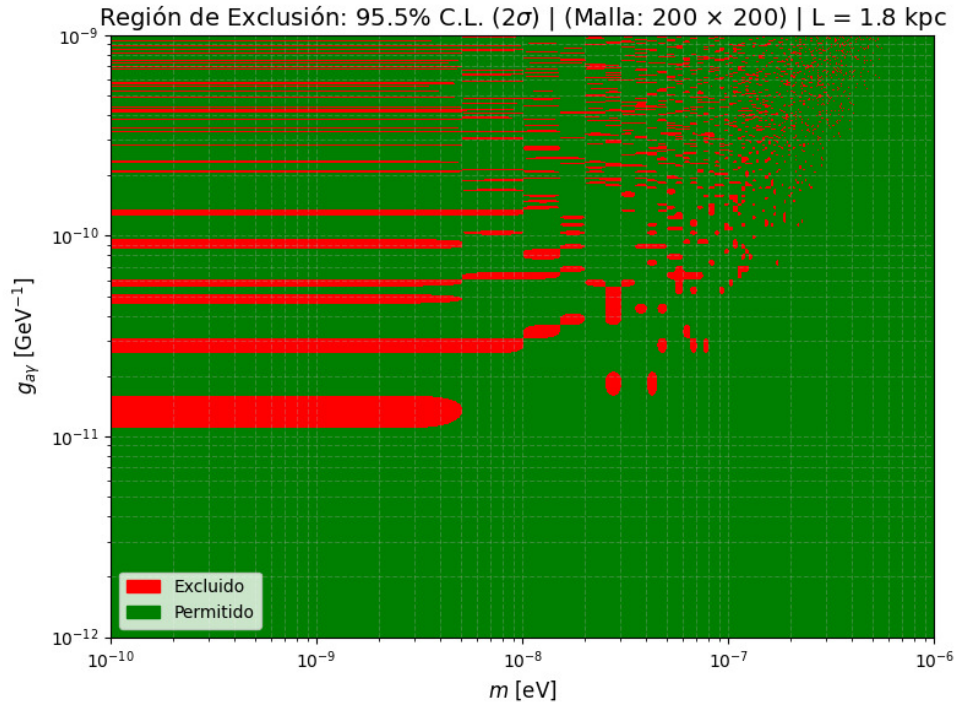


Figura 7.12: Región de exclusión al 95.5 % C.L. | L = 1.8 kpc

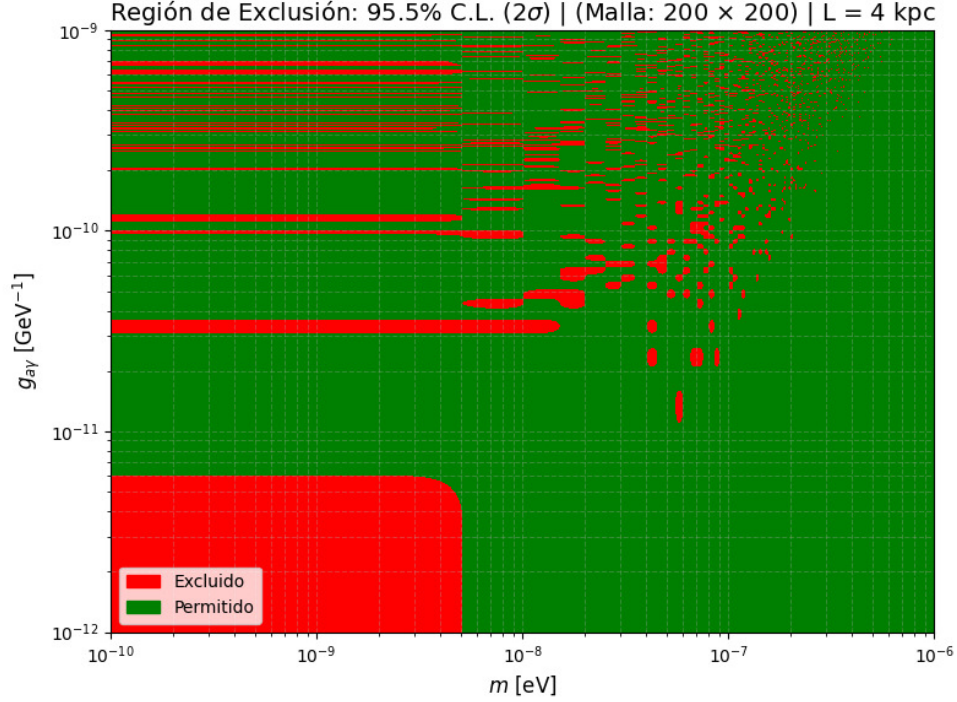


Figura 7.13: Región de exclusión al 95.5% C.L|  $L = 4$  kpc

### 7.4.3. Efecto del tamaño de la región efectiva de conversión $L$

Como se mencionó, la única región de exclusión claramente delimitada cuando se excluyen puntos a un mayor nivel de confianza (95.5% C.L.) es la ubicada en el extremo inferior izquierdo del espacio de parámetros, correspondiéndose a los valores más pequeños tanto para la masa como para la constante de acoplamiento ( $10^{-9} < m < 10^{-8}$  eV y  $10^{-12} < g_{a\gamma} < 10^{-11}$ )  $\text{GeV}^{-1}$  cuando  $L = 4$  kpc. En general, la ausencia de estas regiones claramente delimitadas para  $L = 1.8$  kpc puede sugerir que, al considerar menores distancias efectivas de conversión, los efectos de las oscilaciones axi3n-fot3n modificaron en menor medida el espectro, de manera que la diferencia entre los modelos con y sin ALPs no fue significativa. Esto est3a en sintonía con lo predicho por la expresi3n para el c3lculo de la probabilidad de conversi3n 4.29. Desde el punto de vista astrofísico, una distancia menor puede evitar que los fotones tengan el tiempo suficiente para experimentar una oscilaci3n axi3n-fot3n y, por lo tanto, las modificaciones al espectro intrínseco disminuyen.

## 7.5. Visualizaci3n de espectros modificados

Como se expuso en la secci3n 6.3, se generaron un total de 40,000 espectros modificados. Naturalmente, una visualizaci3n de todos es poco productiva e innecesaria, de manera que a continuaci3n se presentan espectros que son representativos tanto de las regiones excluidas como de las permitidas.

### 7.5.1. Espectros en las regiones permitidas:

La línea verde es el espectro modificado al considerar el efecto de ALPs. como se puede observar, no es posible distinguir diferencias significativas entre dicho modelo y espectro observado por HAWC (puntos rojos). Por lo tanto, ambos modelos describen adecuadamente los datos.

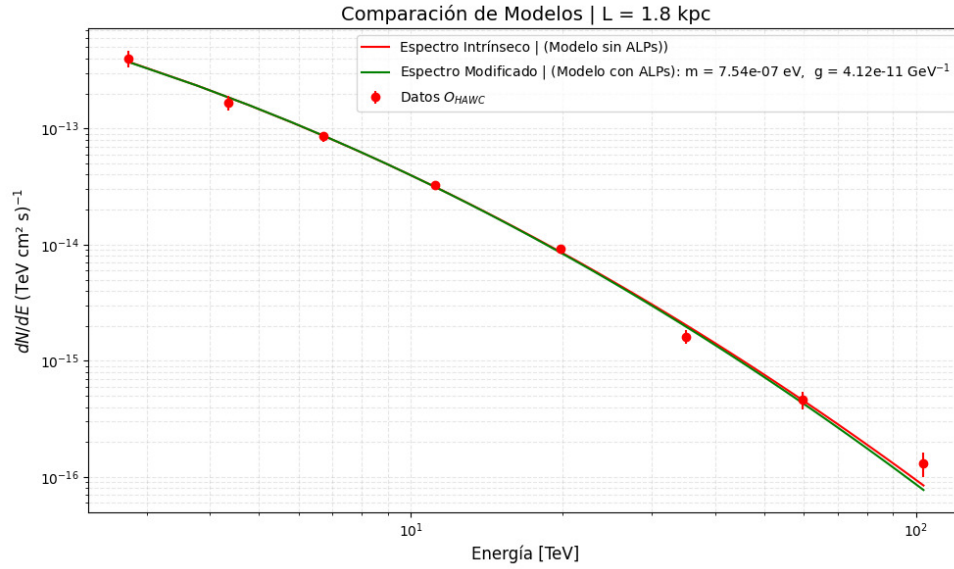


Figura 7.14: Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros  $(m_a, g_{a\gamma})$  no excluida | L = 1.8 kpc

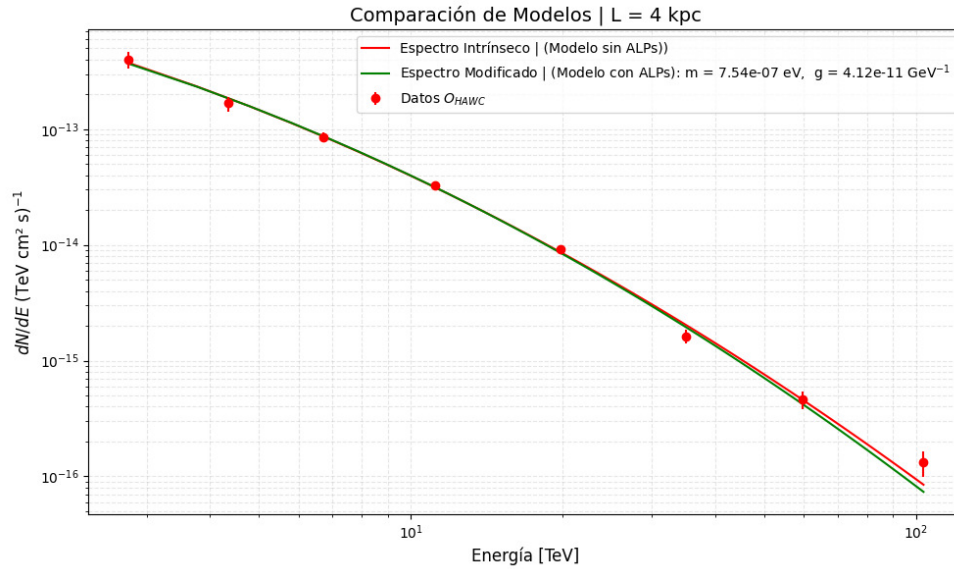


Figura 7.15: Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros  $(m_a, g_{a\gamma})$  no excluida | L = 4 kpc

## 7.5.2. Espectros en las regiones excluidas

Para las regiones excluidas, la diferencia es significativa. Puede verse que, para ambas distancias, el modelo con ALPs (la línea verde) no describe adecuadamente los datos observados (puntos rojos), evidenciando una preferencia clara por el modelo sin ALPs. Aun así, para este caso sí se notan diferencias dependientes de la distancia a la fuente. Nuevamente, esta es una característica esperada.

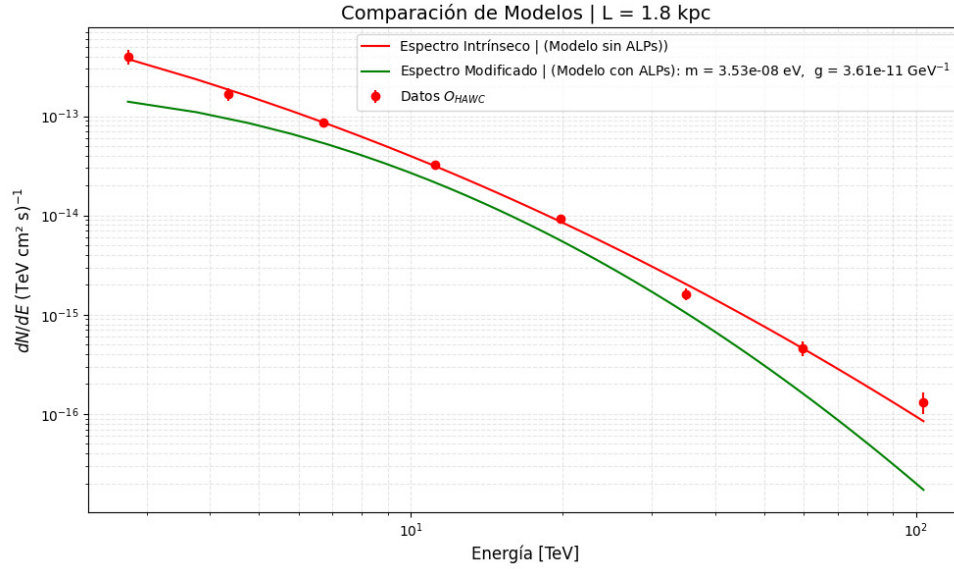


Figura 7.16: Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros  $(m_a, g_{a\gamma})$  excluida | L = 1.8 kpc

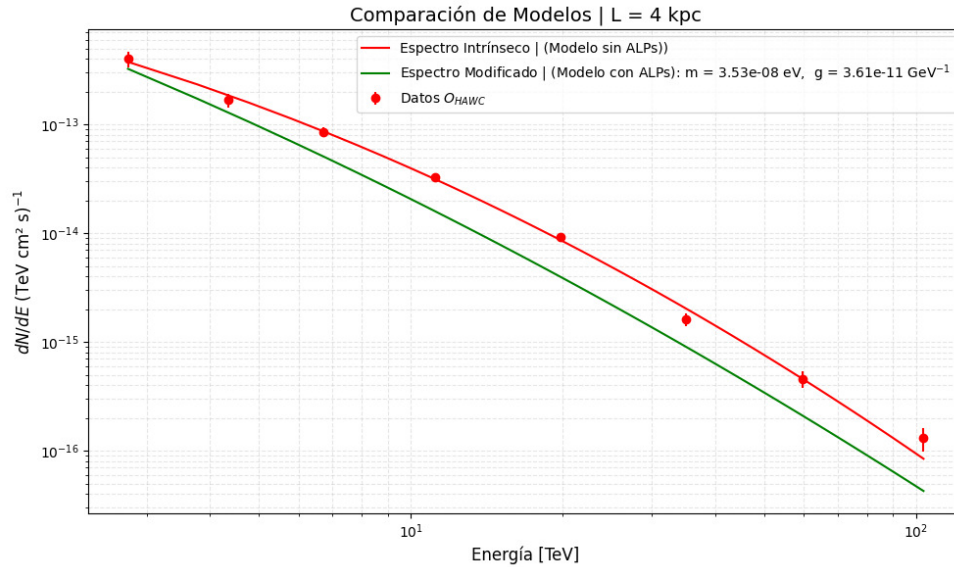


Figura 7.17: Espectro intrínseco y modificados para una combinación de parámetros  $(m_a, g_{a\gamma})$  excluida | L = 4 kpc

## 7.6. Limitaciones de la metodolgia y recomendaciones

### 7.6.1. Dependencia de los parámetros astrofísicos

Puesto que tanto la energía crítica como la probabilidad de oscilación axi3n-fot3n dependen de los parámetros astrofísicos utilizados, la determinación exacta de estos es fundamental para la obtención de conclusiones robustas. Por ejemplo, dado que existe ambigüedad respecto a la distancia de la fuente J2019+368, se utilizaron los dos valores discutidos en Albert y cols. (2021) obteniendo diferencias no despreciables en los resultados. Por ejemplo, si este estudio se hubiera restringido a usar la estimación más conservadora de 1.8 kpc, no se hubiera podido establecer la región de exclusión en el extremo izquierdo inferior del espacio de parámetros. Esto habla de la necesidad de contar con mediciones que restrinjan con mayor exactitud los parámetros astrofísicos relevantes; Explorar la región de interés usando, por ejemplo, observaciones en el óptico o en radio podría ayudar a conseguir estas restricciones. A este tipo de análisis se le llama del tipo multi-mensajero y es una herramienta muy valiosa en la astrofísica actual.

### 7.6.2. Modelo más sofisticado para el campo magnético

También se propone explorar la posibilidad de usar modelos más sofisticados para describir el campo magnético en lugar del enfoque simplificado, aunque justificado, empleado en este trabajo de graduación. Este optó por considerar el campo magnético conformado esencialmente por un único componente transversal (se despreciaban otras contribuciones), cuyo valor se mantuvo constante a lo largo de la región efectiva de conversión. Recordemos que, para el presente trabajo de graduación, se consideró  $B = 1 \mu\text{G}$  debido a que ese es el orden de magnitud para los campos magnéticos de la Vía Láctea (Liang y cols., 2018).

Como alternativa, podría usarse un enfoque como el empleado en Jansson y Farrar (2021). Aquí se propone un modelo bastante completo para el campo magnético galáctico (GMF), el cual lo considera compuesto por un campo rectangular a gran escala (el equivalente al  $B_T$  usado en este trabajo), un campo toroidal en el halo y un campo estocástico que no se promedia a grandes escalas. Dado que las oscilaciones fot3n-axi3n se dan debido al acoplamiento de los ALPs con la interacción electromagnética, un modelo más robusto para el campo magnético puede permitir calcular espectros modificados más realistas y, por lo tanto, regiones de exclusión más físicamente relevantes.

### 7.6.3. Cálculo de la probabilidad de oscilación resolviendo numéricamente el Lagrangiano

En este trabajo se calculó la probabilidad de oscilación axi3n-fot3n siguiendo la expresión analítica 4.29 determinada en Mirizzi y Montanino (2009), la cual es una aproximación válida en el régimen de muy altas energías. Sin embargo, un tratamiento más exacto consiste en resolver numéricamente el lagrangiano 4.17 de la interacción:

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = -\frac{1}{4}g_{a\gamma}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}a = g_{a\gamma}\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$$

Diferentes grupos de investigación han desarrollado códigos con este propósito. Entre ellos, vale particularmente la pena mencionar el código **gammaALPs**, el cual, además, incorpora modelos más sofisticados para el campo magnético, como el modelo de Jansson (Jansson y Farrar, 2012). Para más información sobre gammaALPs, véase (Galanti y Roncadelli, 2021).

1. Se determinó que los parámetros del modelo espectral Log-Parábola que mejor describen el espectro de emisión de J2019+368 con una energía de referencia de  $E_0 = 10 \text{ TeV}$  son:
  - $\phi_{10 \text{ TeV}} = (3.95 \pm 0.42) \times 10^{-14} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
  - $\alpha = 2.06 \pm 0.12$
  - $\beta = 0.244 \pm 0.118$

Estos parámetros se reportaron con dos sigmas de significancia (95.5 % C.L.) y fueron consistentes con el ajuste reportado en Albert y cols (2021).

2. Se obtuvo exitosamente un conjunto de 40,000 espectros modificados que consideraron el efecto de las oscilaciones axi3n-fot3n en el espectro recibido de J2019+368. Cada uno de estos espectros modificados se correspondi3n con una combinaci3n de par3metros  $(m_a, g_{a\gamma})$  dentro de una malla tal que  $10^{-10} \leq m_a [\text{eV}] \leq 10^{-6}$  y  $10^{-12} \leq g_{a\gamma} [\text{GeV}^{-1}] \leq 10^{-9}$ . El conjunto de espectros se obtuvo para dos posibles distancias a la fuente discutidas en la literatura:  $L = 1.8 \text{ kpc}$  y  $L = 4 \text{ kpc}$ .
3. Se obtuvieron dos regiones de exclusi3n en el espacio de par3metros  $(m_a, g_{a\gamma})$  para cada distancia: una regi3n de exclusi3n al 66.3 % C.L. y otra al 95.5 % C.L.
4. Se determin3n una regi3n de exclusi3n claramente delimitada cuando se excluyeron puntos con un nivel de confianza de 95.5 % C.L.; esta se ubici3n en el extremo inferior izquierdo del espacio de par3metros, correspondi3ndose a los valores m3s peque3os tanto para la masa como para la constante de acoplamiento:  $10^{-10} \leq m_a [\text{eV}] \leq 10^{-8}$  y  $10^{-12} \leq g_{a\gamma} [\text{GeV}^{-1}] \leq 10^{-11}$ , cuando  $L = 4 \text{ kpc}$ . La ausencia de una secci3n as3 para  $L = 1.8 \text{ kpc}$  se puede explicar por el tama3o de la regi3n efectiva de conversi3n.

---

### Recomendaciones

---

- Se recomienda hacer uso de observaciones para J2019+368 obtenidas por otros observatorios con el propósito de extender el rango de energías usadas en el análisis y poder ampliar las regiones de exclusión.
- Se recomienda repetir el análisis cuando se logre determinar la distancia a la fuente J2019+368 con una mayor exactitud.
- Se recomienda aumentar la exactitud del cálculo de la probabilidad de oscilación haciendo uso del código `gammaALPs`, el cual permite realizar dicho cálculo a través de la resolución numérica del lagrangiano de interacción 4.17, en lugar de recurrir a una aproximación analítica.
- Se recomienda realizar este mismo estudio para otras fuentes detectadas por HAWC y comparar las regiones de exclusión obtenidas con las presentadas en este trabajo de graduación.

---

## Referencias

- Abdo, A. A., Allen, B. T., Aune, T., Berley, D., Casanova, S., Chen, C., ... Yodh, G. B. (2007). Tev gamma-ray sources from a survey of the galactic plane with milagro. *The Astrophysical Journal Letters*, 664(2), L91–L94. Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJ...664L..91A> doi: 10.1086/520636
- Abeysekara, A. U., Alfaro, R., Álvarez, C., y et al. (2014). On the sensitivity of the hawc observatory to gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 788(1), 78. Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...788...78A> doi: 10.1088/0004-637X/788/1/78
- Abeysekara, A. U., y cols. (2017). The 2hwc hawc observatory gamma-ray catalog. *The Astrophysical Journal*, 843(1), 40. Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...843...40A> doi: 10.3847/1538-4357/aa7556
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., ... Wagner, S. J. (2006). A low level of extragalactic background light as revealed by gamma-rays from blazars. *Nature*, 440(7087), 1018–1021. Descargado de <https://doi.org/10.1038/nature04680> doi: 10.1038/nature04680
- Aharonian, F., Khangulyan, D., y Costamante, L. (2008). Formation of hard vhe gamma-ray spectra of blazars due to internal photon-photon absorption. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387, 1206–1214. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13360.x
- Albert, A., Alfaro, R., Alvarez, C., Arteaga-Velázquez, J. C., Arunbabu, K. P., Rojas, D. A., ... et al. (2021). Spectrum and morphology of the very-high-energy source hawc j2019+368. *The Astrophysical Journal*, 911(1), 143. doi: 10.3847/1538-4357/abecda
- Albert, A., Alfaro, R., Alvarez, C., y cols. (2020). Evidence for the photon initiation of ultrahigh-energy air showers. *Physical Review Letters*, 124(2), 021102. doi: 10.1103/PhysRevLett.124.021102
- Amenomori, M., Bi, X. J., Chen, D., y cols. (2008). Multi-tev gamma-ray observation from mgro j2019+37 with the tibet air shower array. En *Proceedings of the 30th international cosmic ray conference (icrc)* (Vol. 2, pp. 695–698). Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008ICRC...2..695A/abstract>
- Angelis, A. D., Mansutti, O., y Roncadelli, M. (2007). Evidence for a new light spin-zero boson from cosmological gamma-ray propagation? *Physical Review D*, 76, 121301. doi: 10.1103/PhysRevD.76.121301
- Arbey, A., y Mahmoudi, F. (2012). Dark matter and the early universe: a review. *arXiv preprint*. Descargado de <https://arxiv.org/abs/1210.0544>

- Baluni, V. (1979). C<sub>p</sub>-nonconserving effects in quantum chromodynamics. *Physical Review D*, 19(7), 2227–2230. doi: 10.1103/PhysRevD.19.2227
- Bartko, H., y the MAGIC Collaboration. (2008). Observation of the MGRO J2019+37 Region with the MAGIC Telescope. En *International cosmic ray conference* (Vol. 2, pp. 649–652).
- Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., y et al. (2012). Observation of tev gamma rays from the cygnus region with the argo-ybj experiment. *The Astrophysical Journal Letters*, 745(1), L22. Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...745L..22B/abstract> doi: 10.1088/2041-8205/745/1/L22
- Bertone, G., y Hooper, D. (2016). A history of dark matter. *arXiv preprint*. Descargado de <https://arxiv.org/abs/1605.04909>
- Bevington, P. R., y Robinson, D. K. (2003). *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (3rd ed.). McGraw-Hill.
- Blumenthal, G. R., y Gould, R. J. (1970). Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. *Reviews of Modern Physics*, 42(2), 237–271. Descargado de <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.42.237> doi: 10.1103/RevModPhys.42.237
- Bose, D., Chitnis, V. R., Majumdar, P., y Shukla, A. (2022). Galactic and extragalactic sources of very high energy gamma rays. *The European Physical Journal Special Topics*, 230, 1505–1541. Descargado de <https://doi.org/10.1140/epjs/s11734-021-00249-y> doi: 10.1140/epjs/s11734-021-00249-y
- Cowan, G., Cranmer, K., Gross, E., y Vitells, O. (2011). Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *The European Physical Journal C*, 71, 1554. Descargado de <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0> doi: 10.1140/epjc/s10052-011-1554-0
- Csaki, C., Kaloper, N., Peloso, M., y Terning, J. (2003). Super-gzk photons from photon axion mixing. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2003(05), 005. doi: 10.1088/1475-7516/2003/05/005
- Dine, M., Fischler, W., y Srednicki, M. (1981). A simple solution to the strong cp problem with a harmless axion. *Physics Letters B*, 104(3), 199–202. doi: 10.1016/0370-2693(81)90590-6
- Essey, W., y Kusenko, A. (2009). A new interpretation of the gamma-ray observations of active galactic nuclei. *arXiv e-prints*.
- Etten, A. V., Romani, R. W., y Ng, C.-Y. (2008). Rings and jets around psr j2021+3651: The “dragonfly nebula”. *The Astrophysical Journal*, 680(2), 1417–1425. doi: 10.1086/587865
- Fomin, V. P., Bugaev, V. V., Gorbunov, D. S., Iakubovskiy, D. A., y Rozanov, A. (2020). Alp interpretation of the anomalous transparency of the universe: new light on the cosmic opacity problem. *JETP Letters*, 111, 509–514. Descargado de <https://arxiv.org/abs/2002.07571> doi: 10.1134/S0021364025090052
- Galanti, G., y Roncadelli, M. (2021). Behavior of axionlike particles in smoothed out domainlike magnetic fields. *Physical Review D*, 104(4), 043004. Descargado de <https://arxiv.org/abs/2108.02061> doi: 10.1103/PhysRevD.104.043004
- Guo, J.-G., Li, H.-J., Bi, X.-J., Lin, S.-J., y Yin, P.-F. (2020). The implications of the axion like particle from the fermi-lat and h.e.s.s. observations of pg1553+113 and pks2155304. *arXiv e-prints*. Descargado de <https://arxiv.org/abs/2002.07571>
- Hindawi Publishing Corporation. (2011). Advances in astronomy. *Advances in Astronomy*, 2011, 22. doi: 10.1155/2011/968283
- Iliopoulos, J. (2013). Introduction to the standard model of the electro-weak interactions. *arXiv preprint arXiv:1305.6779v1*. (Notas de las conferencias impartidas en la Escuela de Verano de Física de Partículas del CERN 2012)
- Jackson, J. D. (1999). *Classical electrodynamics* (3rd ed.). Wiley.
- Jansson, R., y Farrar, G. R. (2012). A new model of the galactic magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 757(1), 14. doi: 10.1088/0004-637X/757/1/14
- Kim, J. E. (1979). Weak-interaction singlet and strong cp invariance. *Physical Review Letters*, 43(2), 103–107. doi: 10.1103/PhysRevLett.43.103
- Kirichenko, A., Danilenko, A., Shternin, P., Shibanov, Y., Ryspaeva, E., Zyuzin, D., . . . Cabrera-Lavers, A. (2015). Optical observations of psr j2021+3651 in the dragonfly nebula with the

- gtc. *The Astrophysical Journal*, 802(1), 17. doi: 10.1088/0004-637X/802/1/17
- Kohri, K., y Kodama, H. (2017). Axion-like particles and recent observations of the cosmic infrared background radiation. *Physical Review D*, 96(5), 051701. Descargado de <https://arxiv.org/abs/1704.05189> doi: 10.1103/PhysRevD.96.051701
- Konopelko, A., y Collaboration, V. (2008). Observations of mgro j2019+37 with veritas. En *Proceedings of the 30th international cosmic ray conference (icrc)* (Vol. 2, pp. 843–846). Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008ICRC...2..843K/abstract>
- Kostelecký, V. A. (1998). The status of cpt. *arXiv preprint hep-ph/9810365*. Descargado de <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9810365> (Talk presented at WEIN '98, Santa Fe, New Mexico, June 1998)
- Liang, Y.-F., Zhang, C., Xia, Z.-Q., Feng, L., Yuan, Q., y Fan, Y.-Z. (2018). Constraints on axion-like particle properties with very high energy gamma-ray observations of galactic sources. *arXiv preprint*. Descargado de <https://arxiv.org/abs/1804.07186>
- Lykken, J. D. (2010). Beyond the standard model. En *Proceedings of the 2009 european school of high-energy physics* (pp. 101–109). Descargado de <https://arxiv.org/abs/1005.1676> doi: 10.48550/arXiv.1005.1676
- Marquardt, D. W. (1963). An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2), 431–441. doi: 10.1137/0111030
- Mazin, D., y Raue, M. (2007). New limits on the density of the extragalactic background light in the optical to the far-infrared from the spectra of all known tev blazars. *Astronomy & Astrophysics*, 471, 439–452. doi: 10.1051/0004-6361:20077158
- Meyer, M., Horns, D., y Raue, M. (2013). First lower limits on the photon-axion-like particle coupling from very high energy gamma-ray observations. *Astroparticle Physics*, 43, 351–355. Descargado de <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.09.003> doi: 10.1016/j.astropartphys.2012.09.003
- Mirizzi, A., y Montanino, D. (2009). Stochastic conversions of tev photons into axion-like particles in extragalactic magnetic fields. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2009(12), 004. doi: 10.1088/1475-7516/2009/12/004
- Peccei, R. D., y Quinn, H. R. (1977). Cp conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38(25), 1440–1443. doi: 10.1103/PhysRevLett.38.1440
- Planck Collaboration, Y. A. e. a., N. Aghanim. (2020). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astronomy Astrophysics*, 641, A6. doi: 10.1051/0004-6361/201833910
- Raffelt, G., y Stodolsky, L. (1988). Mixing of the photon with low mass particles. *Physical Review D*, 37, 1237–1249. doi: 10.1103/PhysRevD.37.1237
- Smith, A. J. (2015). Hawc: Design, operation, reconstruction and analysis. En *Proceedings of the 34th international cosmic ray conference (icrc2015)* (p. 966). Sissa Medialab. Descargado de <https://arxiv.org/abs/1508.05826> doi: 10.22323/1.236.0966
- Stecker, F. W., Baring, M. G., y Summerlin, E. J. (2007). Blazar gamma-rays, shock acceleration, and the extragalactic background light. *The Astrophysical Journal Letters*, 667, L29–L32. doi: 10.1086/521707
- Stecker, F. W., y Scully, S. T. (2007). The spectrum of 1es0229+200 and the cosmic infrared background. *arXiv e-prints*.
- Taoso, M., Bertone, G., y Masiero, A. (2008). Dark matter candidates: A ten-point test. *INFN, Sezione di Padova Institut d'Astrophysique de Paris*. Descargado de <https://arxiv.org/abs/0811.4493>
- 't Hooft, G. (1986). How instantons solve the u(1) problem. *Physics Reports*, 142(6), 357–387. doi: 10.1016/0370-1573(86)90117-1
- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., Haberland, M., Reddy, T., Cournapeau, D., ... Contributors, S. . (2020). SciPy 1.0: Fundamental algorithms for scientific computing in python. *Nature Methods*, 17, 261–272. Descargado de <https://www.nature.com/articles/s41592-019-0686-2> doi: 10.1038/s41592-019-0686-2
- Weinberg, S. (1975). The u(1) problem. *Physical Review D*, 11(12), 3583–3593. doi: 10.1103/PhysRevD.11.3583

- White, R. L., y Long, K. S. (1989). A two-component model for the x-ray emission from supernova remnants. *The Astrophysical Journal*, 342, 379–392. Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...342..379W> doi: 10.1086/167599
- Wilks, S. S. (1938). The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *Ann. Math. Statist.*, 9(1), 60–62. Descargado de <https://projecteuclid.org/euclid.aoms/1177732360> doi: 10.1214/aoms/1177732360
- Zwicky, F. (1933). Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6, 110–127. Descargado de <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/March18/Zwicky/paper.pdf>
- Zwicky, F. (1937). On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Astrophysical Journal*, 86, 217–246. Descargado de <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1937ApJ...86..217Z/abstract> doi: 10.1086/143864

- $\Lambda$ CDM:** Modelo cosmológico estándar.
- AGN:** Núcleo Activo de Galaxia.
- ALP:** Axion-Like Particle.
- BAO:** Oscilaciones Acústicas de Bariones.
- CMB:** Fondo Cósmico de Microondas.
- CTA:** Cherenkov Telescope Array.
- DFSZ:** Dine–Fischler–Srednicki–Zhitnitsky.
- EBL:** Extragalactic Background Light.
- HAWC:** High Altitude Water Cherenkov Observatory.
- HE:** Altas Energías (High Energy).
- kpc:** Kilopársec.
- KSVZ:** Kim–Shifman–Vainshtein–Zakharov.
- LM:** Levenberg–Marquardt.
- PMT:** Tubo Fotomultiplicador.
- QED:** Electrodinámica Cuántica.
- ROI:** Región de Interés.
- SUSY:** Supersimetría.
- TeV:** Tera-electrónvolt.
- VHE:** Muy Altas Energías (Very High Energy).
- WCD:** Detector de Agua Cherenkov.

**$\Lambda$ CDM:** Modelo cosmológico estándar que incluye la constante cosmológica ( $\Lambda$ ) y materia oscura fría (CDM); explica la expansión acelerada, la estructura a gran escala y la evolución del universo.

**ALP (Axion-Like Particle):** Partícula hipotética ligera, pseudoscalar, derivada de la ruptura espontánea de una simetría global, similar al axión pero sin vínculo necesario con el problema CP fuerte; interactúa débilmente con el Modelo Estándar y es candidata a materia oscura.

**Axión:** Bosón hipotético, pseudo-Nambu–Goldstone asociado a la solución de Peccei–Quinn del problema CP fuerte en cromodinámica cuántica (QCD); si tiene masa muy baja, es candidato viable a materia oscura.

**CMB (Cosmic Microwave Background):** Radiación electromagnética relicta del Big Bang que llena todo el universo; corresponde a la radiación liberada durante la recombinación, y contiene información sobre las condiciones del universo temprano.

**Cromodinámica cuántica:** Teoría cuántica de campos que describe la interacción fuerte entre quarks y gluones mediante el grupo gauge SU(3); es parte del Modelo Estándar.

**EBL (Extragalactic Background Light):** Radiación difusa óptica e infrarroja integrada proveniente de todas las galaxias a lo largo de la historia cósmica; atenúa fotones gamma de muy alta energía mediante producción de pares.

**Energía oscura:** Componente dominante del contenido energético del universo que impulsa la expansión acelerada. En  $\Lambda$ CDM se modela como la constante cosmológica  $\Lambda$ .

**Materia oscura:** Componente de la energía–masa total del universo que interactúa gravitacionalmente pero no mediante la interacción electromagnética, lo que implica que no emite, absorbe ni refleja luz u otra radiación electromagnética detectable, pero que ejerce influencia gravitacional y contribuye a la formación de estructuras en el universo.

**Modelo Estándar:** Marco teórico que describe las interacciones electromagnética, débil y fuerte, mediadas por bosones gauge y el bosón de Higgs; no incluye gravedad ni explica materia oscura o energía oscura.

**Oscilaciones acústicas de bariones (BAO):** Fluctuaciones en la densidad de materia bariónica producidas por ondas acústicas en el plasma primordial.

**Problema CP fuerte:** Problem abierto en QCD consistente en la falta de alguna observación de violación CP en la interacción fuerte, aún cuando el término  $\theta$  en el lagrangiano la permite.

**QED (Electrodinámica cuántica):** Teoría cuántica de campos que describe la interacción electromagnética entre partículas cargadas y fotones; es renormalizable y forma parte del Modelo Estándar.

**Supersimetría:** Extensión teórica del Modelo Estándar que postula una simetría entre fermiones y bosones, prediciendo supercompañeros para cada partícula.