



INAOE

Estudio de Invariancia de Lorentz con el Observatorio de Rayos Gamma HAWC

by

Ruherí Cesín Gorostieta

Thesis submitted as partial requirement for the degree of

MASTER IN SCIENCES WITH SPECIALTY OF Astrophysics

at

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

October 2023

Tonantzintla, Puebla

Supervised by:

Dr. Alberto Carramiñana

INAOE Researcher

©INAOE 2023

The author gives permission to INAOE to reproduce and distribute copies in whole or in parts of this thesis



Resumen

La simetría de Lorentz es uno de los pilares de la física moderna; es la base de las dos teorías más exitosas que tenemos: la relatividad general y el modelo estándar de física de partículas elementales. Dada su importancia en física, hay que probar los límites donde la simetría funciona correctamente y hay razones para considerar la posibilidad de que dicha simetría no sea exacta; algunas teorías de la gravedad cuántica como: la teoría de cuerdas o la gravedad cuántica de bucles, tienen mecanismos que violan la simetría de Lorentz. Independientemente de la teoría básica, se puede estudiar el significado teórico y experimental de las violaciones de la invariancia de Lorentz, esto se ha logrado a través de teorías efectivas, el más famoso es el Modelo Estándar Extendido propuesto por Colladay y Kostelecký [119].

La gravedad puede causar la ruptura de la estructura del espacio-tiempo a pequeñas escalas, y esto puede afectar el concepto de propagación de partículas, lo que lleva a generar nuevas teorías que buscan encontrar y explicar dicha ruptura; uno de los candidatos son los gravitones. Los gravitones no son partículas que existen en el modelo estándar de partículas, pero aparecen en las teorías unificadoras y algunas tienen violación de la invariancia de Lorentz [136]. La limitante de la búsqueda de la violación de la invariancia de Lorentz en experimentos terrestres es la energía que pueden alcanzar los aceleradores de partículas; en las fuentes astronómicas se pueden acelerar partículas más allá de 1PeV y combinándolas con modelos que incluyen pequeñas modificaciones al espacio-tiempo se convierten en excelentes candidatas para buscar la violación de la invariancia de Lorentz.

Suponiendo la violación de la invariancia de Lorentz la ecuación de dispersión debería cuantificar alguna modificación en los procesos cinemáticos conocidos. Estos cambios pueden afectar el recorrido de partículas desde fuentes astrofísicas hasta cualquier obser-

vatorio. Utilizando el observatorio HAWC se ha puesto a prueba la invarianza de Lorentz con diferentes pruebas como: dependencia de la energía del tiempo de llegada, cambio del umbral en producción de pares, decaimiento del fotón y división del fotón. Utilizando diferentes tipos de fuentes Galáctica, y extragalácticas que emiten fotones de muy altas energías se va a poner a prueba la invarianza de Lorentz.

Agradecimientos

Quisiera expresar mi gratitud a todas las personas que confiaron en mi y a los que me apoyaron en la realización de esta tesis.

Contents

Resumen	iii
Agradecimientos	vii
1 Relatividad Especial y General	1
1.1 Marcos de Referencia	2
1.1.1 Ausencia de un Marco de Referencia Absoluto	3
1.1.2 La Invarianza de Lorentz como Núcleo Esencial de la Relatividad Especial	3
1.1.3 La transformación de Lorentz	3
1.2 Cuadrivectores	4
1.3 Cinemática de Procesos de Interacción	6
1.4 Relatividad General	8
1.4.1 Singularidades	9
2 Teoría Cuántica	11
2.1 Formalismo de la Mecánica cuántica	12
2.2 Ecuación de Klein-Gordon	13
2.3 Ecuación de Dirac	14
2.4 Ecuación de Proca	15
3 Unión de la RG con la Teoría Cuántica	17
3.1 Incompatibilidad de la Relatividad General y la Teoría Cuántica	17
3.2 Agujeros Negros	19
3.3 Extracción de Energía de un Agujero negro	22
3.4 Radiación de Hawking	23
4 Violación del Principio de Invarianza de Lorentz	25

4.1	Modificación Sistemática de Relación de Dispersión	26
4.2	Relevancia de las Observaciones Astrofísicas	27
4.2.1	Tiempo de Vuelo	28
4.2.2	Cambio del Umbral de Producción de Pares	30
4.2.3	Decaimiento del Fotón	32
4.2.4	División de Fotones	33
5	Fuentes Astrofísicas	35
5.1	Fuentes Observables en la Galaxia	38
5.1.1	Supernova y Nebulosa de Viento de Pulsar	39
5.1.2	Formación Estelar	42
5.2	Fuentes Extragalácticas	43
5.2.1	Galaxias Activas	43
5.2.2	Estallidos de Rayos Gamma	47
5.3	Agujeros Negros Primordiales	48
6	Análisis y Resultados	51
6.1	Resultados de Fuentes Astrofísicas en trabajos anteriores	51
6.1.1	Resultados de Agujeros Negros Primordiales	51
6.1.2	Tiempo de Vuelo	52
6.1.3	Producción de Pares	53
6.1.4	Decaimiento del Fotón	53
6.1.5	División del Fotón	53
6.2	Análisis de Test LIV	54
6.2.1	Tiempo de Vuelo	54
6.2.2	Producción de Pares	59
6.2.3	Decaimiento y División del Fotón	66
6.3	Sobre el GRB 221009A	70
7	Resumen y Conclusiones	71
	Referencias	73
	List of Figures	85
	List of Tables	87

Chapter 1

Relatividad Especial y General

La relatividad especial propuesta originalmente por Albert Einstein [1] está basada en dos postulados:

1. Las leyes de la física son invariantes en todos los marcos de referencia inerciales.
2. La velocidad de la luz en el vacío es la misma para todos los observadores, independientemente del movimiento entre la fuente de luz y el observador.

Estos postulados remplazaron el concepto convencional de un tiempo universal absoluto con el concepto de un tiempo que depende del marco de referencia y el estado de movimiento relativo. En combinación con otras leyes de la física, los dos postulados de la relatividad especial predicen la equivalencia de masa-energía, expresada en la siguiente fórmula: $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ [2, 3].

Una característica distintiva de la relatividad es utilizar las transformaciones de Lorentz y emplear el tiempo y el espacio como un único continuo llamado “espacio-tiempo” o espacio de Minkowski [4]. En relatividad especial se puede modelar el universo como una variedad pseudo-Riemanniana para que la localidad sea suficientemente pequeña en cada punto del espacio-tiempo para considerarlo plano [5, 6].

Galileo Galilei ya había postulado que no existe un estado de reposo absoluto y bien definido (ni marcos de referencia privilegiados), que hoy se le conoce como principio de relatividad de Galileo. Einstein extendió este principio para que explicara la velocidad constante de la luz [7] y también es válido para todas las leyes de la física, incluidas las leyes de la mecánica y de la electrodinámica [8].

La motivación de que la velocidad de la luz sea una constante fue dada por la teoría del electromagnetismo de Maxwell y la falta de evidencia del éter. El experimento de Michelson-Morley (con un resultado nulo) ayudó a que la noción de que la velocidad de la luz es constante y ganara una aceptación generalizada [14].

Tras la presentación original de Einstein de la relatividad especial, se han propuesto varias teorías alternas [9]. Sin embargo, los postulados que siguen empleándose más son los propuestos por Einstein en su artículo original, generando nuevos conceptos:

Principio especial de relatividad: dados dos sistemas de referencias inerciales (K y K') las ecuaciones que describen la naturaleza deben tener la misma forma. Eso implica que un observador dentro de un sistema de referencia sin comunicación o contacto visual con otro sistema de referencia no puede determinar la velocidad de su propio sistema respecto a otro mediante ningún experimento.

1.1 Marcos de Referencia

Los marcos de referencia juegan un papel crucial en la teoría de la relatividad. El término marco de referencia corresponde a un sistema de observación que se utiliza para poder medir cualquier fenómeno físico, desde el cual se puede medir una posición a lo largo de 3 ejes espaciales (es decir, en reposo o movimiento rectilíneo uniforme). Un marco de referencia tiene la capacidad de determinar mediciones del tiempo de eventos usando un “reloj” (cualquier dispositivo de referencia con periodicidad uniforme).

Un evento es una ocurrencia a la que se le puede asignar una única ubicación en el espacio en relación con un marco de referencia: como un “punto” en el espacio-tiempo. Dado que la velocidad de la luz es constante en la relatividad, independientemente del marco de referencia, los pulsos de luz se pueden usar para medir distancias de manera inequívoca y hacer referencia a los tiempos en que ocurrieron los eventos en el reloj, a pesar de que la luz llega al reloj después de que el evento haya transcurrido. Un evento está definido por sus cuatro coordenadas espacio-temporales: el tiempo de ocurrencia y su ubicación espacial tridimensional definen un punto de referencia, se le conoce como marco de referencia S .

En la teoría de la relatividad, a menudo queremos calcular las coordenadas de un evento en diferentes marcos de referencia. Si nosotros tenemos dos marcos, uno descrito por S que pertenece a un primer observador O y el marco $S' \neq S$ que pertenece a un

segundo observador O' , los ejes (x, y, z) de S están orientados a S' y el marco S' se mueve en la dirección x de S con una velocidad constante v medida en el marco S , podemos inferir que todo movimiento es relativo.

1.1.1 Ausencia de un Marco de Referencia Absoluto

A finales del siglo XIX el modelo matemático de Maxwell predijo que las ondas electromagnéticas se propagan con velocidad fija (c). Esto llevó a los físicos de la época a postular que eran válidas solo en un marco de referencia privilegiado y en reposo llamado éter. Se pensó que el éter era un marco de referencia absoluto contra el cual se podían medir todas las velocidades. Al observar en un periodo largo de tiempo, la Tierra no podría estar en reposo en relación al éter, debido a su movimiento no uniforme alrededor del Sol. Los resultados de varios experimentos, incluido el experimento de Michelson-Morley en 1887 (posteriormente verificado con experimentos más precisos e innovadores), condujeron a la teoría de la relatividad especial, al demostrar que el éter no existía [10].

Con el principio de la relatividad se puede demostrar que las transformaciones espacio-temporales entre marcos inerciales son euclidianas, galileanas o lorentzianas, y en el caso lorentziano, uno puede obtener la conservación del intervalo relativista [11, 15].

1.1.2 La Invarianza de Lorentz como Núcleo Esencial de la Relatividad Especial

De acuerdo con los postulados de la relatividad se determinó que las leyes de la física se conservan en todos los marcos de referencia y a eso se le conoce como “invarianza de Lorentz”. Muchos tratamientos modernos de la relatividad especial se basan en el postulado único de la invarianza universal de Lorentz, o de manera equivalente, en el postulado único del espacio-tiempo de Minkowski [16, 17]. En la relatividad para cambiar de un marco de referencia a otro marco de referencia se utiliza la transformación de Lorentz.

1.1.3 La transformación de Lorentz

Se define un evento de coordenadas espacio-tiempo (t, x, y, z) en el sistema S y (t', x', y', z') en un marco de referencia que se mueve a una velocidad $\vec{v} = v\hat{x}$ con respecto a ese sistema S . Los sistemas S y S' son paralelos entre sí y su transformación de Lorentz especifica la

relación de coordenadas de la siguiente:

$$\begin{aligned}t' &= \gamma (t - vx/c^2), \\x' &= \gamma (x - vt), \\y' &= y, \\z' &= z,\end{aligned}\tag{1.1}$$

donde $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$ es conocido como el factor de Lorentz .

Estas transformaciones en la relatividad conducen a predicciones físicas diferentes a las conocidas por la mecánica newtoniana respecto a las velocidades relativas, y más cuando las velocidades relativas se vuelven comparables a la velocidad de la luz. En la relatividad galileana, la longitud (Δr) y la separación temporal entre dos eventos (Δt) son variables independientes, cuyos valores no cambian cuando se observan desde diferentes marcos de referencia, pero en la relatividad especial las coordenadas espacio-tiempo generan el concepto de un intervalo invariante, denotado como Δs^2 :

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta r^2.\tag{1.2}$$

La forma de Δs^2 es la diferencia entre el lapso de tiempo al cuadrado y la distancia espacial al cuadrado, que demuestra una discrepancia fundamental entre las distancias euclidiana y espacio-temporal. La invarianza de este intervalo es una propiedad de la transformada general de Lorentz (también llamada transformación de Poincaré), que es una isometría del espacio-tiempo [12].

Al considerar la importancia física de Δs^2 hay tres casos a tener en cuenta: si $\Delta s^2 > 0$ los dos eventos están separados por más tiempo que espacio, si $\Delta s^2 < 0$ los dos eventos están separados por más espacio que tiempo y por ultimo si $\Delta s^2 = 0$ se dice que los dos eventos están separados por la luz.

1.2 Cuadrivectores

Gracias a los trabajos que realizaron Lorentz, Poincaré, Einstein y Minkowski se estableció la forma de medir el tiempo para cada observador, definiendo un vector de cuatro dimensiones para definir el espacio-tiempo:

$$\mathbf{X} = (ct, x, y, z).\tag{1.3}$$

Esta relación se encontró gracias a las transformaciones de Lorentz y después Albert Einstein postulo el principio de covariancia, que afirma que las ecuaciones de la física debían tener la misma forma para todos los sistemas de referencia inerciales.

Los cuadvectores se pueden conseguir simplemente añadiendo, a los tres componentes de cualquier magnitud vectorial de la mecánica newtoniana, la parte temporal. Recordando que un punto en el espacio de Minkowski es una posición temporal y espacial, llamado “evento”, a continuación veremos unos cuadvectores.¹

Cuadrivelocidad Este vector se puede definir de la siguiente forma para una partícula:

$$\mathbf{U} = \frac{d\mathbf{X}}{d\tau} = \frac{d\mathbf{X}}{dt} \frac{dt}{d\tau} = \gamma(\mathbf{u})(c, \mathbf{u}). \quad (1.4)$$

Geoméricamente \mathbf{U} es un vector tangente normalizado a la línea universal de la partícula y τ es el tiempo propio. La línea universal es una figura geométrica que simboliza una secuencia de eventos causales y no se limita a ninguna teoría en particular, y el tiempo propio es una medida de la duración del intervalo de tiempo entre dos eventos que ocurren en la misma ubicación en el espacio-tiempo, según el objeto en movimiento.

Usando el diferencial de las cuadriposiciones, se puede obtener la magnitud de las cuadrivelocidad:

$$\|\mathbf{U}\|^2 = U_\mu U^\mu = \frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX_\mu}{d\tau} = \frac{dX^\mu dX_\mu}{d\tau^2} = c^2, \quad (1.5)$$

por lo cual podemos ver la normalización de la siguiente forma:

$$\|\mathbf{U}\|^2 = \gamma(\mathbf{u})^2 (c^2 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}), \quad (1.6)$$

y al final se obtiene que

$$c^2 = \gamma(\mathbf{u})^2 (c^2 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}), \quad (1.7)$$

lo que se reduce a la definición del factor de Lorentz.

Cuadriaceleración Cuadriaceleración se define como

$$\mathbf{A} = \frac{d\mathbf{U}}{d\tau} = \gamma(\mathbf{u}) \left(\frac{d\gamma(\mathbf{u})}{dt} c, \frac{d\gamma(\mathbf{u})}{dt} \mathbf{u} + \gamma(\mathbf{u}) \mathbf{a} \right), \quad (1.8)$$

¹ Las letras mayúsculas en negrita denotan cuadvectores mientras que las letras minúsculas en negritas indican trivectores.

donde $\mathbf{a} = d\mathbf{u}/dt$ es la coordenada 3-aceleración. Como la magnitud de \mathbf{U} es una constante, la cuadriaceleración es ortogonal a la cuadrivelocidad, es decir, el producto interno de Minkowski de la cuadriaceleración y la cuadrivelocidad es cero:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{U} = A^\mu U_\mu = \frac{dU^\mu}{d\tau} U_\mu = \frac{1}{2} \frac{d}{d\tau} (U^\mu U_\mu) = 0. \quad (1.9)$$

El significado geométrico de la cuadriaceleración es el vector de curvatura de la línea en el espacio de Minkowski.

Cuadrimomento Para una partícula masiva de masa en reposo (o masa invariante) m , el cuadrimomento está dado por:

$$\mathbf{P} = m\mathbf{U} = m\gamma(\mathbf{u})(c, \mathbf{u}) = (E/c, \mathbf{p}), \quad (1.10)$$

donde la energía total y el momento relativista esta dado de la siguiente forma:

$$E = \gamma(\mathbf{u}) mc^2, \quad \mathbf{p} = \gamma(\mathbf{u}) m\mathbf{u}. \quad (1.11)$$

Con la ecuación anterior se puede encontrar la relación energía-momento

$$E^2 = c^2 \mathbf{p} \cdot \mathbf{p} + (mc^2)^2. \quad (1.12)$$

Esta última relación es útil en la mecánica relativista, esencial en la teoría cuántica relativista y en la teoría del campo cuántico relativista y en varias aplicaciones a la física de partículas.

1.3 Cinemática de Procesos de Interacción

La dispersión de Compton es una interacción entre electrones libres y fotones de alta energía ($> \text{keV}$) que da como resultado que el electrón reciba o pierda parte de la energía, y un fotón que contiene la energía restante se emite en una dirección diferente a la original ($\gamma + e \rightarrow \gamma + e$), de modo que el momento total del sistema se conserva al igual que la energía. Un par de fotones de mayor energía ($\sim \text{MeV}$) pueden provocar la formación de un electrón y un positrón, un proceso llamado producción de pares ($\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$).

Si nosotros tenemos un electrón de baja energía que interactúa con un positrón de igualmente baja energía se aniquilan entre ellos generando dos fotones, llamándose aniquilación electrón-positrón $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$. La producción de un solo fotón no puede suceder debido a la conservación de energía-momento, y la conservación de masa evita que se pueda

generar otro tipo de partículas (sin olvidar que si alguno o ambas partículas tienen altas energías sí se puede generar partículas pesadas).

Existe un proceso llamado “aniquilación de pares”, en el cual se aniquilan. Como su nombre lo dice este proceso aniquila tanto la partícula y su antipartícula para generar fotones. Dado que el momento $p_1 = p_2$, y la energía de un fotón es $p = \nu h/c$, se tiene que en el caso en que las energías cinéticas del electrón y el positrón sean nulas, la energía del fotón debe ser igual a la energía en reposo de las dos partículas:

$$h\nu = m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}, \quad (1.13)$$

donde este valor corresponde a

$$\lambda = \frac{h}{m_e c} = \lambda_c, \quad (1.14)$$

que es la longitud de onda Compton. Estas tres interacciones están relacionadas entre sí, siendo tres facetas de una misma interacción que siguen el principio de conservación energía-momento, descrito por el principio de invariancia y demostrando la importancia de esta invariancia en la relatividad.

En términos generales, la producción de pares ($\gamma\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) es un fenómeno natural en el que el fotón se convierte en una partícula y su antipartícula. Esta interacción predomina en altas energías, para crear un par electrón-positrón, la energía electromagnética de los fotones deben estar por encima de un umbral de energía, que es equivalente a la masa en reposo de los dos electrones y este proceso tiene una conservación de energía-momento.

Haciendo los balances de energía-momento, es fácil verificar que un fotón no puede desaparecer en el vacío creando un par: es necesaria la presencia del núcleo (que pueda absorber cantidad de movimiento sin afectar sensiblemente el balance de energía) para permitir la conservación simultánea de energía y momento. Para demostrar que la producción de pares no se puede dar en el vacío por un solo fotón. Para la demostración empezamos con la energía-momento inicial del fotón, su estado final y los estados finales e iniciales del electrón y positrón.

Un fotón produciendo un par debe cumplir:

- conservación de energía $h\nu = \gamma_1 m_e c^2 + \gamma_2 m_e c^2$,
- conservación de momento $\frac{h\nu}{c} \hat{k} = \gamma_1 \vec{\beta}_1 m_e c + \gamma_2 \vec{\beta}_2 m_e c$.

donde γ es el factor de Lorentz, $\beta = \frac{v}{c}$ (v es la velocidad partícula) y los subíndices 1 y 2 indican que son dos partículas.

Utilizando la desigualdad del triangulo obtenemos:

$$h\nu\hat{k}_1 + h\nu\hat{k}_2 = |\gamma_1\vec{\beta}_1 + \gamma_2\vec{\beta}_2| \leq \gamma_1\beta_1 + \gamma_2\beta_2 < \gamma_1 + \gamma_2 \quad (1.15)$$

donde \hat{k} es el vector unitario.

Sabemos que $\beta < 1$, además el fotón debe suministrar al menos las masas en reposo del electrón y del positrón, por la Ecuación 1.15 podemos ver una contradicción en la última desigualdad: por lo tanto la producción de par en solo fotón, no se puede realizar en el vacío.

La probabilidad de producción de pares en las interacciones fotón-materia aumenta con la energía del fotón y también aumenta aproximadamente como el cuadrado del número atómico [18]. Para fotones de alta energía la producción de pares es el modo dominante de interacción de fotones con la materia. Estas interacciones se observaron por primera vez en la cámara de niebla controlada de Patrick Blackett [19].

1.4 Relatividad General

La relatividad general (utilizaremos RG en adelante) generaliza la relatividad especial y moderniza la ley de Newton de la gravitación universal, teniendo una descripción unificada de la gravedad como una propiedad geométrica del espacio-tiempo como una curvatura. Esta curvatura del espacio-tiempo está directamente relacionada con el tensor energía-momento que se incluyen en las ecuaciones de campo de Einstein.

Algunas descripciones de la relatividad son completamente diferentes a las de la física clásica: como se define el tiempo, la geometría del espacio, el movimiento de los cuerpos en caída libre y la propagación de la luz. Dichas diferencias también hablan sobre la dilatación gravitacional del tiempo, lente gravitacional, el desplazamiento al rojo. Un reto fundamental es cómo unir RG con la teoría cuántica de campos para producir una teoría completa y autoconsistente de las cuatro fuerzas fundamentales.

Un principio importante para la estructura de la RG es el principio de equivalencia que establece que las fuerzas gravitacionales e inerciales son de naturaleza parecida a tal grado que son indistinguibles localmente, en pocas palabras este principio dice que un sis-

tema de campo gravitatorio comparado con un sistema de referencia inercial no acelerado son indistinguibles entre ellos [20].

Uno de los resultados más importantes de la relatividad general es que las leyes físicas básicas se expresan en un espacio-tiempo curvo de cuatro dimensiones.

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad (1.16)$$

donde $g_{\alpha\beta}$ corresponde con la métrica de Minkowski ($\eta_{\alpha\beta} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$) en la ausencia de la gravedad. La gravedad se describe con $g_{\alpha\beta}$ y con más detalle utilizando el escalar de Ricci (R) y el tensor de Ricci ($R_{\sigma\nu}$) que logra definir una curvatura en 4 dimensiones. El tensor energía-momento ($T_{\mu\nu}$) se usa para describir la energía y el momento lineal en el contexto de la relatividad, con el extra de agregar el campo gravitacional descrito por las ecuaciones de Einstein.

Utilizando el principio de equivalencia Einstein logró encontrar una ecuación que relaciona el tensor energía-momento y el tensor Ricci para formular la ecuación gravitacional para RG,

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1.17)$$

donde G es la constante de gravitación de Newton.

1.4.1 Singularidades

La singularidad se define como una ubicación en el espacio-tiempo donde en principio el campo gravitacional de un cuerpo celeste tiende a infinito de una manera que no depende del sistema de coordenadas. Las singularidades gravitacionales se consideran principalmente cuando se trabaja con RG, donde la densidad aparentemente se vuelve infinita en el centro de un agujero negro, y dentro de la astrofísica y la cosmología como el estado más temprano del universo durante el Big Bang.

La métrica de Schwarzschild es una solución de la ecuación de campo de Einstein que describe el campo gravitacional fuera de una masa esférica. La solución es una aproximación útil para describir objetos astronómicos compactos o efectos relativistas, y está descrita de la siguiente forma:

$$ds^2 = -c^2 d\tau^2 = -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (1.18)$$

El tensor de energía-momento de la geometría es igual a cero en todos los puntos excepto en $r = 0$, donde la densidad de energía es infinita, $r_s = \frac{2GM}{c^2}$ es el radio de Schwarzschild

para una masa puntual. Decimos que la métrica de Schwarzschild tiene una singularidad para $r = 0$. Además la geometría nos indica que al parecer existe otra singularidad en el horizonte de eventos $r = r_s$, pero realmente el observador no nota el horizonte de eventos. Dependiendo de las coordenadas utilizadas, la métrica se define solo en la región exterior $r > r_s$ y para la región interior $r < r_s$ o su unión disjunta, sin olvidar que la métrica en realidad no es singular en todo el horizonte de eventos.

RG predice que cualquier objeto que se colapse más allá de cierto punto (corresponde al radio de Schwarzschild) formaría un agujero negro, dentro del cual se formaría una singularidad (cubierta por un horizonte de eventos) [21]. Los teoremas de singularidad de Penrose-Hawking definen una singularidad para tener geodésicas² que no pueden extenderse de manera uniforme [22] y la terminación de tal geodésica, se considera como una singularidad.

² Una geodésica se define como una línea de longitud mínima que conecta dos puntos en una superficie dada y está contenida dentro de esa superficie.

Chapter 2

Teoría Cuántica

La teoría cuántica describe el estado físico de un sistema con una función de onda que codifica la distribución de probabilidad de todas las propiedades observables. Algunas observables posibles pueden ser: la energía, la posición, el momento y momento angular. La teoría cuántica no encuentra valores definidos a las observables, sino que hace predicciones sobre las distribuciones de estos valores. Una partícula moviéndose sin interferencia en el espacio puede ser descrita mediante una función de onda dependiente de la posición o el momento. La ecuación de onda abarca una evolución temporal determinista y clásica ($v \ll c$) de las funciones de onda es descrita por la ecuación de Schrödinger no invariante. La diferencia entre determinismo en la mecánica clásica y cuántica es que en la cuántica si un sistema interactúa con otro sistema, su función de estado colapsará.

En general la función de onda depende del tiempo t y la posición x puede describirse de esta forma: $\Psi(x, t) = \varphi(x) e^{iEt/\hbar}$, donde $\varphi(x)$ es la parte espacial de la función de onda, E es la energía asociada al sistema y \hbar es la constante de Planck, se conoce como un estado estacionario; las ecuaciones de onda se pueden describir como superposiciones de estados estacionarios y se pueden describir con el operador Hamiltoniano y energía definida. Si se tiene un electrón en un átomo sin excitar se ve clásicamente como una partícula que rodea el núcleo, mientras que en teoría cuántica se describe por una nube de probabilidad estática que rodea al núcleo. También existen otras propiedades como la incertidumbre, indeterminación o cuantización del sistema que son esenciales para esta teoría.

2.1 Formalismo de la Mecánica cuántica

La teoría cuántica se formula con seis postulados, los primeros cuatro postulados tratan acerca del fundamento matemático:

El estado de un sistema físico está completamente descrito por una función de onda relacionada con la probabilidad P de puede encontrar una partícula en una posición x_0 a un tiempo t_0 a través de:

$$P(x_0, t_0) = |\Psi(x_0, t_0)|^2. \quad (2.1)$$

A cada variable dinámica u observable del sistema le corresponde un operador lineal y hermitiano, cuyos autovalores pueden ser observados y ser continuos, discretos o mixtos. Una propiedad importante de estos operadores es que sus valores propios son siempre números reales y en un espacio de Hilbert de dimensión finita, todo operador hermitiano también es autoadjunto.

Cualquier función que dependa de las variables de posición y momento en coordenadas cartesianas se puede cuantificar y reemplazar con operadores de posición y movimiento. La energía total se puede escribir con el operador hamiltoniano,

$$\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x, y, z), \quad (2.2)$$

donde V es una función potencial y ∇^2 es el operador laplaciano. La función de onda de un sistema cuántico, $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ debe de satisfacer la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo 2.3. Y cualquier resultado de la medición de una variable dinámica es uno de los valores propios del correspondiente operador.

La función de onda de un estado cualquiera del sistema se puede describir siempre como una combinación lineal de las funciones propias independientes y la evolución temporal del estado de un sistema cuántico no perturbado se da por la ecuación de Schrödinger

dependiente del tiempo:

$$\hat{H}|\Psi(t)\rangle = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\Psi(t)\rangle = \frac{\mathbf{p}^2}{2m}|\Psi(t)\rangle + V(\hat{\mathbf{r}}, t)|\Psi(t)\rangle, \quad (2.3)$$

esto lo podemos ver como los postulados quinto y sexto.

El principio de incertidumbre de Heisenberg ($\Delta x \Delta p \geq \hbar$) que es muy importante para la mecánica cuántica establece lo siguiente: a partir de la interpretación de observaciones experimentales sobre sistemas microscópicos, no es posible conocer con exactitud la posición x y el momento p , de una partícula de manera simultánea en cualquier instante. Una consecuencia importante no podemos definir la trayectoria de una partícula, esto al ser una teoría probabilística.

La ecuación de Schrödinger describe la evolución temporal de una partícula mediante una función de onda no relativista, lo que implica que solo puede describir partículas que tengan un momento lineal pequeño en comparación con la energía que tenga en reposo dividida por la velocidad de la luz. Otro problema de esta ecuación es que no incorpora el espín de las partículas ni otras propiedades de las partículas elementales (Klein-Gordon, Pauli, Dirac y Proca introdujeron el espín y efectos relativistas).

2.2 Ecuación de Klein-Gordon

La ecuación de Klein-Gordon representó el primer intento de unificar la teoría cuántica con la RG. Esta ecuación se puede encontrar mediante la derivación de la ecuación de Hamilton-Jacobi y escribirse mediante una ecuación de onda. Por lo que la ecuación de Klein-Gordon representa una verdadera sustitución a priori de la ecuación de Schrödinger ya que toma partículas elementales con espín 0. Algunos de los problemas que plantea la mecánica ondulatoria basada en las ecuaciones de Klein-Gordon son la aparición de probabilidades negativas (hecho que impide una interpretación probabilística de la teoría), la aparición de energías negativas (huellas de la existencia de antipartículas) [137, 138].

Posteriormente, con el nacimiento de la teoría cuántica de campos, se vio que las variables que aparecían en la ecuación de Klein-Gordon no podían ser consideradas como

funciones de onda, con una interpretación probabilística, sino como campos cuánticos. En el marco de la teoría cuántica de campos, las ecuaciones de Klein-Gordon son capaces de describir los estados cuánticos de partículas de espín 0 (escalares), ya sean neutras (campo real) o cargadas (campo complejo) [138]. Esta ecuación se puede ver de esta forma:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \right) \psi(t, \mathbf{x}) = 0 \quad (2.4)$$

donde ∇^2 es el operador de Laplace, c la velocidad de la luz y \hbar la constante de Planck.

2.3 Ecuación de Dirac

La ecuación de Dirac es una ecuación de onda relativista de la teoría cuántica formulada por Paul Dirac en 1928. Da una descripción de las partículas elementales con espín 1/2, como el electrón o los quarks, y además es consistente con la relatividad especial y la teoría cuántica. Esto hace que la Ecuación (2.3) se deba modificarse con el Hamiltoniano de Dirac, que describe 4 soluciones, dos de ellas hablan del estado del espín y las otras dos hablan del comportamiento de la partícula y su antipartícula. El Hamiltoniano se escribe de la siguiente forma:

$$\hat{H} = \alpha_0 m c^2 + \sum_{j=1}^3 \alpha_j p_j c \quad (2.5)$$

donde $\alpha_0 = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{bmatrix}$ con 0 e I son las matrices 2×2 nula e identidad respectivamente, mientras que donde $\alpha_j = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_j \\ -\sigma_j & 0 \end{bmatrix}$ y σ_j 's con $j = 1, 2, 3$ son las matrices de Pauli [83].

La invarianza de Lorentz (LI, por sus siglas en inglés) existe en la ecuación de

Dirac por el hecho de que el operador de Dirac³ actúa sobre un espinor⁴ cuyos cuatro componentes también se transforman adecuadamente. Lo sólo significa que la ecuación de Dirac es igual en cualquier marco inercial obtenido mediante una transformación de Lorentz. Sin embargo la ecuación de Dirac sigue siendo “semiclásica”, en el sentido de que todavía admite una interpretación en la que hay un supuesto observador “macroscópico”, no limitado por las reglas de la teoría cuántica.

2.4 Ecuación de Proca

La ecuación de Proca es una ecuación de onda relativista que describe el comportamiento de un campo vectorial masivo de espín 1. La ecuación de Proca se utiliza para partículas relativamente pequeñas con velocidades cercanas a la velocidad de la luz. El potencial vectorial está acoplado a la energía relativista del fotón, y el potencial escalar cuadrático está directamente acoplado a la masa al cuadrado del fotón [139].

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = J^\nu \quad (2.6)$$

donde $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ es el operador derivada parcial covariante que describe la derivada respecto al tiempo y al espacio en el contexto de la teoría de la relatividad especial., $F^{\mu\nu}$ es el tensor de campo electromagnético, m es la masa de la partícula, A^ν es el potencial vectorial y J^ν es la densidad de corriente y carga.

Una de las aplicaciones de la ecuación de Proca es en la descripción teórica de varias interacciones fundamentales, como la interacción electromagnética débil y la interacción fuerte. Además, es un ingrediente importante en la teoría cuántica de campos para describir los bosones vectoriales masivos, como el bosón W y el bosón Z en la teoría electrodébil [142].

³ El operador de Dirac es un operador matemático que se utiliza en la teoría cuántica de campos para describir el comportamiento de partículas con espín 1/2.

⁴ Un espinor es un objeto matemático utilizado en la física para describir partículas con espín, como los electrones, protones, neutrones y otros fermiones. Un espinor es un vector matemático con una serie de componentes que describen la orientación y dirección del espín de la partícula.

Con estas ecuaciones que lograron implementar efectos relativistas a la ecuación Schrödinger se puede empezar a tener la idea de juntar la RG con la teoría cuántica.

Chapter 3

Unión de la RG con la Teoría Cuántica

La gravedad cuántica es el campo de la física teórica que tiene como objetivo unificar las tres fuerzas fundamentales de la naturaleza descritas por la física de partículas, más la gravedad. El objetivo de la gravedad cuántica es establecer una base matemática unificada para describir el comportamiento de todas las fuerzas naturales, se le llama “teoría del campo unificado”.

3.1 Incompatibilidad de la Relatividad General y la Teoría Cuántica

En la actualidad, la teoría cuántica de campos (utilizaremos TCC en adelante) y la RG se consideran teorías con grandes soportes experimentales, pero sus postulados son distintos al tal grado de ser incompatibles entre ellas. El problema de la incompatibilidad se debe a que la TCC con la RG se debe a:

- Escalas de espacio y tiempo: La RG describe la gravedad en términos de la curvatura del espacio-tiempo, mientras que TCC se centra en las partículas y sus interacciones a nivel subatómico. Las dos teorías operan en diferentes escalas de tiempo y espacio, por lo que no pueden unirse fácilmente.
- El problema de la fuerza gravitacional: La gravedad es la única fuerza fundamental

que aún no ha sido descrita por TCC. La relatividad general describe la gravedad en términos de la geometría del espacio-tiempo, lo cual es inconsistente con las ideas de la teoría cuántica, que describe la gravedad en términos de partículas hipotéticas llamadas gravitones.

- El problema de la renormalización: La base de TCC es que todas las partículas y fuerzas pueden describirse mediante campos cuánticos. Sin embargo, los cálculos matemáticos de TCC dan resultados infinitos sin significado físico. Para resolver este problema, la teoría debe ser renormalizada, lo que significa ajustar los parámetros de la teoría empíricamente. La RG no se puede volver a normalizar, lo que complica aún más la tarea de unificar las dos teorías.
- Dificultades en la formulación matemática: Las formulaciones matemáticas de RG y TCC son bastante diferentes, lo que dificulta unificarlas en una sola teoría. La RG usa ecuaciones diferenciales y teoría de variedades, mientras que TCC usa ecuaciones de onda y teoría de probabilidad.

Una de las formas de intentar combinarlas es tratar la gravedad como otro campo de partículas y esto genera una ruptura espontánea de la simetría de Lorentz y un cambio del difeomorfismo⁵ en la escala de Planck.

En algunas teorías de la gravedad cuántica aparece la violación de LI (utilizaremos LI como una acotación de invarianza de Lorentz), esto se debe a como las simetrías del espacio-tiempo de la RG y las TCC se unen. Una de las manifestaciones de dicha violación es la posible dependencia de la velocidad de la luz en el vacío con respecto a su energía. Si existe tal dependencia, los fotones más energéticos se moverán más rápido en el vacío que los fotones menos energéticos. Las fuentes astrofísicas distantes que logran emitir radiación de altas energías (por encima de 1 GeV) o de muy altas energías (por encima de 100 GeV) se pueden utilizar para buscar y restringir la violación de LI.

El modelo estándar de partículas entiende a las fuerzas con portadores de carga o mediadores y eso sugiere que la fuerza de gravedad debe estar asociada a una partícula, comúnmente llamada “gravitón” y $spin=2$. El problema de esta partícula es la renormalización de la gravedad la cual es completamente diferente para cada teoría de gravedad

⁵ Difeomorfismo se utiliza en la teoría de la relatividad general para describir la invarianza del espacio-tiempo bajo cambios de coordenadas y para derivar las ecuaciones de campo que describen la dinámica del espacio-tiempo en presencia de materia y energía.

cuántica que genera o no esta partícula, siendo un claro ejemplo de la incompatibilidad de la RG y la cuántica.

A continuación se presentaran algunas ideas en las cuales se pueden combinar tanto la RG y la teoría cuántica.

3.2 Agujeros Negros

La RG predice que una masa suficientemente compacta puede deformar el espacio-tiempo para formar un agujero negro. Los agujeros negros de masa estelar se forman cuando las estrellas muy masivas colapsan al final de su ciclo de vida. Después de formarse, un agujero negro puede continuar creciendo acumulando masa de su entorno. La materia que está alrededor de un agujero negro puede formar un disco de acreción y cuando es absorbida emite radiación electromagnética.

Existe la teoría de que algunos agujeros negros también se pudieron haber formado en el principio del universo llamados agujeros negros primordiales (PBHs, por sus siglas en inglés), cuya masa es distinta a los agujeros negros de origen estelar. Se supone que los PBHs se formaron gracias a las altas densidades y condiciones del universo temprano [69].

La clasificación de los agujeros negros se simplifica con la ayuda del teorema de “no pelo”⁶ (en inglés es “No-hair theorem”) [67] que dice que un agujero negro va a tener solo tres propiedades físicas independientes: masa, carga y momento angular [43]. Con estas propiedades se puede hacer la siguiente clasificación: agujero negro de Schwarzschild (sin carga ni rotación), agujero negro de Kerr (sin carga y con rotación), agujero negro Reissner-Nordström (con carga y sin rotación) y el agujero negro Kerr-Newman (con carga y rotación).

El agujero negro de Schwarzschild es una región del espacio-tiempo delimitada por el horizonte de eventos cuyo tamaño está dado por el radio de Schwarzschild $r_s = \frac{2GM}{c^2}$ y que alberga en su centro a la singularidad. Esta fue una de las primeras soluciones exactas

⁶ También se lo conoce como teorema de la calvicie o teorema sin pelo

para la ecuación de campo de Einstein. Según el teorema de Birkhoff [68] es la única solución que es esféricamente simétrica y no hay una diferencia grande observable a una distancia entre el campo gravitacional de un agujero negro y el de cualquier otro objeto esférico de la misma masa. Además el espacio-tiempo dentro de la región del agujero es geodésicamente incompleto para cualquier geodésica temporal dentro del agujero, lo cual significa que una partícula en caída libre hacia del agujero en un tiempo finito, alcanzará la singularidad indefectiblemente.

Hay dos ideas fundamentales para poder unir la RG y la teoría cuántica hablando de agujeros negros. La primera idea es utilizar el principio incertidumbre de Heisenberg $\Delta x \geq \hbar/\Delta p$ y si el momento de un agujero negro de masa M es $p = Mc$, su tamaño está determinado por $\Delta x = \hbar/Mc$ es la longitud de onda de Compton que desempeña un papel muy importante para la teoría cuántica que podemos definir como R_c . Si nosotros trabajamos en una escala de longitud R tal que $R < R_c$ vamos a estar en el dominio de la teoría cuántica. La segunda idea surge de utilizar la RG que implica que un objeto esféricamente simétrico de masa M forma un agujero negro si es más pequeño que su radio de Schwarzschild, $R_s = 2GM/c^2$ y si seguimos con nuestra escala de longitud R y esta es $R < R_s$ estamos en el dominio de la RG. Con estas dos ideas podemos esperar que tanto R_s como R_c se intercepten en algún punto (nótese la Figura 3.1). La intercepción de la teoría cuántica y RG se da cuando trabajamos en escala de Planck.

Las escalas de Planck se puede escribir con varias de las magnitudes fundamentales como:

- La longitud de Planck $l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} = 1.616 \times 10^{-35} \text{ m} = 7.672 \times 10^{31} \text{ eV}$.
- La masa de Planck $m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 2.176 \times 10^{-8} \text{ kg} = 1.221 \times 10^{28} \text{ eV}$.
- La energía de Planck $E_p = m_p c^2 = 1.956 \times 10^9 \text{ J} = 1.221 \times 10^{28} \text{ eV}$.

Estas constantes, como otras, se pueden escribir en unidades naturales ($c = \hbar = 1$); el uso de este sistema de unidades trae varias ventajas. La primera y más obvia es que simplifica mucho la estructura de las ecuaciones físicas porque elimina las constantes de proporcionalidad y hace que el resultado de la ecuación sea independiente del valor de la constante. Por otro lado, es más fácil comparar los tamaños de diferentes unidades.

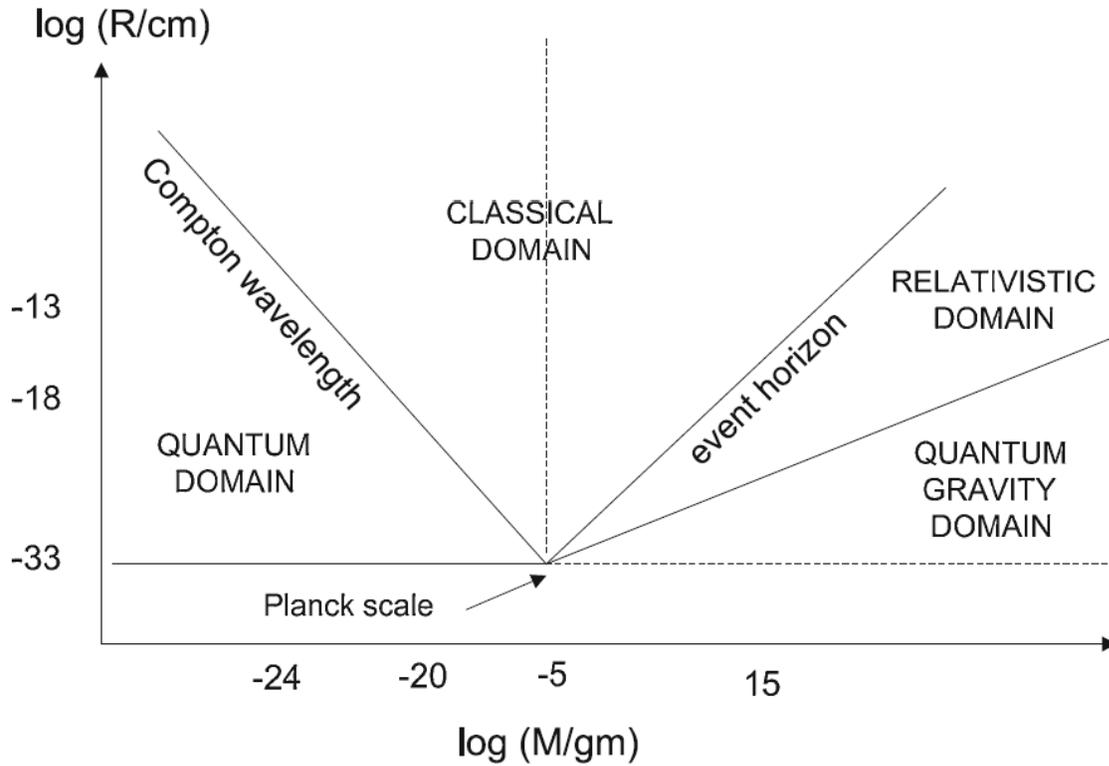


Figure 3.1: Diagrama que muestra la división del dominio en (M, R) de la mecánica clásica, teoría cuántica, RG y gravedad cuántica. Imagen de Calmet-Quantum-Black-Holes pg. 8.

Regresando con el tema de los agujeros negros podemos definir a los agujeros negros semi-clásicos; que tienen una masa 5 ó 20 veces más grande que la masa de Planck, estos objetos ya son considerados como objetos térmicos y deben de evaporarse mediante la radiación de Hawking. Está claro que hasta que no se disponga de una física más avanzada no se conseguirá explicar realmente la naturaleza de agujeros negros y unir la RG y la teoría cuántica.

3.3 Extracción de Energía de un Agujero negro

La métrica de Kerr define una región no isótropa delimitada por un horizonte de eventos y una ergósfera. La ergósfera es una región elipsoidal que rodea al agujero negro, su forma se debe a la conservación de momento angular. La ergósfera es una zona intermedia entre el exterior y el horizonte de eventos que describe una región donde la luz aún puede escapar y eso induce a la creación de fotones de altas energías. Al tener momento angular es posible extraer energía del agujero, este proceso de extracción se le conoce como mecanismo de Penrose [105]; esto es posible debido a que la energía rotacional de un agujero negro no está localizada dentro del horizonte de eventos, sino en la ergósfera. Si la materia entra a la ergósfera se puede dividir en dos: la parte A se escapa hacia el infinito y la B cae al horizonte de eventos y entrando al agujero negro. Esto hace que la parte B tenga energía y momento angular negativos⁷, esto implica que la energía para mover la materia a cualquier posición debe ser mayor que la energía en reposo y que tenga momento angular negativo significa que está girando en dirección contraria al agujero negro. Cuando la parte B cruza el horizonte de eventos, se produce una disminución en la energía y momento angular del agujero negro, y esta energía que pierde el agujero se la da a la parte A que va tener mayor energía que la partícula original al escapar de la ergósfera.

El proceso Blandford-Znajek es uno de los mejores para explicar la alimentación de los cuásares. El proceso Penrose cuenta con el campo electromagnético para extraer la energía y momento angular de un agujero negro, el campo electromagnético alrededor del agujero negro debe ser modificado por corrientes magnetosféricas, teniendo la condición que el campo eléctrico no debe difundirse. La forma más favorecida para proporcionar esto es mediante una cascada par de e^\pm creando un campo eléctrico fuerte y por siguiente una radiación saliente [70]. Como la ergósfera hace que la magnetosfera dentro de ella gire, el flujo saliente de momento angular da como resultado la extracción de energía del agujero negro ocasionando los jets de los Núcleos de las Galaxias Activas (AGN, por sus siglas en inglés). Debido a los efectos cuánticos en la electrodinámica se producen una fuerte interacción de las partículas del jet con el campo magnético, entre estos efectos se encuentra la creación de pares de electrones-positrones. En este régimen, se pueden generar múltiples pares a partir de un solo haz de electrones, siendo algunas de las partículas recién nacidas capaces de producir más pares [71].

⁷ Entonces A tiene más momento angular del que tenía el material originalmente ($A + B$) y por conservación de momento angular B debe tener momento angular “negativo” para compensar el momento angular ganado por A .

3.4 Radiación de Hawking

Durante la visita de Stephen Hawking a Moscú en 1973, los científicos soviéticos Zel-dovic y Alexiesta Robinski le demostraron que según el principio de incertidumbre de la mecánica cuántica, un agujero negro en rotación debería producir y emitir partículas [72].

En 1975 Hawking dedujo que en una zona con fuertes mareas gravitacionales, los pares de partículas virtuales⁸ pueden separarse antes de que tengan la oportunidad de aniquilarse mutuamente. Cuando sucede esto fuera del horizonte de eventos de un agujero negro, una partícula puede escapar mientras su opuesta es capturada por mismo. Posteriormente descubrió que los agujeros negros se comportan como objetos en equilibrio termodinámico radiando con una temperatura:

$$T_H = \frac{\hbar\kappa}{2\pi k_B c}, \quad (3.1)$$

donde κ es la gravedad superficial de un agujero negro estacionario y k_B es la constante de Boltzmann. En el caso particular del agujero negro de Schwarzschild, $\kappa = c^4/4GM = GM/R_s^2$ y la temperatura tomará la siguiente forma

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B GM} \approx 6.17 \times 10^{-8} \left(\frac{M_\odot}{M} \right) \text{K}. \quad (3.2)$$

Para agujeros negros con masa similar a la de la Tierra o superior es inviable observar esta temperatura, pero para un PBH es posible observar el proceso de evaporación [106]. La Ecuación 3.2 relaciona los parámetros macroscópicos del agujero negro con las cantidades termodinámicas, y juega un papel similar a la gravedad cuántica. La radiación de Hawking se deriva utilizando el límite semiclásico y la Ecuación 3.2. El agujero negro perderá masa en forma de radiación (gracias a la fuga térmica) en un proceso inestable hasta alcanzar una masa muy similar a la masa de Planck⁹. Algunas de las consecuencias de esta radiación son :

⁸ Las partículas virtuales son producidas cuando dos partículas reales interactúan y se intercambian energía y momento, además no tienen masa definida y no pueden ser detectadas directamente por instrumentos experimentales. Estas interacciones se describen mediante la emisión y absorción de partículas virtuales que median la fuerza entre las partículas reales.

⁹ La masa de Planck es un pequeño agujero negro hipotético cuyo radio de Schwarzschild es igual a la longitud de Planck.

- Los agujeros negros no son completamente negros: la radiación de Hawking implica que los agujeros negros emiten partículas y energía, por lo que no son completamente negros y se evaporan lentamente a lo largo del tiempo.
- Los agujeros negros pierden masa: la emisión de partículas por parte de los agujeros negros significa que pierden masa y energía a lo largo del tiempo, lo que tiene implicaciones importantes para la evolución y el destino final de los agujeros negros. Este régimen requiere una mejor descripción del modelo de gravedad cuántica, ya que se produce cuando la masa del agujero negro se acerca a una masa de Planck, mientras que su radio también se acercará a dos longitudes de Planck.
- Los agujeros negros tienen una temperatura: la radiación de Hawking implica que los agujeros negros tienen una temperatura, lo que los hace más parecidos a objetos térmicos que a objetos gravitatorios.
- El problema trans-Planck¹⁰ consiste en que el cálculo original de Hawking incluye partículas cuánticas cuya longitud de onda se vuelve más corta que la longitud de Planck cerca del horizonte de eventos, esto se debe a las condiciones físicas del lugar. Para una partícula emitida desde un agujero negro con una frecuencia finita, si nosotros rastreamos donde se emitió y si esta partícula fue emitida en el horizonte de eventos, se va a obtener que su frecuencia es infinita, y por tanto se va a tener una longitud de onda trans-Planck.

¹⁰ El problema llamado trans-Planck, habla sobre la aparición de cantidades más allá de la escala de Planck, lo que plantea dudas sobre la validez física de ciertos resultados en la física que conocemos.

Chapter 4

Violación del Principio de Invarianza de Lorentz

LI juega un papel muy importante en la física de partículas y en RG. En la gravedad cuántica puede modificar varios aspectos de la física y motivar la violación de la invarianza Lorentz (LIV o LV, por sus siglas en inglés) generando “nueva física”. Por facilidad utilizaremos desde aquí unidades naturales, $c, \hbar, = 1$.

LIV afecta el sector de los fotones, creando nuevos efectos medibles como la dependencia de la velocidad de la luz con la energía, radiación Cherenkov en el vacío, el decaimiento del fotón y modificaciones de algunos procesos como la producción de pares. LIV predice efectos que se pueden medir en las observaciones astrofísicas de altas energías que involucran largas distancias de propagación. Recientemente se ha retomado el interés en las pruebas LIV con astropartículas debido a la alta precisión de las nuevas mediciones. A continuación, algunas consideraciones:

- La simetría que tiene LI se puede romper espontáneamente o también de forma directa, afectando que en el vacío los fotones se muevan a una velocidad menor o mayor a la velocidad de la luz descrita por RG; haciendo que los fotones más energéticos se muevan más rápido que los fotones menos energéticos.
- La violación de la simetría de Lorentz se puede parametrizar para algunos casos por un parámetro cuyo efecto es despreciable a momentos bajos (en comparación con

mc). Tal comportamiento requiere la existencia de un marco inercial local privilegiado.

- Si existe LIV puede generar violación de la simetría CPT¹¹ (inversión de carga (C), inversión de paridad (P), y inversión temporal (T), por sus siglas en inglés) y esta violación puede generar cambios a procesos descritos en la física de partículas.

4.1 Modificación Sistemática de Relación de Dispersión

La relación de dispersión describe la influencia del medio sobre las características de las ondas que se propagan en el. La relación de dispersión relaciona la longitud de onda o el número de onda de una onda con su frecuencia

La ruptura espontánea de la simetría de Lorentz en el modelo estándar de partículas, o la introducción de un término en la Lagrangiana que indica dicha violación, cambia la relación de dispersión (MDR, por sus siglas en inglés) de las partículas. Una generalización fenomenológica de los efectos LIV introduce una función general en la conservación energía-momento, aunque existen varias formas de MDR para diferentes partículas y teorías LIV subyacentes. Algunas de ellas pueden conducir a una fenomenología similar, que es útil para las pruebas LIV en entornos extremos como escenarios de astropartículas. En esta línea de pensamiento, una familia de MDR puede abordarse mediante la siguiente expresión:

$$E_a^2 - p_a^2 = m_a^2 \pm |\delta_{a,n}| p_a^{n+2}, \quad (4.1)$$

donde a indica la especie de partícula, E es la energía de la partícula, m es la masa de la partícula y p es el momento de la partícula, $|\delta_{a,n}|$ indica los parámetros de LIV, n es el orden principal de la corrección de la teoría subyacente y \pm indica los casos superlumínico (+) y sublumínico (-). Al trabajar con fotones $m_a = 0$ y en muy altas energías ($p_a, E_a \gg m_a, p_a \approx E_a$) la Ecuación (4.1) toma la siguiente forma:

$$E_\gamma^2 - p_\gamma^2 = \pm |\delta_{a,n}| E_\gamma^{n+2}. \quad (4.2)$$

¹¹ La transformación de carga (C) implica cambiar la carga eléctrica de todas las partículas en el sistema. La transformación temporal (T) implica cambiar el sentido del tiempo en el sistema. La transformación de paridad (P) implica cambiar la orientación espacial de todas las partículas en el sistema.

Por simplicidad se puede trabajar para ciertas escalas de LIV de esta manera, $E_{LIV}^{(n)} = (\delta_{a,n})^{1/n}$, con $\delta \geq 0$. Esta sección se basa en [135].

4.2 Relevancia de las Observaciones Astrofísicas

Gracias al avance tecnológico y la construcción de nuevos observatorios la astrofísica ha alcanzado a detectar un gran número de eventos y fuentes. Las mediciones precisas de rayos cósmicos y gamma pueden servir de prueba para la física fundamental, como la búsqueda de LIV. Aunque se espera que los efectos LIV sean pequeños, las energías muy altas y las largas distancias de las fuentes astrofísicas, son ideales para la búsqueda de LIV [140].

Para la astrofísica se puede estudiar LIV mediante los siguientes procesos (nota importante no son todos los procesos que existen debido a LIV):

1. Birrefringencia¹² en el Vacío: se produce cuando las soluciones de las ecuaciones de Maxwell modificadas gracias a LIV dan lugar a velocidades que dependen de la polarización [141].
2. Cherenkov¹³ en el Vacío: bajo la influencia de un campo electromagnético intenso, las fluctuaciones cuánticas pueden polarizarse, dotando al vacío de un índice de refracción anisotrópico efectivo y permitiendo la posibilidad de la radiación Cherenkov desde el vacío cuántico [141].
3. Decaimiento de la Helicidad: cuando la dispersión del fermión depende de la helicidad, se produce el fenómeno del decaimiento de la helicidad. Una de las helicidades es inestable y decaerá en la otra a medida que la partícula se propague, emitiendo algún tipo de radiación dependiendo del proceso exacto considerado [141].

¹² La birrefringencia es una propiedad óptica de ciertos materiales que se caracteriza por la capacidad de dividir un haz de luz en dos rayos que se propagan a velocidades diferentes, lo que produce un efecto de doble refracción.

¹³ La radiación Cherenkov es un fenómeno óptico que se produce cuando una partícula cargada (como un electrón o un protón) se mueve a través de un medio a una velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese medio. Cuando esto ocurre, la partícula emite una onda electromagnética que se propaga en forma de un cono de luz, conocido como radiación Cherenkov.

4. Tiempo de Vuelo: las observaciones astrofísicas más sencillas que proporcionan restricciones interesantes sobre LIV a escala de Planck son las mediciones del tiempo de vuelo de los fotones procedentes de fuentes distantes y pueden aplicarse directamente a los modelos cinemáticos [135, 140].
5. Cambio del Umbral de Producción en Pares: el umbral nos indica la energía mínima que se necesita para que un proceso se realice. Al modificar la energía umbral se va a requerir más energía o menos energía para realizar el mismo proceso [135, 141].
6. Decaimiento del Fotón: en el modelo estándar se sabe que el fotón es estable pero al incluir LIV, a partir de cierto umbral el fotón puede decaer [135, 141].
7. División de Fotones: la idea principal de este fenómeno es que el fotón en cualquier momento se divida en varios fotones menos energéticos [135, 141].

En este trabajo sólo abarcaremos los últimos cuatro tests mencionados que son aquellos que se han investigado con HAWC.

4.2.1 Tiempo de Vuelo

En LI los fotones se propagan en el vacío a la misma velocidad independientemente de su energía. Sabemos que la relación diferencial entre el tiempo y el desplazamiento al rojo se describe de esta forma:

$$dt = -H_0^{-1} \frac{dz}{(1+z)h(z)} \quad ; \quad h(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m (1+z)^3}. \quad (4.3)$$

donde H_0 es la constante de Hubble, Ω_m es la densidad de materia y Ω_Λ es la densidad de vacío hoy en día.

Para poder determinar el retraso entre dos partículas con efectos LIV hay que empezar con la trayectoria comovil. La trayectoria comovil de una partícula se obtiene desde el Hamiltoniano y este se describe de la siguiente forma:

$$H = \frac{p}{a} \sqrt{1 - \left(\frac{p}{aE_{LIV}} \right)^n}, \quad (4.4)$$

con $a = \frac{1}{1+z}$ y z es el corrimiento al rojo. Suponiendo que la relación $v = dH/dp$ y despreciando las correcciones LIV de orden superior [107], la trayectoria comovil se ve como:

$$x(t, p) = \int_0^t \frac{1}{a(t')} \left(1 - \frac{1+n}{2} \left(\frac{p}{a(t') E_{LIV}} \right)^n \right) dt', \quad (4.5)$$

p aquí es una constante y representa el momento de hoy en día. Si la Ecuación 4.5 la rescribimos para obtener la distancia comovil de una partícula sin masa emitida a un corrimiento rojo z y viajando hasta nosotros:

$$x(z, E) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \left(1 - \frac{1+n}{2} \left(\frac{E}{E_{LIV}} \right)^n (1+z') \right) \frac{dz'}{h(z')}, \quad (4.6)$$

donde E es la energía medida del fotón. Si ahora medimos dos fotones con que son emitidos desde la misma fuente al mismo tiempo hacia la Tierra, e igualamos las dos trayectorias y tomando de nuevo sólo las correcciones LIV de orden principal se obtiene:

$$\int_{-\Delta z}^0 \frac{dz'}{h(z')} = \int_0^z \left(1 - \frac{1+n}{2} \left(\frac{E}{E_{LIV}} \right)^n (1+z') \right) \frac{dz'}{h(z')}, \quad (4.7)$$

donde $-\Delta z$ es el retraso de la partícula en cualquier corrimiento al rojo. Dado que para todos los retrasos $-\Delta z$ deben ser pequeños, se pueden despreciar las correcciones de segundo orden en z y así se logra modificar la Ecuación 4.3, esto se obtiene siguiendo los mismos paso que [107].

$$\Delta t = \frac{1+n}{2H_0} \left(\frac{\Delta E}{E_{LIV}^{(n)}} \right)^n \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{h(z')}. \quad (4.8)$$

El termino $E_{LIV}^{(n)}$ hace que la velocidad de los fotones dependan de su energía [23]-[26], generando que los fotones en el espacio viajen a velocidades distintas. Si el efecto LIV existe en los fotones emitidos por una fuente distante y con energía diferente, como estallidos de rayos gamma (GRB, por sus siglas en inglés) y AGN, deberían llegar en diferentes tiempos [27]- [30]. La Ecuación 4.8 se utiliza para objetos (o fuentes) a distancias cosmológicas como los AGN y los GRB [94]. Para observar exitosamente un efecto LIV, el retraso (con la modificación de la velocidad de la luz de los fotones) debe ser mayor al tiempo de resolución del telescopio $\Delta t_{delay} > \Delta t_{resolution}$.

4.2.2 Cambio del Umbral de Producción de Pares

“El universo es opaco a la propagación de rayos γ con energía en el rango de TeV y superior [95]. Dichos fotones son absorbidos por la producción de pares por la luz de fondo extragaláctica (EBL, por sus siglas en inglés), el efecto acumulativo de la atenuación prevé modificaciones en el espectro de una fuente [73]- [75].

La producción de pares está dada por $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$; para que este proceso se pueda realizar los fotones debe tener una energía al menos igual a la suma de las masas del electrón y el positrón (1022 keV) cumpliendo esta condición

$$s^2 = E^2 - p^2 = 2E_0E_1(1 - k_0 \cdot k_1) = (2E_{cm})^2 \geq (2m_e)^2.$$

s es la cantidad cuadrática de la energía y el momento de las dos partículas que colisionan.

En astronomía los rayos gamma (γ) que se propagan a distancias largas interactúan con fotones del fondo (γ_b) generando la producción de pares. Si se considera LIV [38]- [41] el umbral de energía¹⁴ cambiará de la siguiente forma:

$$E_{\gamma_b}^{th} = \frac{m_e^2}{E_\gamma} \mp \frac{1}{4} \delta_{\gamma,n} E_\gamma^{n+1}, \quad (4.9)$$

donde el efecto sublumínico conduce a un aumento de la energía en el umbral en esta interacción, mientras que el efecto superlumínico conduce a una disminución de la energía umbral. El efecto acumulativo de este fenómeno puede dar lugar a cambios medibles en la atenuación esperada del flujo de rayos gamma [42]- [44].

Sabemos que la atenuación se escribe de la siguiente forma $(E, z) = e^{-\tau(E,z)}$, donde τ es la opacidad descrita de la siguiente forma [108]:

$$\begin{aligned} \tau(E, z) = & \int_0^z dz' \frac{dl(z')}{dz'} \int_{-1}^1 d(\cos\varphi) \frac{1 - \cos\varphi}{2} \times \\ & \times \int_{\epsilon_{th}(E(z), \varphi)}^\infty d\epsilon n_\gamma(\epsilon(z), z) \sigma_{\gamma\gamma}(E(z), \epsilon(z), \varphi), \end{aligned} \quad (4.10)$$

¹⁴ El umbral de energía se refiere a la cantidad mínima de energía que se requiere para que ocurra un cierto fenómeno o proceso físico.

$\sigma_{\gamma\gamma}(E(z), \epsilon(z), \varphi)$ es la sección eficaz, $n_\gamma(\epsilon(z), z)$ es la densidad de fotones y $\frac{dl(z')}{dz'} = \frac{1}{H_0} \frac{1}{(1+z)h(z')}$.

Como se dijo con anterioridad al considerar LIV el umbral de energía de producción de pares cambia, y si el umbral cambia, la atenuación se modifica por un cambio en la relación de dispersión de energía [43, 46]. Dicho cambio del umbral se describe de la siguiente forma:

$$\varepsilon_{th}^{LIV} = \frac{m_e^2}{E_\gamma} \mp \frac{E_\gamma^{(n+1)}}{(E_{LIV})^n}, \quad (4.11)$$

donde ε_{th}^{LIV} es el umbral de energía de los fotones de fondo considerando LIV, E_γ es la energía de rayos gamma, E_{LIV} es la energía LIV y \mp habla sobre los efectos sublumínico y superlumínico respectivamente.” Tomado de [135].

La ecuación (4.11) es importante porque es un límite para calcular τ con efectos LIV y con eso la atenuación se modificará al grado que el efecto sublumínico predice una recuperación en los espectros a las energías más altas (vemos fotones a un redshift más grande de lo que debemos ver), mientras que el caso superlumínico tiene el efecto de reducir el flujo de rayos gamma (vemos menos fotones de los que tendríamos que ver). O también podemos entender este efecto como una modificación del camino libre medio de los fotones: para el caso sublumínico el camino libre medio es mayor mientras que en el caso superlumínico dicho camino es menor. En el Figura 4.1 podemos ver como los efectos sublumínicos y superlumínicos afectan a la atenuación.

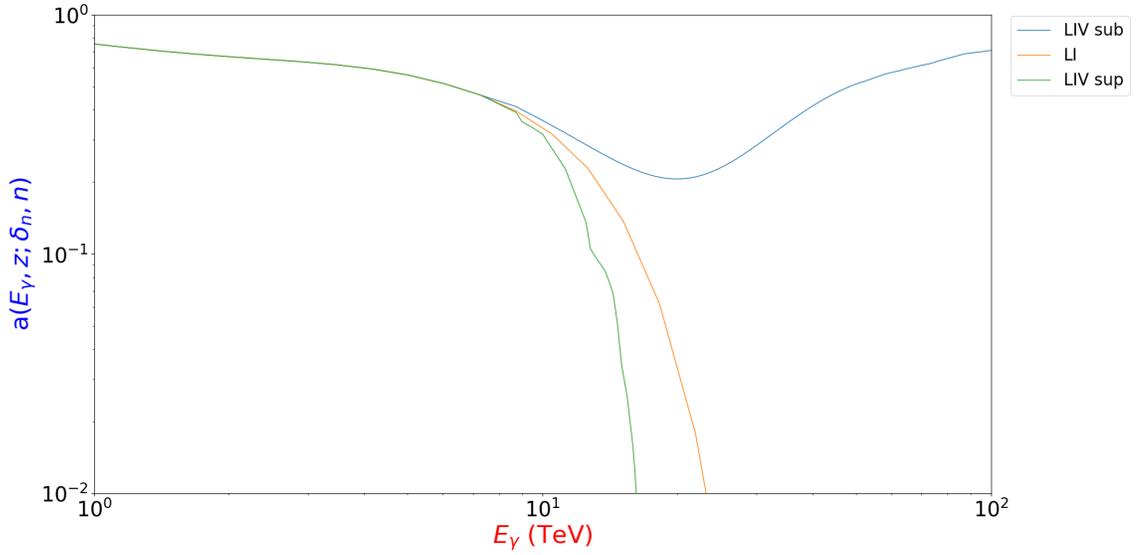


Figure 4.1: Atenuación en LI y LIV. Cuando la LIV es sublumínica vemos recuperación del flujo, mientras que el escenario superlumínico vemos una reducción del flujo de rayos gamma, utilizando los valores $z = 0.03$ y $\delta = 10^{-28} \text{ eV}^{-1}$ para obtener las gráficas.

4.2.3 Decaimiento del Fotón

Algunos procesos no pueden ocurrir en LI pero pueden ocurrir en LIV, y uno de estos procesos es el decaimiento del fotón. Este proceso está descrito como $\gamma \rightarrow l^+l^-$, donde l puede ser cualquier fermión pero lo más común es que l sea un electrón y positrón [146]. El decaimiento de fotones en un par electrón-positrón se ha estudiado en el contexto de MDR y teorías de campo efectivas, como extensiones propuestas para el modelo estándar de partículas [51, 52]. Este proceso tiene un umbral de energía que para $E_\gamma \gg m_e$ y para cualquier orden n es:

$$E_{\gamma b}^{th} = (4m_e^2 E_{LIV})^{1/(n+2)}. \quad (4.12)$$

Las tasas resultantes para el decaimiento de fotones en e^\pm crecen rápidamente con E_γ , una vez que se permite este proceso es muy rápido y efectivo [28, 29, 51, 52]. El decaimiento de fotones restringe fuertemente la posible propagación de fotones LIV a distancias muy cortas; es poco probable que un fotón LIV viaje a distancias arbitrariamente

grandes. El decaimiento de fotones cósmicos de alta energía es un test del efecto superlumínico.

4.2.4 División de Fotones

El modelo estándar especifica que un fotón no puede dividirse, pero puede interactuar con otra partícula y perder parte de su energía y así cambiar de longitud de onda. El proceso de división del fotón en LI está prohibido en el vacío por el teorema de Furry [84] pero si el fotón está en presencia de un campo magnético externo y/o plasma, la división del fotón puede proceder de la siguiente forma $\gamma \rightarrow 2\gamma$ [76]. Al trabajar con LIV este proceso prohibido puede realizarse de manera que no se necesite un campo magnético externo y se puede considerar la división de fotones de la siguiente forma, $\gamma \rightarrow N\gamma$ con $N = 2n + 1$ para poder conservar el momento angular [59]. A diferencia del decaimiento de los fotones, este proceso no tiene un umbral y su tasa depende de la energía. La probabilidad (P) de que la división de los fotones no ocurra se describe de la siguiente forma:

$$P = e^{-L_{source}/\langle L_{\gamma \rightarrow 3\gamma} \rangle}, \quad (4.13)$$

donde $L_{\langle \gamma \rightarrow 3\gamma \rangle}$ es el camino libre medio para la división de fotones [59, 60, 135] y L_{source} es la distancia de fuente, llevando a una supresión en el espectro.

Chapter 5

Fuentes Astrofísicas

La astrofísica se puede dividir en varias formas, para nuestro interés utilizaremos la clasificación galáctica y extragaláctica. Se han encontrado fuentes Glácticas y Extragaláctica que emiten en altas energías que son de alto interés para nuestro trabajo. Hay diferentes tipos de instrumentos que se pueden utilizar para medir observar fuentes astrofísicas de alta energía y algunos son los siguientes:

El instrumento Gran Telescopio de Área (LAT, por sus siglas en inglés) del telescopio Fermi sirve para detectar rayos gamma, LAT utiliza tecnología muy similar a la que se encuentra en aceleradores de partículas, en donde los fotones chocan con finas láminas de metal generando el proceso de producción de pares. Los electrones y positrones atraviesan las capas de silicio del detector provocando una ionización que produce diminutos pulsos de carga eléctrica detectables. LAT funciona haciendo mediciones de un campo de visión amplio pero no tan profundo, con un rango de 20 MeV a 300 GeV.

Otro tipo de instrumento para la detección de los rayos gamma son los Cherenkov atmosféricos que operan en el rango de energías de 0.1 – 30 TeV. Algunos de estos son los telescopios CANGAROO-III, MAGIC, HESS y VERITAS, en el cual capturan una imagen de la luz emitida por un proceso en cascada que ocurre cuando los rayos gamma de alta energía chocan con la atmósfera, creando partículas cargadas. Estas partículas cargadas, debido a su alta energía, emiten más rayos gamma mediante bremsstrahlung, lo que a su vez genera más partículas. La imagen resultante se conoce como radiación de

Cherenkov¹⁵ . La cascada inicia en la atmósfera a una altura mayor de 40 km como se muestra en la Figura 5.1, la luz Cherenkov generada por la cascada produce un destello de 5 – 20 ns en el telescopio. Una dificultad es que las cascadas generadas por hadrones son muy parecidas a las generadas por fotones. Estos telescopios tienen una gran sensibilidad, pero un campo de visión muy limitado. Red de Telescopios Cherenkov (CTA por sus siglas en inglés) es un proyecto de nueva generación que propone mejorar la sensibilidad al flujo de rayos gamma en un factor diez y será el sucesor de CANGAROO-III, MAGIC, HESS y VERITAS.

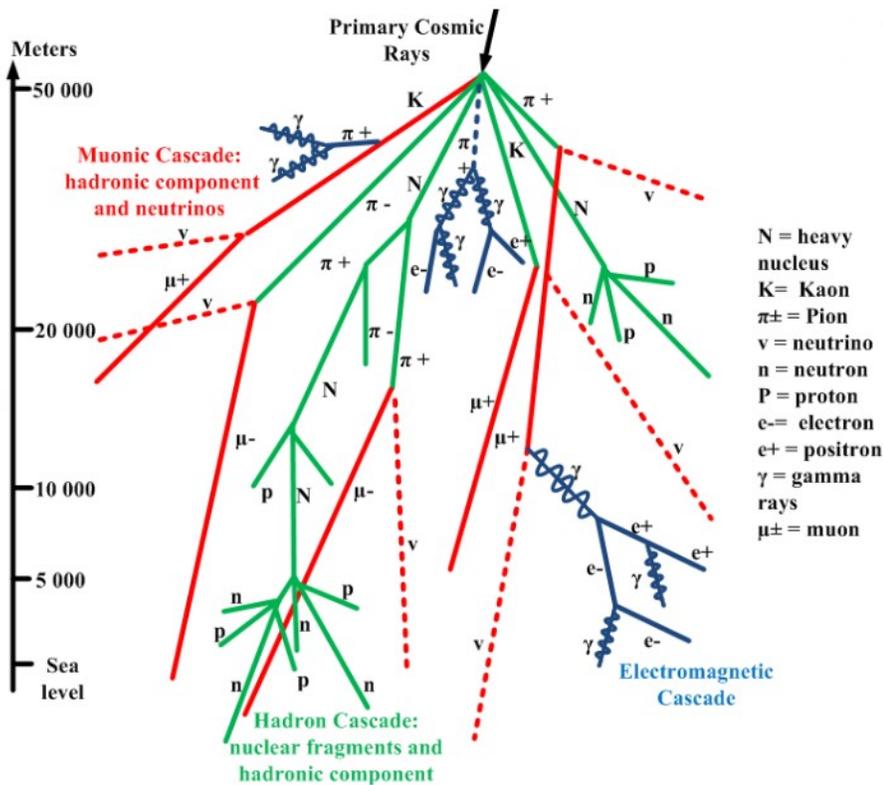


Figure 5.1: Muestra de las interacciones que se producen en un cascada atmosférica [145].

¹⁵ Es importante destacar que la radiación Cherenkov solo se produce cuando una partícula se mueve a través de un medio con una velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese medio.

Otro método de detección es utilizar detectores de superficie que pueden o no utilizar tanques de agua. Unos de estos detectores que utilizan tanques de agua son: Milagro (ya no está en operación), LHAASO y HAWC. HAWC es el sucesor de Milagro, presentando varias mejoras, como la mayor altura en la Sierra Negra¹⁶, su mayor número de detectores y su mejora en la separación entre hadrones y rayos gamma con una sensibilidad 10 veces más que Milagro. HAWC está compuesto por 300 detectores que se pueden observar en la Figura 5.2, cada detector es de 7 metros de diámetro y 5 metros de alto conteniendo 180000 litros de agua pura. Dentro de cada contenedor hay cuatro tubos fotomultiplicadores sensibles al tenue destello Cherenkov que emiten las partículas con carga producidas por una cascada atmosférica al pasar por el agua. Con la ayuda de los 1200 fotomultiplicadores se logra reconstruir la dirección de propagación de cada cascada detectada e inferir la dirección de los rayos gamma. HAWC opera de forma continua las 24 horas cada día, teniendo un amplio campo de visión del cielo y opera en el rango de 0.1 – 100 TeV

¹⁶ La altura es un factor importante a considerar al ubicar telescopios Cherenkov, ya que la eficiencia y la calidad de la detección de la radiación de Cherenkov pueden verse significativamente mejoradas al ubicarlos en lugares elevados, como en la cima de montañas o en plataformas suspendidas en el aire.

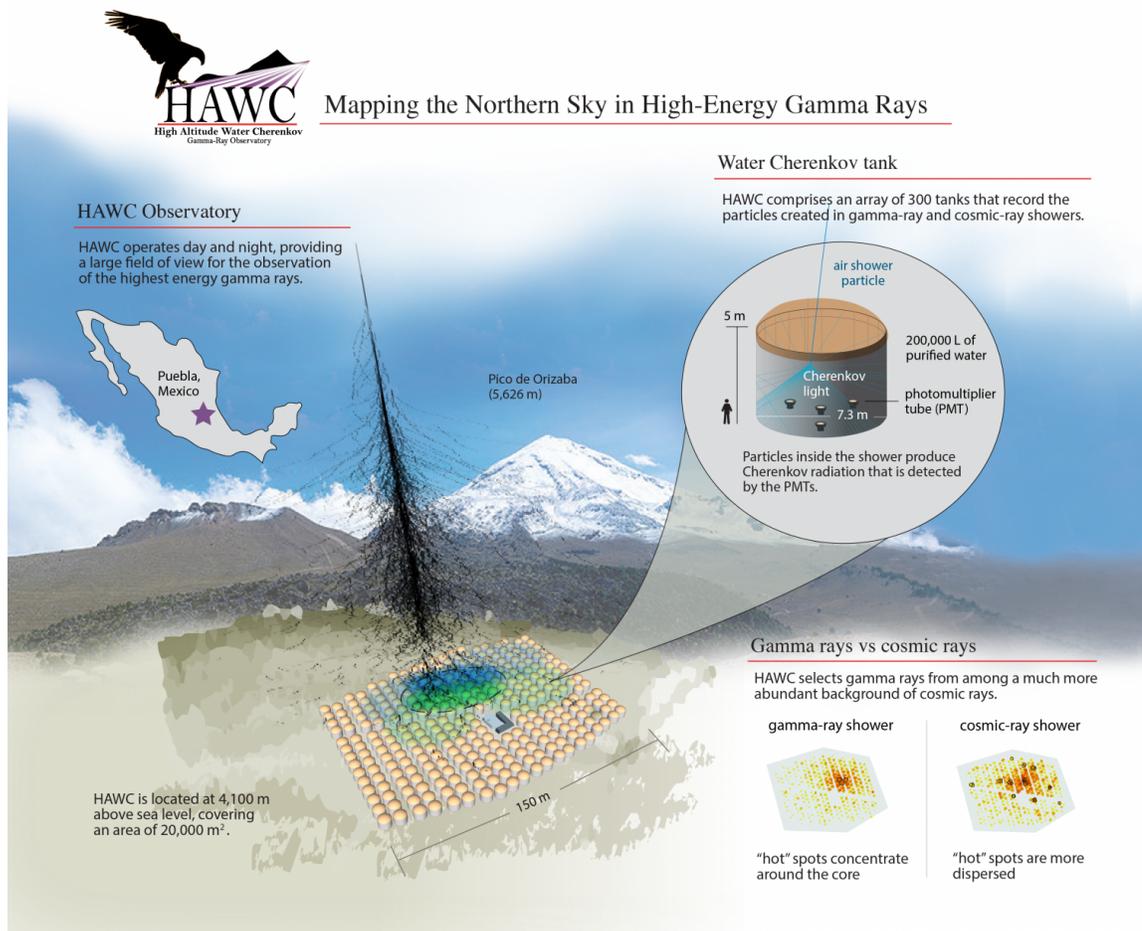


Figure 5.2: Ilustración de cómo el observatorio HAWC captura los datos de los rayos gamma y los rayos cósmicos entrantes, donde se encuentra y como son detectores. Crédito: Sílvia Bravo Gallart / Centro de Astrofísica de Partículas IceCube de Wisconsin (WIPAC)

5.1 Fuentes Observables en la Galaxia

La evolución de una estrella masiva sigue un curso significativamente diferente al de las estrellas de menor masa. Una de las diferencias es que el peso de las capas exteriores es suficiente para contraer y calentar el núcleo de carbono hasta lograr su fusión en oxígeno,

neón y magnesio. Una vez que se agota el combustible al convertir el material ligero del núcleo en elementos más pesados, este se volverá a contraer hasta alcanzar una temperatura suficientemente alta para fusionar generando elementos como: silicio, azufre, calcio, argón. Este proceso se repite hasta formar un núcleo de hierro, a partir del cual no se puede obtener energía mediante fusiones nucleares. Todo esto está descrito en los procesos r, s y p [116].

En su última etapa de la evolución de una estrella masiva se puede ver como un núcleo de hierro y rodeado de cascarones de los elementos más ligeros. Esta energía liberada gracias a los procesos r, s y p es la que mantiene la presión exterior en el núcleo para que la estrella no se colapse. Todos los cascarones más pequeños empiezan a producir energía haciéndolos crecer y llegará un punto que el núcleo de hierro que es estable empieza absorber la energía liberada por los otros cascarones generando una inestabilidad y consiguente colapsando sobre ella misma [110]. Este colapso genera una supernova (utilizaremos SN para referirnos a una supernova) que puede ser extremadamente brillante, expulsando gases y elementos pesados añadiéndolos al medio interestelar [111].

5.1.1 Supernova y Nebulosa de Viento de Pulsar

Una SN genera un frente de choque dejando en el centro un pulsar. Un pulsar es una estrella de neutrones altamente magnetizada y altamente compacta que gira a una velocidad muy alta y emite pulsos regulares de radiación electromagnética, nos vamos a enfocar en este trabajo las SNs con un pulsar en su interior. El destello de la SN puede durar varias semanas a varios meses. Parte de la energía de la SN se manifiesta por la expansión de la materia generando rayos cósmicos (solo una pequeña fracción de la energía) y la otra parte de la energía es debida al pulsar. En 1949 Fermi propuso un modelo conocido como el “Mecanismo de Fermi de segundo orden” para nubes moleculares. Este mecanismo se genera mediante espejos magnéticos partículas de altas energías, son dispositivos que utilizan campos magnéticos para desviar la trayectoria de partículas cargadas, como protones, electrones y positrones, y así separarlas en función de su energía, que siguen una ley de potencia. Este mecanismo funciona mucho mejor en frentes de onda cuando se expanden a través del espacio y obtiene el nombre de “Mecanismo de Fermi de primer orden”.

A partir de lo propuesto por Fermi las remanentes de supernova (SNRs por sus siglas en inglés) han sido considerados la principal fuente de rayos cósmicos en la Vía Láctea y

pueden producir rayos cósmicos de 10^{15} eV gracias a los frentes de choque. Las observaciones de SNRs como SN 1006 han demostrado radiación de sincrotrón es consistente con la creación de rayos cósmicos [96]. Para energías superiores aproximadamente de 10^{18} eV es improbable que una SNR pueda cumplir con el tamaño o el campo magnético para generar esa energía. Con el avance de la tecnología se podrá entender cómo se originan estos rayos cósmicos muy energéticos.

Cuando la expansión de la supernova deja un pulsar en el centro, este pulsar genera un viento formando un tipo de nebulosa. Este objeto se conoce como Nebulosa de Viento de Pulsar (PWN, por sus siglas en inglés). Los vientos de los pulsares están compuestos por plasma que es acelerado a velocidades relativistas por los campos magnéticos de rápida rotación del pulsar. El viento del pulsar a menudo fluye hacia el medio interestelar creando una onda de choque estacionaria llamada “wind termination shock”, donde el viento desacelera a una velocidad sub-relativista y en estas regiones predomina la radiación sincrotrón y Compton inverso [112].

La PWN permanece centrado en el púlsar y desde el punto de vista de la observación, esperamos ver una SNR en rápida expansión razonablemente simétrica alrededor del centro [113]. Las características generales del PWN son básicamente dictadas por la física del viento del pulsar [114]:

- El viento del pulsar se compone predominantemente de e^\pm , quizá con alguna mezcla de iones. El contenido de pares del PWN sugiere que la densidad del viento es bastante alta, más que suficiente para asegurar que el viento pueda ser descrito como un flujo magnetohidrodinámico (MHD, por sus siglas en inglés).
- El viento está fuertemente magnetizado; la mayor parte de la energía se transfiere, al menos inicialmente, como flujo de Poynting.
- Una magnetosfera en rotación produce campos electromagnéticos variables que se propagan en el viento como ondas MHD.

Las PWNs son muy útiles para estudiar la interacción de los pulsares con su entorno circundante: sus características ayudan a inferir la geometría, la energía y la composición de los vientos de los pulsares y algunos ejemplares de PWN son: la Nebulosa del Cangrejo y PSR B0833-45 [112, 117]. HAWC a detectado varias PWNs como 1HWC J1857+023,

1HWC J1825–133, HAWC J1826-128 y la Nebulosa del Cangrejo [121, 122].

En 2017 HAWC identificó nuevas fuentes de rayos gamma que posteriormente se llamaron TeV Halos e interpretaron su emisión como resultado de la interacción de electrones y positrones, emitidos por un pulsar, con el campo de radiación interestelar. La emisión de rayos gamma proviene de:

1. las interacciones hadrónicas de protones de alta energía con el gas contenido en el SNR (aún no está claro si hay esta interacción).
2. las interacciones leptónicas de pares e^\pm acelerados en el choque de terminación de la PWN.
3. la emisión leptónica de pares e^\pm que se difunden a través del halo de TeV más amplio.

Estos objetos se pueden entender como: una difusión de e^\pm al perderse la PWN e incorporarse al Medio Interestelar (el coeficiente de difusión es más grande del Medio Interestelar, aparentando que se difunde más rápido) [115], podemos decir que los TeV Halos son objetos viejos y brillan en TeV por Compton inverso [92].

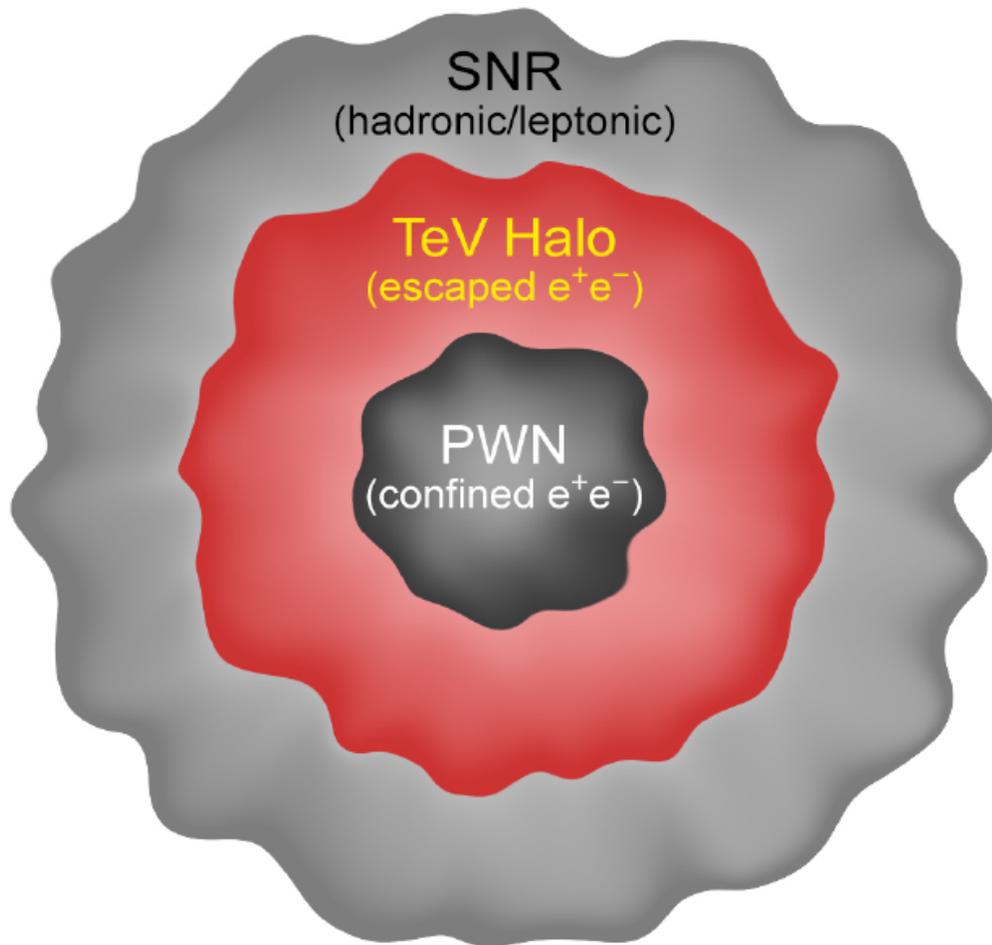


Figure 5.3: Ilustración de la relación que existe entre un TeV Halo con PWN y SNR. La formación de un TeV Halo puede tardar y cuando se logre formar, es posible que la SNR ya no exista para ese entonces. Imagen obtenida de [92].

5.1.2 Formación Estelar

La formación de estrellas se da por el colapso gravitacional dentro de las nubes moleculares gigantes [97,98]. Aunque los entornos de formación de estrellas son termodinámicamente

fríos, existe una importante emisión de rayos X. En las estrellas en la pre-secuencia principal de baja masa, los rayos X son producidos por violentas erupciones de reconexión magnética. En las estrellas de alta masa, los rayos X se producen por choques de viento tanto a escala estelar como de parsecs. Algunas observaciones de entornos de formación estelar masiva como M 17, la nebulosa de Carina y 30 Doradus muestran emisión de rayos X [85].

Cygnus Cocoon o IC 5146, detectada por el telescopio espacial de rayos gamma Fermi-LAT y HAWC, es una región de formación estelar que logra emitir tanto rayos X y γ que son originados por los frentes de ionización alimentados por las numerosas estrellas OB de esa región. Se encuentran más de 50 estrellas de tipo O y cientos de estrellas de tipo B, estas estrellas se formaron hace aproximadamente 5 millones de años y en conjunto equivalen a 30000 masas solares. Esta región se ha observado que emite rayos gamma de energías mayores 200 TeV requiriendo rayos cósmicos más allá de 1 PeV. Es la primera evidencia de que la formación de estrellas produce rayos cósmicos de muy alta energía [77], eso hace que esta región sea muy interesante estudiarla.

5.2 Fuentes Extragalácticas

5.2.1 Galaxias Activas

Un AGN es un tipo de galaxia que presenta una fuente de energía extremadamente brillante y compacta en su centro, alimentada por un agujero negro supermasivo [80]. La estructura de una AGN está compuesta por:

- Un agujero negro central supermasivo con una masa entre 10^6 y 10^9 masas solares.
- Un disco de acreción en el que la materia se canaliza hacia el agujero negro.
- Región de líneas anchas que son nubes de gas denso moviéndose a gran velocidad ($\sim 10^4$ km/s) en las regiones cercanas (< 1 pc) al agujero negro.
- Región de líneas estrechas: nubes de gas menos denso moviéndose a menores velocidades ($10^2 - 10^3$ km/s) en regiones más lejanas (a varios pc).
- Toroide de gas y polvo de radio interno ~ 1 pc y externo de 50 – 100 pc.

- Chorros de partículas relativistas (radiación sincrotrón) con tamaños hasta de 10^6 pc.

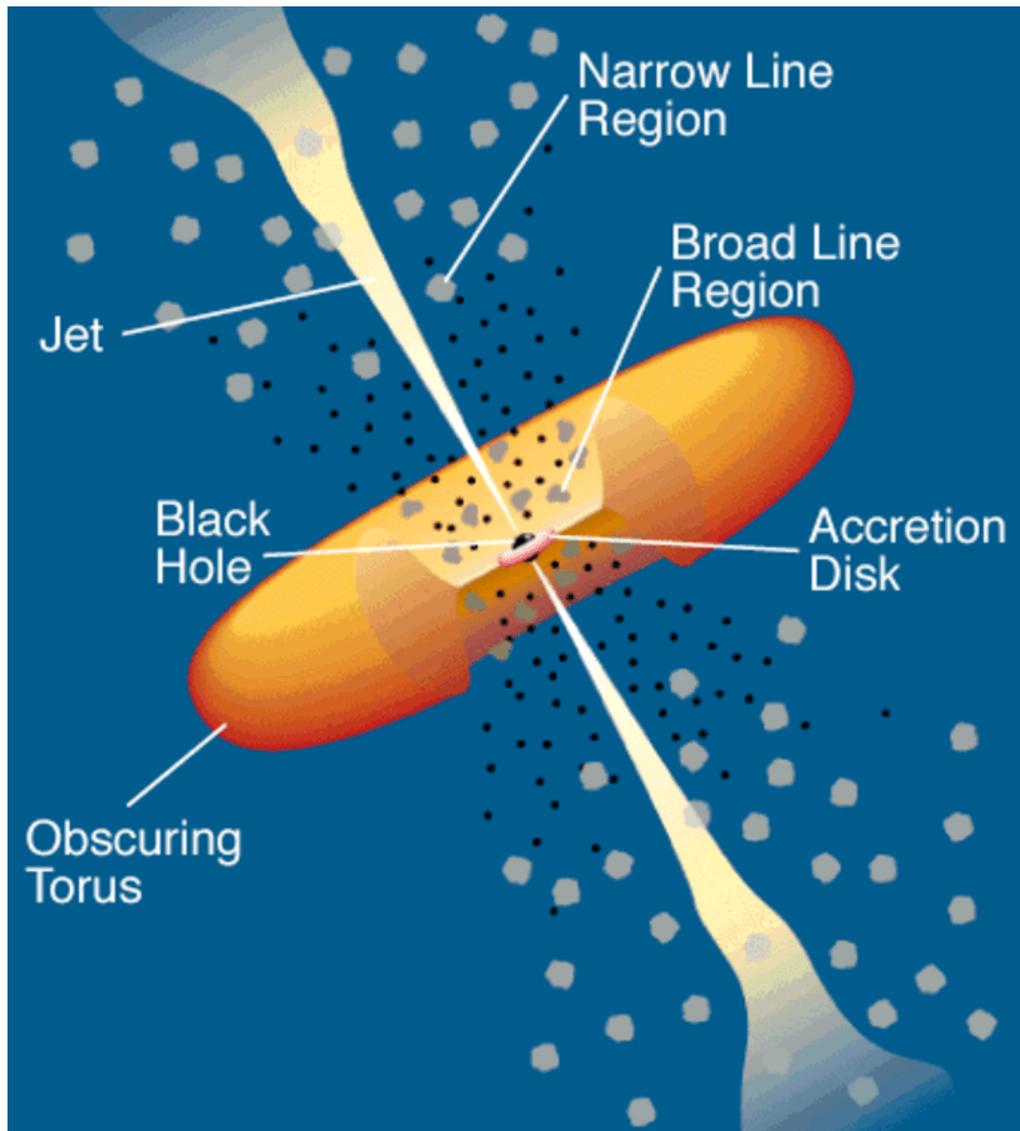


Figure 5.4: Presentación ilustrativa de un AGN donde se muestran sus componentes. Figura sacada de https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html

En la Figura 5.4 se ilustran las características de un AGN y los cuales se pueden clasificar observacionalmente como:

- **GALAXIAS STARBURST.** Son galaxias en las que se están formando un gran número de estrellas que al morir estallan en supernovas. Este nivel inusualmente alto de formación estelar puede estar relacionado con un núcleo de galaxia activo.
- **Radiogalaxias.** Las radiogalaxias generalmente se asocian con galaxias de tipo E¹⁶ con núcleos activos. Emiten en longitudes de onda de radio y algunos pueden ser relativamente débiles. Suelen ser galaxias que se extienden sobre grandes áreas del espacio. Tienen un núcleo brillante, generalmente rodeado por dos chorros de partículas grandes. Además, en muchos de ellos se ha detectado radiación de sincrotrón.
- **Quasares.** Los cuásares consisten en un núcleo no resuelto muy brillante con fuertes líneas de emisión anchas y estrechas. A pesar de su extrema luminosidad, los cuásares son objetos muy pequeños y compactos. Debido a su gran distancia, su estudio es importante proporcionan información sobre la evolución de las galaxias y del universo en su conjunto.
- **Galaxia Seyfert.** Las galaxias Seyfert son uno de los dos grupos más grandes de galaxias activas, junto con los cuásares. Tienen núcleos similares a cuásares (fuentes de radiación electromagnética muy brillantes, distantes y brillantes), superficies muy brillantes y sus espectros muestran fuertes líneas de emisión altamente ionizadas, pero a diferencia de los cuásares, sus galaxias anfitrionas pueden detectarse claramente.
- **Blazares.** Un blazar es una fuente de energía muy compacta y variable relacionada con el agujero negro en el centro de la galaxia anfitriona. Los blazares son uno de los fenómenos más violentos del universo que se caracteriza por tener chorros relativistas. El chorro se forma por un fuerte campo magnético o un fuerte viento proveniente del disco de acreción. Dentro del chorro, los fotones y las partículas de alta energía interactúan entre sí y con el campo magnético, generando que estos chorros relativistas pueden extenderse desde el agujero negro hasta decenas de parsecs.

Teóricamente son el mismo objeto alejando que los vemos diferentes según el ángulo de la línea de visión [81]:

¹⁶ Las galaxias de tipo E (también conocidas como galaxias elípticas) son un tipo de galaxias caracterizadas por tener una forma elíptica, en contraste con las galaxias espirales que tienen una forma más plana y discoidal.

- AGN radio-emisores (chorro activo):
 1. Si el toroide oculta la región interna vemos una radiogalaxia (con líneas estrechas).
 2. Si se observa en la dirección del chorro es un blázar.
 3. En ángulos intermedios se verá un cuásar (radio-loud) y también radiogalaxias con líneas anchas.

- AGN sin emisión de radio (sin chorro):
 1. Si no vemos el toroide en nuestra visión observaremos una seyfert 2.
 2. En otra dirección del campo de visión vamos a ver una seyfert 1 (baja luminosidad) o un cuásar (radio-quiet) (alta luminosidad).

La energía de una AGN es producida debido a la materia (gas y polvo) que es atraída por un agujero negro supermasivo y debido a la conservación del momento angular, la materia forma un disco de acreción. La acreción es un proceso muy eficiente para convertir materia en energía con una eficiencia veinte veces mayor que la fusión nuclear [82].

El espectro típico del disco de acreción de un AGN tiene un pico entre el ultravioleta y rayos X suaves. Sobre el disco de acreción se formará una corona de materia caliente y dispersará los fotones de rayos X debido al Compton inverso. El gas interestelar y el polvo cerca del disco de acreción pueden oscurecer una gran parte de la radiación que viene del AGN, pero (en condiciones de estado estacionario) se volverá a irradiar en alguna otra banda, como la banda infrarroja. Algunos discos de acreción producen chorros de alta velocidad opuestos entre sí. El flujo de materia emite radiación no térmica, térmica y procesos hadrónicos por lo cual podemos ver emisión en todas las bandas [82]

Hoy en día se cree que los agujeros negros supermasivos existen en los centros de la mayoría de las galaxias. Cuando el agujero negro agote el gas y polvo de la galaxia dejará de liberar energía y se transformará en una galaxia inactiva. Este modelo está respaldado por agujeros negros supermasivos tanto en la Vía Láctea como en otras galaxias cercanas que parecen estar inactivas. Este modelo también explica el hecho de que los cuásares eran más frecuentes en el universo temprano [128].

5.2.2 Estallidos de Rayos Gamma

Un estallido de rayos gamma (GRB, por sus siglas en inglés) es un destello de rayos gamma asociados con explosiones de muy alta energía. La duración de este fenómeno varía entre unos pocos milisegundos hasta varias horas, y son los eventos más luminosos que se pueden observar. Cualquier modelo de emisión de GRB debe explicar el proceso de emisión, espectros y otras características observadas, y debe explicar la eficiencia energética extrema inferida. El mayor desafío aún por superar es que algunas GRBs pueden convertir hasta la mitad (o más) de la energía de la explosión en rayos gamma [78].

Las observaciones del evento GRB 080319B indican que, en algunos casos, el efecto “Synchrotron self-Compton” es un proceso en el que los electrones relativistas en un objeto astrofísico, como un AGN o un púlsar, emiten radiación sincrotrón a medida que se mueven en el campo magnético. Algunos de estos fotones de baja energía pueden interactuar con los mismos electrones para producir fotones de alta energía a través del proceso de Compton inverso. Este proceso puede conducir a la producción de rayos X y γ [79].

Toda la energía liberada por la explosión interactúa con el gas interestelar cercano creando una onda de choque relativista que se propaga en el espacio. Existe una segunda onda de choque, conocida como choque inverso. Los electrones extremadamente energéticos son acelerados por fuertes campos magnéticos locales generando emisión sincrotrón que es la mayor parte del espectro electromagnético del GRB [99, 100]. Este modelo ha sido exitoso al lograr modelar el comportamiento de varios GRBs que pueden ser detectados horas a días después de la explosión. Los GRBs se pueden catalogar en cortos y largos:

Estallidos de Rayos Gamma Cortos

Los GRB de corta duración son aquellos que duran a lo mucho dos segundos y la media es de 0.2 segundos. Se han asociado a regiones de escasa o nula formación estelar, como las grandes galaxias elípticas o las regiones centrales de los grandes cúmulos de galaxias [86]. Los posibles escenarios de formación de los GRBs cortos son: la fusión de estrellas binarias de neutrones, la fusión de un agujero negro con una estrella de neutrones [87, 88, 118]. La detección del GRB corto 170817A fue importante en la astronomía, ya que permitió a los astrónomos confirmar que las fusiones de estrellas de neutrones son una fuente importante de los GRB cortos [89].

Estallidos de Rayos Gamma Largos

La mayoría de los GRBs observados tienen una duración superior a dos segundos y se les llama GRBs de larga duración. Estos eventos constituyen la mayoría de la población de GRB y tienden a ser más brillantes, por obvias razones se han podido observar con mayor detalle que los GRBs cortos. Casi todos los GRBs de larga duración que están muy bien estudiados y se han vinculado a las galaxias con formación estelar rápida. La observación de GRB largos a alto corrimiento al rojo ha llevado al descubrimiento de nuevas poblaciones de galaxias, como las galaxias con formación estelar intensa (conocidas como galaxias submilimétricas), que pueden albergar agujeros negros supermasivos y ser el hogar de algunos de los eventos más energéticos en el universo. [90,91].

5.3 Agujeros Negros Primordiales

Un PBH es un objeto teórico que se forma por la extrema densidad del universo temprano diferenciándose de los agujeros negros que se forman por el colapso de una estrella masiva. Los PBHs no se han logrado observar, HAWC es un gran candidato para su búsqueda, y de observarse, se tendrá evidencia de que la radiación de Hawking es verdadera. Se cree que los PBHs de masa microscópica podrían estar emitiendo radiación de Hawking actualmente, pero esta radiación sería extremadamente débil y difícil de detectar. Los PBH más grandes, por otro lado, emitirían radiación de manera más intensa y podrían ser detectados mediante técnicas de observación astronómica.

La radiación de Hawking no es un fenómeno LIV aunque su estudio nos dará un pilar para la gravedad cuántica.

Algunos escenarios de la formación de PBH son:

1. Colapso de bucles cósmicos: Los bucles se auto interceptan formando los agujeros negros [69].
2. Colapso de muros de dominio: Una variación en una de las transiciones del universo temprano puede hacer que haya un colapso en la región formando los PBHs [69].

Los PBHs se pueden dividir acuerdo a su evaporación (relacionada con su masa $M \sim \frac{c^3 t}{G} \sim 10^{15} \left(\frac{t}{10^{-23}s} \right) g$ descrita en el Capítulo 3.

1. $M > 10^{15}g$: Estos PBHs han logrado sobrevivir y una de las hipótesis de la formación de agujeros negros que existen en el centro de las galaxias son los PBHs [123].
2. $M < 10^{15}g$: Con esta masa los PBHs se evaporaron en el universo temprano o posteriormente, y se tiene la creencia que estos PBHs pudieron haber modificado la formación actual del universo [124].
3. $M \sim 10^{15}g$: Con esta masa los PBHs hoy en día se estarán evaporando, se cree que estos PBHs apenas se están evaporándose y pueden ser observados, además uno esperaría que algunos de ellos se hayan agrupado dentro del halo galáctico [125, 126].

Las características del universo actual hacen que la formación de agujeros negros solo sea por evolución estelar, siendo imposibles que se formen agujeros negros de masa solar o menor como la masa de los PBHs. Los PBHs son evaporados por la radiación de Hawking, además los rayos gamma producidos por la evaporación de PBH se utilizan como hipótesis para encontrarlos, recordando que estos objetos son propuestos por la gravedad cuántica.

Chapter 6

Análisis y Resultados

A continuación se presentarán algunos resultados previos de los tests descritos en el capítulo 5 y posteriormente se describirá nuestro trabajo sobre estos.

6.1 Resultados de Fuentes Astrofísicas en trabajos anteriores

6.1.1 Resultados de Agujeros Negros Primordiales

Los PBHs se han intentado observar mediante varios experimentos:

- El telescopio espacial de rayos gamma Fermi-LAT pone un límite superior de $7200 \text{ pc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (se refiere al número máximo de PBHs que pueden existir en el universo) en un escaneo en todo su campo de visión por cuatro años y utilizando cinco rangos de energías (0.1 – 0.3, 0.3 – 1, 1 – 3, 3 – 10, 10 – 100 GeV). [144]
- Con la base de datos del telescopio Cherenkov VERITAS se intento buscar destellos de PBHs de 30 s fijando un límite superior de $22000 \text{ pc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. Su búsqueda de PHBs fue de cuatro rangos de energías (0.08 – 0.32, 0.32 – 0.5, 0.5 – 1, 1 – 50, TeV) [127].

- El telescopio Cherenkov HESS llevó a cabo una búsqueda de PBHs con una duración de destellos de 30 s, estableciendo un límite superior en la tasa de PBHs de $14000 \text{ pc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. Sin embargo, su modelo de búsqueda de PBHs solo es efectivo para energías superiores a 200 GeV [103].
- El límite superior de $36000 \text{ pc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ en la tasa de PBHs en el rango de energía de 50 GeV a 100 TeV se refiere a la tasa máxima de PBHs que Milagro podría haber detectado en ese rango de energía. Este límite se estableció utilizando los datos recopilados por el observatorio de rayos gamma Milagro, que fueron analizados para buscar destellos de rayos gamma de alta energía con duraciones cortas, lo que permite establecer una tasa límite en la cantidad de PBHs en esa energía. Tanto HAWC y Milagro trabajan de forma similar pero la ventaja que tiene HAWC sobre Milagro es su sensibilidad y mejor respuesta [101].

En ninguno de los trabajos descritos anteriormente se logró PBHs en un rango de energía que va desde 0.1 GeV hasta 100 TeV.

Con HAWC [66] se buscaron destellos de PBHs con una duración de 0.2, 1, 10 s logrando fijar límites superiores de 3300, 3500, 3400 $\text{pc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ respectivamente, y haciendo uso de 3 años de datos. La confiabilidad de estos resultados es del 99% y depende tanto de la sensibilidad de HAWC como del método utilizado. La duración del destello es un parámetro de búsqueda (el intervalo de tiempo que se buscó) y no es un parámetro físico (no es la duración real de un PBH). Hasta el momento, no se ha encontrado evidencia que sugiera la existencia de PBHs.

6.1.2 Tiempo de Vuelo

“Se ha trabajado con el primer y segundo grado $n = 1, 2$ de LIV tanto para los efectos superlumínico y sublumínico fijando límites para la estudiando el pulsar de la Nebulosa del Cangrejo [129]- [134], Mrk 501 [34], varios GRBs [35]- [37] y en específico el GRB 090510 [31]. Es común en estos estudios suponer que los fotones observados se emitieron simultáneamente desde la fuente y que los retrasos del tiempo son debidos a los efectos LIV. Estudios recientes LIV centrados en AGNs [32] y GRBs [33] señalan que el retraso de tiempo intrínseco es significativo y debe ser considerado en un análisis LIV.” Tomado de la sección 3 de [135].

6.1.3 Producción de Pares

“Para el cambio del umbral de producción de pares se quiere utilizar el CTA (Red de Telescopios Cherenkov) para probar este test gracias a su gran capacidad de detectar rayos gamma con energías, que van desde aproximadamente 20 GeV a más de 300 TeV, con una precisión sin precedentes en energía y reconstrucción direccional [47]. Esto generará una oportunidad incomparable para esta y otras pruebas LIV [48]. Los resultados preliminares de las simulaciones de observaciones de CTA de los espectros de Mrk 501 y 1ES 0229 + 209 han demostrado que CTA será sensible a este tipo de efectos con al menos E_{Pl} (energía escala de Planck) para el coeficiente lineal LIV [49,50].” Tomado de la sección 4 párrafo 8 de [135].

6.1.4 Decaimiento del Fotón

“Existen límites para el escenario $n = 1$ considerando fotones de ~ 20 TeV de la Nebulosa del Cangrejo [51], mientras utilizando el telescopio cherenkov atmosférico CANGAROO se considera fotones de ≥ 50 TeV [143] y también considera que Mkr 501 puede ser un candidato para este test [45, 53]. El fuerte efecto del decaimiento de los fotones conduciría a un corte duro a las altas energías de los fotones en los espectros astrofísicos de una fuente. Los resultados recientes de las energías de rayos gamma por encima de 100 TeV por el observatorio HAWC [54, 55], junto con la búsqueda dedicada de tal corte en diferentes espectros, dan como resultado unas restricciones estrictas para los fotones del Cangrejo y otras tres fuentes galácticas [56]- [58]. ” Tomado de la sección 5 párrafo 4 de [135].

6.1.5 División del Fotón

“Utilizando la medición de 75 TeV por HEGRA y aplicando el parámetro LIV descrito en [59] encontraron que para esa energía y en adelante debe de haber un corte abrupto debido a la división del fotón. El grupo de Tíbet gamma puso un límite al efecto de la división de fotón mientras se utilizó el Tíbet para imponer límites al efecto [60]. La búsqueda dedicada de tal suceso en los espectros por parte de HAWC mejoró estos límites utilizando los resultados de eHWC J1825-134 [56]. ” Tomado de la sección 6 párrafo 3

de [135].

6.2 Análisis de Test LIV

6.2.1 Tiempo de Vuelo

Este método sigue teniendo el problema de requerir dos eventos emitidos simultáneamente y que la fuente pueda emitir en un rango amplio de energías. Despejando E_{LIV} de la Ecuación 4.8 para poder encontrar buscar efectos LIV por la escala de Planck con diferentes Δt :

$$E_{LIV}^{(n)} = \frac{1+n}{2H_0} \frac{(\Delta E)^n}{\Delta t} \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{h(z')}. \quad (6.1)$$

Nuestro objetivo es buscar E_{LIV} con diferentes Δt y ΔE que sea de la misma escala de Planck para diferentes objetos que se muestran en la Tabla 6.1, estos objetos se escogieron por estas razones:

1. Se necesita conocer el corrimiento al rojo para poder utilizar la Ecuación 6.1.
2. Conocer la energía observada de los GRBs.
3. Los GRBs tuvieron que ser medidos desde el inicio de la operación del Observatorio HAWC hasta la fecha actual.
4. Verificar si realmente los GRBs están en el campo de visión de HAWC.

Nombre	z	T_{90} (s)	E_{max}	RA	δ	θ
GRB 130427A	0.34	138.24	94 GeV	173.14	27.73	58.46
GRB 130702A	0.14	58.88	1.7 GeV	216.39	16.15	28.99
GRB 160623A	0.36	13.5	18.2 GeV	315.24	42.27	58.44
GRB 200412B	0.3	6.1	1.1 GeV	297.36	64.88*	49.09
GRB 210704A	0.11	4.7	16 GeV	159.84	59.02	47.47

Table 6.1: Objetos que se utilizaron para poder verificar y comparar si es posible medir LIV. Los valores de z y T_{90} se obtuvieron de [64, 65], E_{max} es la energía máxima que se ha medido estos en GRBs [65, 118], posteriormente se muestran las coordenadas de los GRBs. En la última columna se tiene la distancia del cenit en grados con respecto a la visión de HAWC al momento de que ocurrió el GRB. * objeto que apenas se podrían ver con HAWC.

Utilizando la Ecuación 6.1 con $\Delta t = 10^0, 10^1, 10^2, 10^3$ s, suponiendo que los GRBs hubiesen sido detectados con las siguientes $\Delta E = 1, 3, 10, 30$ TeV y el ángulo de observación sea el optimo, se lograron calcular diferentes E_{LIV} para diferentes grados LIV.

Violación de la Invarianza de Lorentz Grado 1

Trabajando con $n = 1$ en la Ecuación 6.1 podemos encontrar varias E_{LIV} y algunas de ellas rondan por la energía de Planck. Estas E_{LIV} se pueden observar en la Figura 6.1.

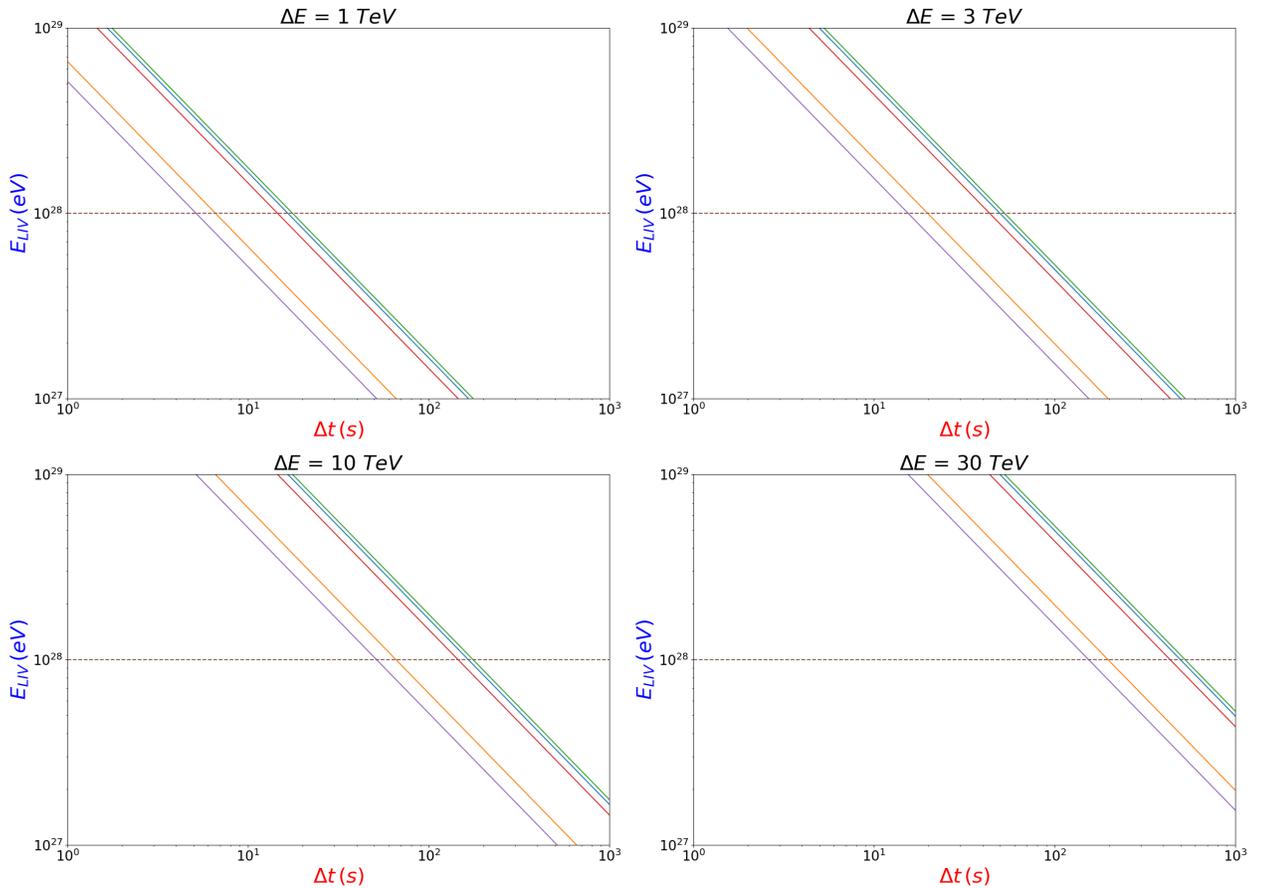


Figure 6.1: Gráfica comparativa de la búsqueda de energía LIV mediante el método de tiempo de vuelo. La línea verde representa a GRB 130427A, la naranja a GRB 130702A, la azul a GRB 160623A, la roja a GRB 200412B y la morada a GRB 210704A. Mientras que la línea café punteada representa la energía de Planck a 10^{28} eV y los dos ejes en base logarítmica

En la Figura 6.1, se puede observar que ΔE desempeña un papel crucial en el comportamiento de Δt cuando buscamos detectar efectos de violación de la invariancia de Lorentz (LIV) a escalas cercanas a la escala de Planck. Si ΔE es mayor, Δt aumenta, lo que nos permite abarcar un rango más amplio de energías, incluyendo la energía de Planck. Esto implica que cuanto mayor sea ΔE , tendremos una mayor probabilidad de detectar fotones y, por lo tanto, una mayor posibilidad de medir los efectos de LIV.

Sin embargo, es importante considerar que existe un límite en el tamaño de Δt , es-

pecíficamente cuando se cumple la relación $\Delta t_{delay} > \Delta t_{resolution}$, que es necesaria para observar exitosamente un efecto de LIV. Es decir, Δt_{delay} , el retraso en la llegada de los fotones debido a la LIV, debe ser lo suficientemente grande en comparación con $\Delta t_{resolution}$, la resolución temporal del detector, para que se pueda distinguir claramente el efecto buscado.

Otro aspecto importante en nuestro cálculo es tomar como referencia la energía de Planck, ya que nos brinda una guía para la búsqueda de efectos de LIV. Sin embargo, es esencial tener en cuenta que los efectos de LIV podrían ocurrir a órdenes de magnitud superiores o inferiores a esta energía de referencia. Actualmente, la evidencia experimental sobre la existencia de efectos de LIV es limitada, y no se sabe exactamente en qué energía podrían manifestarse dichos efectos.

Sabiendo como es la relación entre ΔE con Δt , nos toca ver si algún GRB de nuestra Tabla 6.1 podría tener efectos LIV y lo haríamos de la siguiente forma: Si usamos los valores de T_{90} de la Tabla 6.1 y los comparamos con la Figura 6.1 podemos ver que GRB 160623A y GRB 210704A son las más que se acercarán a la escala de Planck en $\Delta E = 1 \text{ TeV}$, de ahí vemos que para GRB 130427A y GRB 130702A buscaríamos una en $\Delta E = 10 \text{ TeV}$ para lo más cercano a la escala de Planck. Por último para GRB 200412B ronda entre $\Delta E = 1 \text{ TeV}$ y $\Delta E = 3 \text{ TeV}$.

Si es posible medir LIV mediante GRBs utilizando HAWC y la Figura 6.1 nos muestra como esperaríamos observar LIV para diferentes ΔE y corrimientos al rojo. Si regresamos a la Tabla 6.1 en la columna de E_{max} vemos que ninguno de nuestros GRBs tiene energía superior a los 100 GeV complicando la búsqueda de LIV. En el futuro, se espera que se utilice un GRB medido por el Observatorio HAWC con una energía superior a 1 TeV como parte de la búsqueda de LIV. Sin embargo, es importante recordar que para realizar esta prueba es esencial tener conocimiento del corrimiento al rojo.

Violación de la Invarianza de Lorentz Grado 2

Utilizando ahora la Ecuación 6.1 con $n = 2$ es posible medir LIV alejada de la energía de Planck, entre un rango de $1 \times 10^{20} - 1.75 \times 10^{22} \text{ eV}$, posiblemente se puedan medir LIV en grado 2. Se utilizaron las mismas ΔE pero elevadas al cuadrado como se indica en la

Ecuación 6.1 y el resultado se puede ver en la Figura 6.2 y ver su comportamiento con respecto al grado 1.

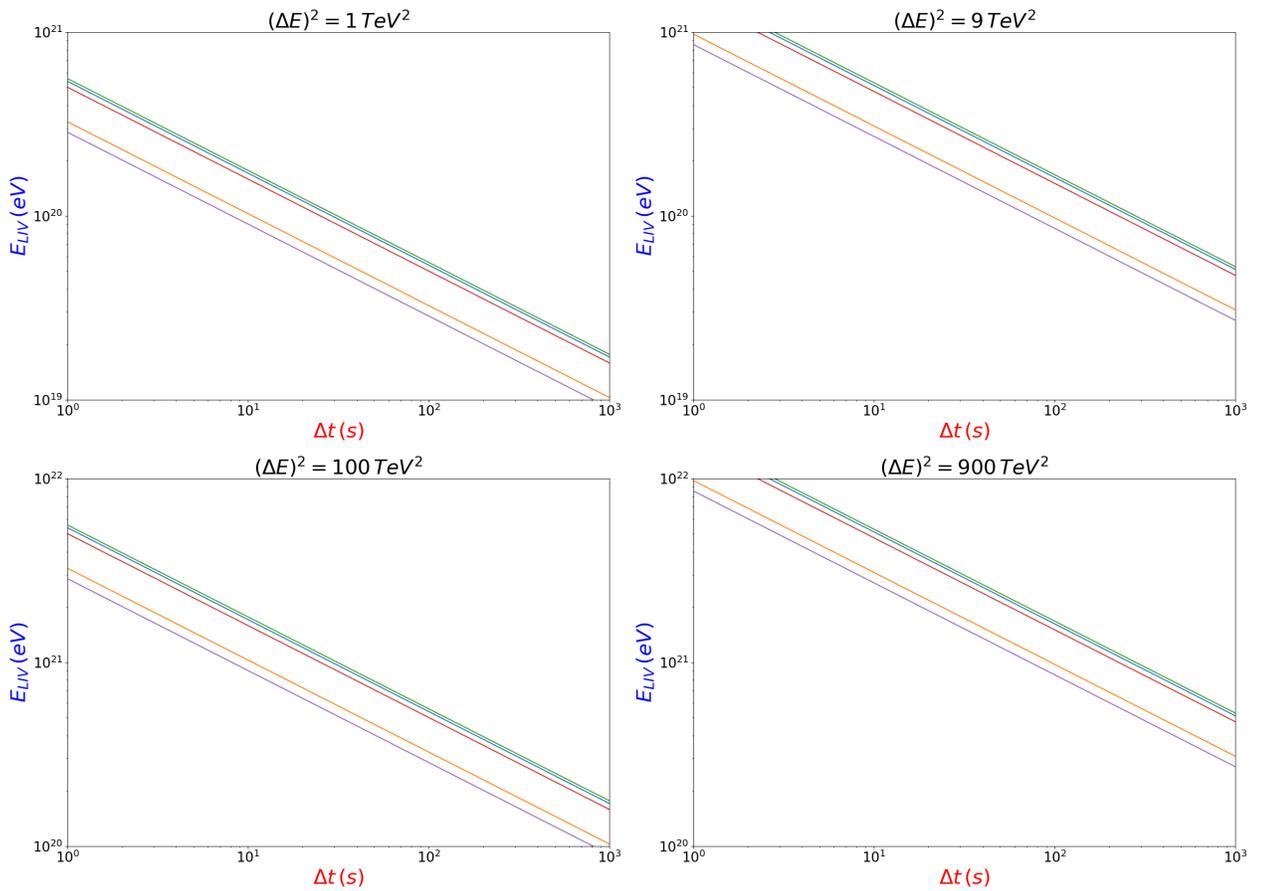


Figure 6.2: Gráfica comparativa de la búsqueda de energía LIV mediante el método de tiempo de vuelo. La línea verde representa a GRB 130427A, la naranja a GRB 130702A, la azul a GRB 160623A, la roja a GRB 200412B y la morada a GRB 210704A. Los dos ejes en base logarítmica.

Podemos ver un comportamiento similar entre $n = 1$ y $n = 2$, se observa el mismo patrón pero con la diferencia que $n = 2$ las líneas es comportamiento debido al facto cuadrático de E_{LIV} . También observamos que al aumentar el grado LIV nos generó que E_{LIV} este muy por debajo de escala de Planck y si nosotros quisiéramos llegar a la escala de Planck necesitaríamos una ΔE al cuadrado demasiado grande que HAWC no puede medir. Por lo cual la búsqueda de LIV en grado 1 y 2 para este test es posible.

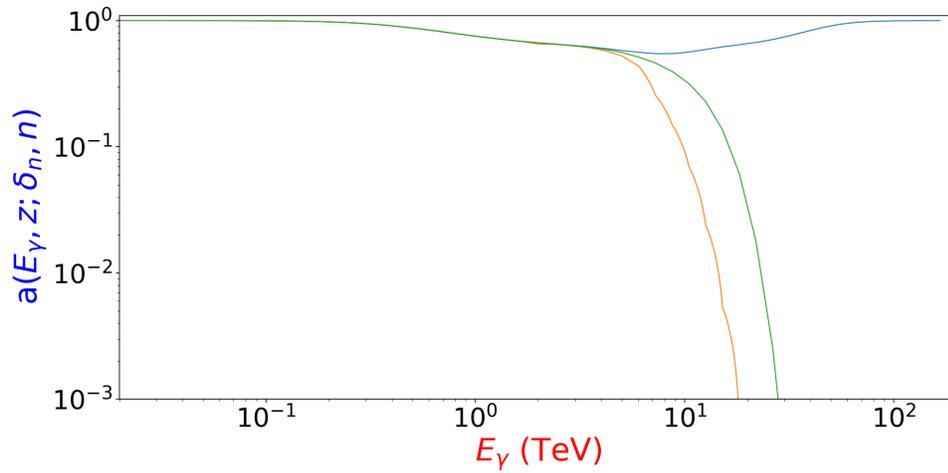
6.2.2 Producción de Pares

En la Figura 4.1 se puede ver como el umbral de producciones de pares cambia con efectos LIV. Al alterar el umbral la atenuación cambiará de acuerdo con los siguientes casos:

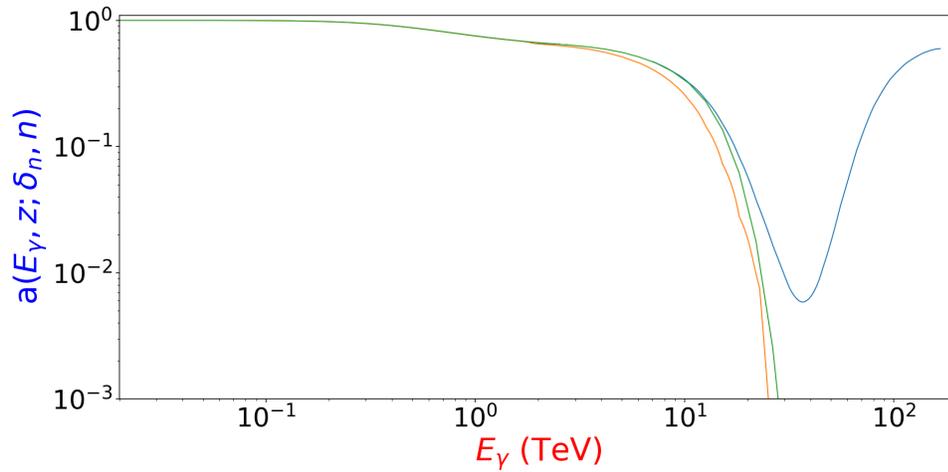
- Superlumínico: la caída va a suceder antes que en el caso LI.
- Sublumínico: la caída va a suceder más adelante y tendrá posteriormente una recuperación que en el caso LI no existe.

Podemos decir que para el caso superlumínico vamos a dejar de ver fotones de cierta energía más rápido y mientras que en el caso sublumínico vamos a ver más fotones que en el caso LI. Esto se puede observar tanto en las Figuras 2.3 y 6.3, se observa que mientras aumentamos las energías LIV los efectos superlumínico y sublumínico son muy parecidos si trabajamos en LI. Mientras que si trabajamos en energías la energía de Planck y diferentes órdenes de magnitud con respecto a esa energía (posteriormente se escribieran) para observar como los efectos superlumínico y sublumínico deberían variar.

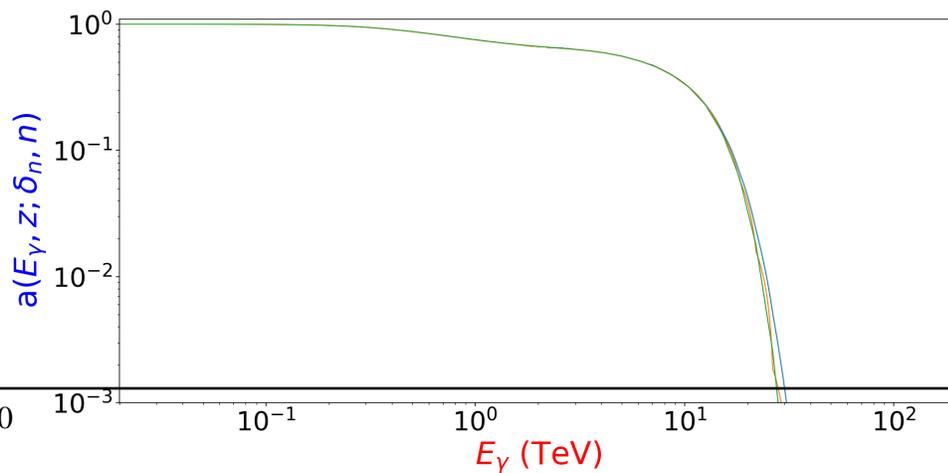
Nosotros vamos a utilizar los datos de Mrk 501 [93] para atenuaciones modificadas por efectos LIV. Utilizaremos E_{LIV} con 10^{27} , 10^{28} , 10^{29} , 10^{30} eV, utilizando la energía de Planck como referencia y diferentes ordenes de magnitudes para ver los cambios que deben generar en la atenuación. Estos cambios se pueden observar en la Figura 6.3 y la Figura 4.1:



(a) $E_{LIV}^{(1)} = 10^{27} eV$



(b) $E_{LIV}^{(1)} = 10^{29} eV$



(c) $E_{LIV}^{(1)} = 10^{30} eV$

Figure 6.3: Diferentes gráficas sobre la atenuación con efecto LIV con diferentes escalas de energía, la línea azul, naranja y verde indican para las atenuaciones efectos sublumínico, superlumínico y solo LI respectivamente. Para las atenuaciones se utilizaron los siguientes valores de $E_{LIV} = 10^{27}, 10^{29}, 10^{30}$ eV respectivamente. Se puede notar que entre mayor E_{LIV} la diferencia entre los efectos LIV contra el efecto LI es mínima, mientras E_{LIV} menores la diferencia entre los efectos es muy notoria.

Sabiendo como LIV afecta a la atenuación nosotros vamos a usarla para generar el espectro de Mrk 501 y ver si tiene efectos LIV.

El EBL es una emisión de radiación electromagnética en el rango de longitudes de onda del infrarrojo lejano al ultravioleta cercano, que proviene de todas las fuentes de luz que existen fuera de la Vía Láctea, como galaxias, cuántares, estrellas y polvo interestelar. El EBL es importante para las observaciones astronómicas ya que puede afectar la propagación de la luz de las fuentes astronómicas que se encuentran a grandes distancias. También el EBL puede afectar la detección de rayos gamma de alta energía al absorber los fotones gamma a medida que viajan a través del espacio. Es necesario describir los efectos del EBL para saber su importancia en nuestro trabajo.

Regresando a nuestro test, se utilizará la ecuación $\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} e^{\left(\frac{-E}{E_c}\right)}$ para obtener un espectro con ley de potencia sin EBL para Mrk 501. Además, se utilizará la ecuación $\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} e^{(-\tau)}$ para obtener un espectro con ley de potencia que tenga en cuenta la influencia del EBL que se supone que no hay un corte intrínseco en el espectro. En ambos casos, se utilizará ϵ_{th} de la Ecuación 4.11 que tiene efectos LIV. Los valores para N , α , E_c y $E_0 = 1 \text{ TeV}$ que se utilizaron se describirán más adelante.

Se utilizaron dos modelos de la ley de potencia con efectos EBL y un modelo de ley potencia, cuyos parámetros se muestran en la Tabla 6.2 y en la Figura 6.4 se pueden observar los tres modelos con sus errores correspondientes. Se decidió tomar el modelo de Domínguez y Gilmore es un porque describe el espectro de energía de los blazares en el rango de energía de los rayos gamma, con la ventaja que se centran en Mkr 421 y Mkr 501.

Modelo	N	α	E_c	TS
non-EBL	$5.279 \times 10^{-12} \begin{smallmatrix} +0.676 \times 10^{-12} \\ -0.673 \times 10^{-12} \end{smallmatrix}$	$2.544 \begin{smallmatrix} +0.136 \\ -0.171 \end{smallmatrix}$	$18.016 \begin{smallmatrix} +13.045 \\ -6.7221 \end{smallmatrix}$	284.374
Dominguez	$6.206 \times 10^{-12} \begin{smallmatrix} +0.692 \times 10^{-12} \\ -0.689 \times 10^{-12} \end{smallmatrix}$	$2.309 \begin{smallmatrix} +0.077 \\ -0.081 \end{smallmatrix}$		280.28
Gilmore	$6.418 \times 10^{-12} \begin{smallmatrix} +0.676 \times 10^{-12} \\ -0.673 \times 10^{-12} \end{smallmatrix}$	$2.375 \begin{smallmatrix} +0.071 \\ -0.075 \end{smallmatrix}$		281.394

Table 6.2: Valores de los parámetros con su incertidumbre de los tres modelos utilizados para generar el espectro de Mrk 501. Análisis de datos de HAWC por Carramiñana (2021).

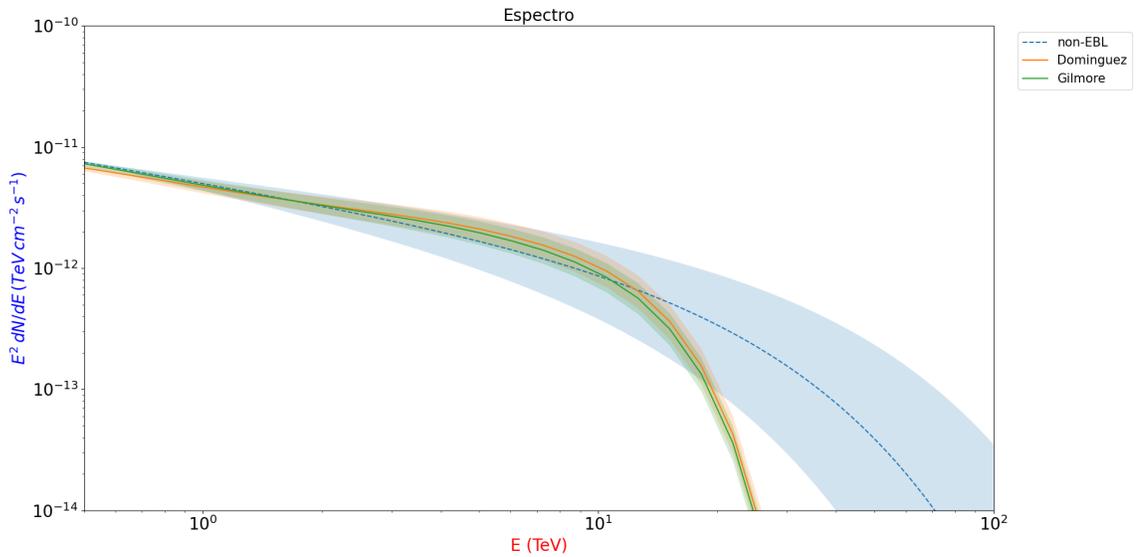


Figure 6.4: Espectro de Mrk 501. De color azul se puede ver el modelo sin EBL, el color naranja el modelo de Dominguez y de color verde se puede ver el modelo de Gilmore, utilizando los valores de la Tabla 6.2.

Se puede notar de la Figura 6.4 las curvas de Dominguez y Gilmore son indistinguibles por lo cual solo trabajaremos Dominguez.

Violación de la Invarianza de Lorentz Grado 1

Utilizando los modelos de Dominguez y de Gilmore nosotros vamos a calcular el espectro de Mrk 501 con efectos LIV. En la Figura 6.5 se muestran el modelo de Dominguez modificado con diferentes energías LIV abarcando tanto el caso sublumínico y superlumínico.

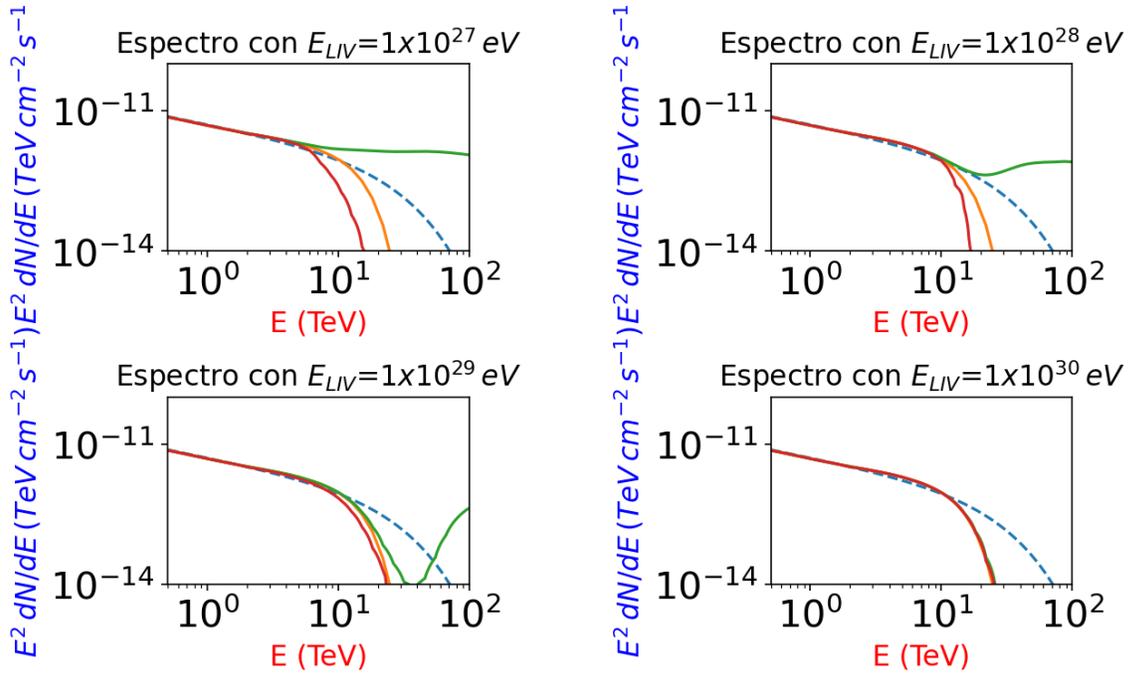


Figure 6.5: Espectro de Mrk 501 utilizando el modelo de Dominguez. La gráfica Superior izquierda muestra el modelo de Dominguez con $E_{LIV}^{(1)} = 10^{27}$ eV, la gráfica superior derecha tiene como $E_{LIV}^{(1)} = E_{PI}$, la gráfica inferior izquierda tiene como $E_{LIV}^{(1)} = 10^{29}$ eV y la gráfica inferior derecha tiene como $E_{LIV}^{(1)} = 10^{30}$ eV. Las líneas naranja, azul y verde indican el modelo de Dominguez con efectos sublumínico, LI y superlumínico respectivamente.

Como se vio tanto en la Figura 4.1 y 6.3 mediante $E_{LIV}^{(1)}$, entre menor energía LIV se utilice los efectos sublumínico y superlumínico se van a alejar de su contraparte LI haciéndolos más notorios. Mientras que si la energía LIV es mayor los efectos que se ven son muy similares a LI, lo cual también se observa cuando se calcula el espectro de Mrk 501 con efectos LIV. Vemos que cuando $E_{LIV}^{(1)} = 10^{30}$ eV los dos efectos LIV son indistinguibles en el modelo de Dominguez, pero si $E_{LIV}^{(1)} = 10^{27}$ eV se puede notar una separación en los dos efectos LIV. Para poder tener mejor análisis sobre las mediciones de Mrk 501 se van a comparar los modelos LIV contra el modelo sin EBL.

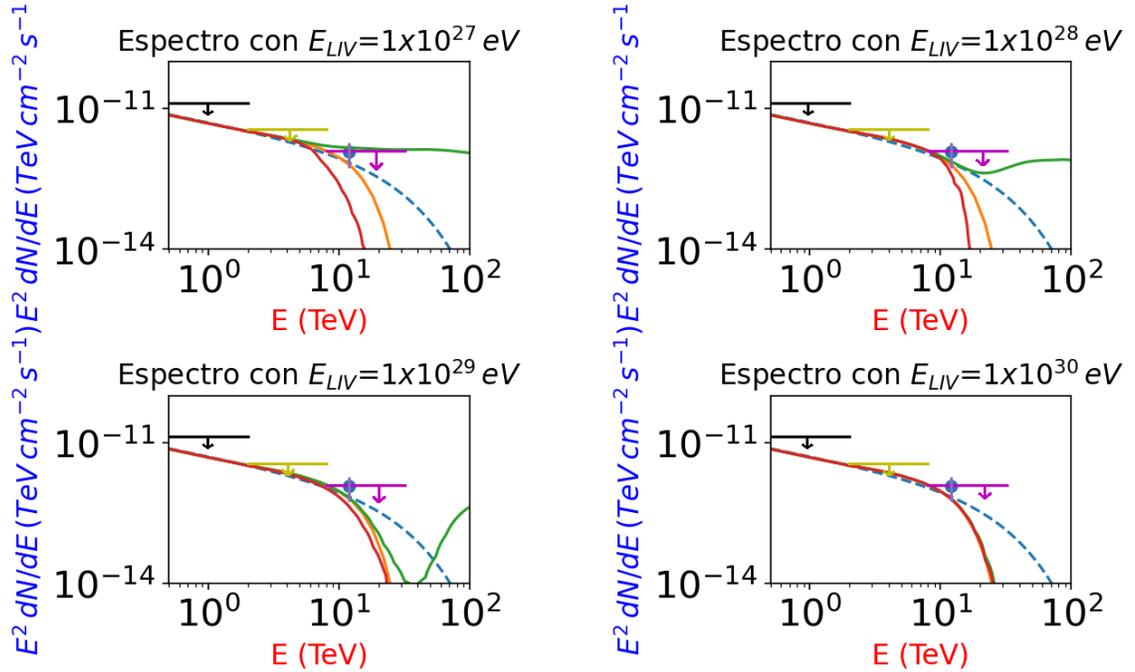


Figure 6.6: Espectro de Mrk 501 utilizando el modelo de Dominguez, sin y con efectos LIV y modelo alternativo sin EBL (línea azul). Las líneas verde, naranja y roja indican el modelo de Dominguez con efectos sublumínico, LI y superlumínico respectivamente. El punto azul indica el flujo medido de Mrk 501 obtenido de [93] con su error correspondiente. Las líneas horizontales muestran límites superiores para varios AGNs, la línea horizontal negra entre 0.5 – 2 TeV es de $1.33 \times 10^{-11} \text{ TeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la línea amarilla entre 2 – 8 TeV es de $3.61 \times 10^{-12} \text{ TeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y por último la línea magenta entre 8 – 32 TeV es de $1.26 \times 10^{-12} \text{ TeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ utilizando [104] para poder obtener estos límites.

En la Figura 6.6 podemos observar que los efectos LIV de $1 \times 10^{29} \text{ eV}$ y $1 \times 10^{30} \text{ eV}$ se descartan. Para $E_{LIV}^1 = 1 \times 10^{29} \text{ eV}$ la razón de su descarte por parte del superlumínico es muy similar al caso LI, mientras que para el caso sublumínico aunque tenga una recuperación no es suficiente para observar efectos LIV. Mientras que para $E_{LIV}^1 = 1 \times 10^{30} \text{ eV}$ sus casos sublumínico y superlumínico son indistinguibles al caso LI.

Utilizando el dato de la fuente Mrk 501 [104], se pudo establecer un límite inferior para el efecto LIV en un rango de energías entre $1 \times 10^{28} \text{ eV}$ y $1 \times 10^{27} \text{ eV}$. Para lograr esto, se asumió que los efectos LIV tanto sublumínicos como superlumínicos deben estar separados por al menos un 10% con respecto al caso LI, de manera que puedan ser clara-

mente distinguibles entre ellas. La necesidad de esta separación entre los efectos LIV y LI se observa en la Figura 6.6, donde se analizan los casos de 1×10^{28} eV y 1×10^{27} eV. Por esta razón, las energías mencionadas anteriormente, como 1×10^{29} eV y 1×10^{30} eV, no fueron descartadas inicialmente, ya que la separación entre los efectos LIV y LI en esas energías es prácticamente nula.

Este hallazgo sugiere la posibilidad de la existencia de efectos de LIV en las mediciones de 100 TeV de la nebulosa del cangrejo y 1.4 PeV medido por LHAASO. Estas mediciones involucran fotones ultra energéticos que, según las expectativas, deberían verse afectados por el EBL y, sin embargo, no se observa dicha afectación. Esto quiere decir que estamos observando estos fotones sin los efectos esperados del EBL.

Violación de la Invarianza de Lorentz Grado 2

Si nosotros nos pasamos a $n \geq 2$, vemos que los efectos LIV van a ser imposibles de medir debido a que E_{LIV} , ya que en $\varepsilon_{th}^{LIV} = \frac{m_e^2}{E_\gamma} \mp \frac{E_\gamma^{(n+1)}}{(E_{LIV})^n}$ va a dominar a E_γ^{n+2} . Haremos que $\varepsilon_{th}^{LIV} = 0$ para que el segundo termino de la Ecuación 4.11 afecte al primer término y ver que energía de E_γ se necesita para llegar a la escala de Planck:

E_γ (eV)	E_{LIV} (eV)
10^{12}	10^{18}
10^{13}	10^{20}
10^{14}	10^{22}
10^{15}	10^{24}
10^{16}	10^{26}
10^{17}	10^{28}

Table 6.3: E_γ es la energía medida de los fotones y E_{LIV} corresponde a la búsqueda de la energía LIV que generaría esos fotones para poder generar un cambio en el umbral ε_{th}^{LIV} .

Observando la Tabla 6.3 podemos ver que necesitamos fotones de 100 PeV para poder estar en el régimen de la energía de Planck y esta energía de fotones es capaz de modificar la atenuación como se vio en el caso LIV de grado 1. Podemos decir que en este test el

efecto LIV solo lo podemos encontrar a grado 1, además Pierre Auger ha buscado fotones de EeV y fijado límites superiores [120].

6.2.3 Decaimiento y División del Fotón

Recordando que el decaimiento del fotón es un proceso con un umbral y que siempre sucede cuando se pasa dicho umbral, Se puede estudiar los efectos LIV de grado 1 y 2 en un proceso completamente superlumínico. Mientras que la división no tiene umbral y sucede cuando el fotón no decae, esta prueba se ha estudiado en grado 2 LIV y cuando el proceso de división genera tres fotones.

Nosotros vamos a calcular el límite inferior $E_{LIV}^{(n)}$ para grado 1–2 en decaimiento y grado 2 para la división del fotón $E_{LIV(3\gamma)}^{(2)}$, la función del camino libre medio $L_{\gamma \rightarrow 3\gamma}$, y la probabilidad P de que el fotón no se divida de la fuente al instrumento. Las ecuaciones que se van a utilizar son las siguientes:

$$\begin{aligned}
 E_{LIV}^{(1)} &\gtrsim 9.57 \times 10^{23} \text{ eV} \left(\frac{E_\gamma}{\text{TeV}} \right)^3, \\
 E_{LIV}^{(2)} &\gtrsim 9.78 \times 10^{17} \text{ eV} \left(\frac{E_\gamma}{\text{TeV}} \right)^2, \\
 E_{LIV(3\gamma)}^{(2)} &> 3.33 \times 10^{19} \text{ eV} \left(\frac{L}{\text{kpc}} \right)^{0.1} \left(\frac{E_\gamma}{\text{TeV}} \right)^{1.9} \\
 \langle L_{\gamma \rightarrow 3\gamma} \rangle &\approx 16 \text{ Mpc} \left(\frac{E_{LIV}^{(2)}}{10^{14} \text{ GeV}} \right)^{10} \left(\frac{E_\gamma}{40 \text{ TeV}} \right)^{-19} \\
 P &= e^{-L/\langle L_{\gamma \rightarrow 3\gamma} \rangle},
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

donde m_e es la masa del electrón, L es la distancia que existe entre la fuente y el observador.

Utilizando las dos detecciones de J1825–134 con 209 TeV y Cygnus Cocoon de 312 TeV [61, 62] y las Ecuaciones 6.2 se encontraron los siguientes resultados:

Notamos que los límites inferiores para el grado 1 de decaimiento del fotón en la Tabla 6.4 son más grandes que la energía de Planck por 2 a 3 órdenes de magnitud, mientras que para el grado 2 de los dos tests vemos que estamos por debajo de 4 – 5 órdenes de magnitud de la escala de Planck.

Fuentes		J1825-134	Cygnus Cocoon
E_c	TeV	209	225
L	kpc	1.55	0.78
$E_{LIV}^{(1)}$	$10^{31} eV$	0.87	1.09
$E_{LIV}^{(2)}$	$10^{23} eV$	0.42	0.49
$E_{LIV(3\gamma)}^{(2)}$	$10^{23} eV$	8.91	9.56
$L_{\gamma \rightarrow 3\gamma}$	$10^{-3} Mpc$	1.146	0.571
P	%	25.85	25.51

Table 6.4: Datos referentes al decaimiento y división de fotón, donde E_c es la energía de los fotones de la fuente, $E_{LIV}^{(1)}$ y $E_{LIV}^{(2)}$ los límites inferiores de los niveles LIV, $E_{LIV(3\gamma)}^{(2)}$ límite inferior para división, $L_{\gamma \rightarrow 3\gamma}$ camino libre medio y P como la probabilidad que la división del fotón no ocurra.

Sabemos que el decaimiento del fotón es un proceso rápido y espontáneo en el cual si un fotón llegara a esa energía el decaimiento ocurriría, estas mediciones nos lleva a cuestionarnos por qué podemos detectar estos fotones, posiblemente debido a la proximidad de la escala de Planck. Los límites inferiores nos dicen que la energía medida de las fuentes es su propio umbral (ver Ecuación 4.12) generando que se puedan encontrar pocos fotones de la misma fuente con esa energía o superior, en el caso extremo, no seríamos capaces de detectar fotones con energías más allá de esta escala. Haciendo referencia a que este proceso si es factible por falta o escasas de flujo en altas energías.

Por el otro lado tenemos la división del fotón que ocurre cuando no se da el decaimiento, teniendo eso en cuenta y nuestro calculo nos sugiere que la división tiene una probabilidad de un 25% de que no suceda, podemos suponer que vemos por lo menos una cuarta parte de los fotones emitidos. Esto no quiere decir que estemos observando directamente o indirectamente efectos LIV por la poca probabilidad de que la división del fotón ocurra, pero tampoco podemos descartar LIV. Con mejores observaciones y avance de la teoría se puede tener mejores datos y mejor comprensión de este fenómeno.

Haciendo el mismo procedimiento que se hizo para la Tabla 6.4 se utilizaron algunos datos de [63] para ver el comportamiento tanto del decaimiento como de la división del fotón, sin olvidar que para la fuente de 1.4 PeV existe un análisis similar al que se hace

en este artículo pero no calculan el umbral en los dos grados de LIV, y tampoco hablan de la división de fotones ni la probabilidad que el fenómeno ocurra. Nuestros cálculos se muestran en la Tabla 6.5.

Fuentes	LHAASO	J0534+2202	J2023+4102	J2226+6057	J1929+1745	J1956+2845
E_c	PeV	0.88	1.42	0.57	0.71	0.42
L	kpc	2.0	1.40	0.8	4.6	1.8
$E_{LIV}^{(1)}$	$10^{32} eV$	6.52	27.40	1.77	3.42	0.71
$E_{LIV}^{(2)}$	$10^{23} eV$	7.57	19.72	3.18	4.93	1.72
$E_{LIV}^{(2)}(3\gamma)$	$10^{25} eV$	1.40	3.36	0.56	1.01	0.34
$L_{\gamma \rightarrow 3\gamma}$	$10^{-3} Mpc$	1.44	1.03	0.58	3.25	1.31
P	%	24.93	25.68	25.17	24.28	25.31

Table 6.5: Resultados del decaimiento y división del fotón con los datos de LHAASO.

Podemos notar que en la Tabla 6.4 y 6.5 la probabilidad es muy similar, pero la energía LIV en $n = 1$ nos alejamos de la energía de Planck por un orden de magnitud (esto puede ser porque el decaimiento es un efecto superlumínico) más que los datos medidos por HAWC.

Fuentes	$E_{LIV}^{(1)}$ $10^{31} eV$	$E_{LIV}^{(2)}$ $10^{23} eV$	$E_{LIV}^{(2)}(3\gamma)$ $10^{23} eV$
J1825-134	0.873	0.427	8.91
Cygnus Cocoon	1.09	0.495	9.56
J0534+2202	65.2	7.57	140
J2023+4102	274	197.2	336
J2226+6057	17.7	31.8	56
J1929+1745	34.2	49.3	101
J1956+2845	7.1	17.2	34

Table 6.6: Comparación entre los datos de LHAASO y los datos de HAWC, que mediante mayor energía de los fotones observados podemos encontrar que el límite en grado 1 hay una gran separación por orden de magnitud de la escala de Planck. Para el grado 2 el límite que se ve en los dos tests vemos que entre mayor energía de los fotones nos acercamos a la energía de Planck.

A partir de los resultados de la Tabla 6.4 y 6.5 podemos concluir que para observar el decaimiento del fotón es necesario una fuente de la cual se tenga su espectro o un espectro como referencia, y si existe este efecto LIV el espectro presentará un corte abrupto o pérdida de flujo en altas energías. Si se conoce completamente el espectro de la fuente se pueden encontrar esas irregularidades de una forma sencilla pero si no sabemos como es el espectro se utilizaría un espectro de un objeto astrofísico similar para poder verificar si existe un decaimiento del fotón. Por otro lado para la división del fotón encontraríamos que en el espectro va haber un exceso de flujo en cualquier rango de energía por lo cual sería difícil encontrar ese exceso de flujo.

Al analizar la Tabla 6.6, podemos observar que los límites inferiores obtenidos con el observatorio LHAASO son mayores que los establecidos por el observatorio HAWC. Además, estos límites impuestos por LHAASO representan los valores más altos encontrados hasta la fecha para el decaimiento y la división del fotón [135], el límite inferior más alto mencionado en [135] es de HAWC y es de 2.22×10^{31} eV. Esto sugiere que en el futuro, a medida que LHAASO acumule más detecciones, la búsqueda y el estudio de efectos LIV podrían ser más accesibles y precisos.

En el artículo [135], se presenta un límite inferior de $J1825 - 134$ que es de 1.39×10^{31} eV, mientras que en nuestro trabajo encontramos que el límite inferior para esa misma fuente es de 0.873×10^{31} eV, lo cual es aproximadamente 0.63 veces más pequeño. Es importante tener en cuenta que esta diferencia se debe al uso de diferentes mediciones de energía. Mientras que el límite de 1.39×10^{31} eV se calculó utilizando una energía de 244 TeV, nosotros utilizamos una medición con un valor de 209 TeV. Esta disparidad en los límites demuestra la influencia de las diferentes energías utilizadas en la determinación de dichos límites para la misma fuente.

Es evidente que continuar la búsqueda de efectos de LIV con el observatorio HAWC nos ayudará a comprender mejor el comportamiento de LIV. Sin embargo, es importante considerar que un análisis completo en el futuro requerirá la selección adecuada de límites para obtener una imagen más precisa de los efectos de LIV. Esto implica utilizar una gama más amplia de energías y, preferiblemente, contar con observatorios capaces de detectar eventos de mayor energía. Dichos análisis más completos nos permitirán obtener una comprensión más profunda de la física subyacente y proporcionarán una base sólida para futuras investigaciones en este campo.

Estos dos tests se han trabajado puramente con efectos superlumínicos por lo cual se usaron fotones ultra energéticos y posiblemente esto genere una gran dificultad en su estudio.

6.3 Sobre el GRB 221009A

En octubre del 2022 se encontró un GRB muy particular por ser el primero en emitir un fotón mayor de 10 TeV , teniendo una energía máxima de 18 TeV y con un corrimiento al rojo $z = 0.151$ [132, 133] (hay otra medición del GRB 221009A de 251 TeV pero se cree que incorrecta [134]). La detección de GRB 221009A se dio después de la finalización de este trabajo por lo cual no se estudio y gracias a su detección puede ayudar a encontrar los efectos LIV. La ayuda de este GRB en los tests puede ser la siguiente:

1. Tiempo de Vuelo: Gracias a todas las mediciones que se han tenido y si se tiene suerte de tener dos mediciones del GRB en un intervalo corto se puede buscar LIV.
2. Cambio de Umbral en Producción de Pares: Debido a la gran distancia que los fotones recorren, es necesario tener en cuenta los efectos EBL pero al ver una medición de 18 TeV o superior nos hace pensar el porque podemos ver estas energías ya que en si estamos trabajando con LI no lo podríamos ver. Al trabajar con LIV se abre la posibilidad de que este GRB sea una fuente LIV.
3. Decaimiento del Fotón: Si la medición de 251 TeV resulta ser cierta puede ayudar a que el GRB sea considerado para este test por la alta energía que puede emitir, recordando que entre mayor energía el fotón empieza a ser más inestable y puede decaer. La medición 18 TeV quizás se pueda usar para el decaimiento pero no con la misma eficiencia que la otra posible medición del GRB
4. División del Fotón: Hasta que se logre un mejor estudio del espectro de GRB 221009A se podrá ver si hay un flujo faltante o exceso de fotones en algún rango de energía.

El estudio completo del GRB 221009A se hará cuando se tengan los datos ya estudiados por parte de LHAASO.

Chapter 7

Resumen y Conclusiones

La búsqueda de efectos LIV mediante el test de tiempo de vuelo y su idea para verificar LIV es sencillo, esto se debe a que necesitamos una fuente que sea capaz de emitir un gran rango del espectro electromagnético para poder buscar esas diferencias de energía que se propusieron en este trabajo. Nosotros mostramos un caso hipotético de cómo se podría observar este test mediante HAWC y encontramos que para el caso de grado 1 es posible la observación de LIV suponiendo que la energía de Planck, que en esa energía es la unión de la teoría cuántica y la RG. Por lo que se necesita que HAWC pueda observar un GRB que pueda emitir algunos TeV para poder estudiar si tiene efectos LIV. Para el grado 2 de LIV vemos que se necesitan fotones muy energéticos para llegar a la energía de Planck, en el cual medir efectos LIV para grado 2 o mayor será cada vez más difícil pero no imposible, por el hecho que cada vez que aumentamos el grado de LIV para llegar a la energía de Planck se necesitan fotones cada vez más energéticos. En resumen, el análisis de ΔE y Δt en la búsqueda de efectos de LIV muestra que un mayor rango de energías (ΔE) proporciona una mayor probabilidad de detección y medición de efectos de LIV. Sin embargo, es necesario considerar la relación entre el retraso temporal (Δt_{delay}) debido a la LIV y la resolución temporal del detector ($\Delta t_{resolution}$) para garantizar una observación exitosa. Además, aunque la energía de Planck sirve como una referencia útil, los efectos de LIV podrían manifestarse en escalas energéticas diferentes a la de Planck debido a la limitada evidencia experimental actual.

El mejor test que tuvimos fue el cambio de umbral para la producción de pares porque pudimos fijar un límite en grado 1 para la Mrk 501 entre $E_{LIV} = 1 \times 10^{27} - 1 \times 10^{28}$ eV.

Este resultado nos ayuda a entender por qué podemos ver fotones de algunas fuentes que no deberíamos observar al estar en LI y esto es un avance al tener un ejemplo de como funciona LIV en producción de pares. Entonces para grado 1 tuvimos un resultado prometedora pero para el grado 2 necesitamos fotones de 10^{17} eV haciendo que no en este grado o superior no sea posible observar efectos LIV.

Los últimos dos tests pueden ser de los más difíciles de entender y de buscar por la simple razón que ya son efectos superlumínicos y esto nos daría a entender que la constante de la velocidad de la luz es diferente a lo que nosotros pensamos. Esto nos diría que RG es correcta hasta un límite de energía en la cual la RG funciona muy bien y abría la puerta a que si exista la teoría unificadora. Nuestros logramos aportar nuevos límites para estos test para fuentes que logran emitir energía superior a los 200 TeV tanto para el grado 1 y 2 LIV, esto ayuda a tener mejores parámetros a la búsqueda de LIV en estos grados. Con los límites inferiores encontrados con LHAASO superan los establecidos por HAWC, lo que indica la importancia de futuras observaciones con detecciones más numerosas y de mayor energía. La diferencia en los límites entre estudios anteriores se debe al uso de mediciones de energía diferentes. Continuar la búsqueda de efectos de LIV con HAWC contribuirá al avance en la comprensión de estos fenómenos, pero se requerirán análisis futuros más completos que consideren una variedad de energías y observatorios de mayor capacidad para obtener resultados más precisos.

En este trabajo no encontramos ninguna fuente LIV, solo se logró trabajar de forma teórica y poner un límite a uno de los tests estudiados. El seguir buscando distintas formas de poder medir estos efectos se logrará encontrar la mejor forma de observar LIV. También el estudio de los PBHs nos ayudaría a entender el comportamiento de la gravedad cuántica y empezar a buscar un mejor modelo de dispersión modificada que nos ayude a encontrar objetos LIV.

Referencias

- [1] Roberts, Tom, Siegmund Schleif, and J. M. Dlugosz. "What is the experimental basis of Special Relativity." Usenet Physics FAQ (2007).
- [2] Einstein, Albert. The special and general theory. Prabhat Prakashan, 1948.
- [3] Feynman, Richard P., Robert B. Leighton, and Matthew Sands. Six not-so-easy pieces: Einstein's relativity, symmetry, and space-time. Basic Books, 2011.
- [4] Sean Carroll, Lecture Notes on General Relativity, ch. 1, "Special relativity and flat spacetime". arXiv preprint gr-qc/9712019 (1997).
- [5] Koks, Don. Explorations in mathematical physics: the concepts behind an elegant language. New York: Springer, 2006.
- [6] Steane, Andrew M. Relativity made relatively easy. Oxford University Press, 2012. p. 226.
- [7] Taylor, Edwin F., and John Archibald Wheeler. "Spacetime Physics. Introduction to Special Relativity, New York 1998; dt: Physik der Raumzeit. Eine Einführung in die spezielle Relativitätstheorie, Heidelberg, Berlin." (1994).
- [8] Rindler, Wolfgang. Essential relativity: special, general, and cosmological. Springer Science & Business Media, 1977.
- [9] Lucas, John Randolph, and Peter Edward Hodgson. "Spacetime and electromagnetism." (1990).
- [10] Staley, Richard. Einstein's generation: The origins of the relativity revolution. University of Chicago Press, 2008.

- [11] Morin, David. Introduction to classical mechanics: with problems and solutions. Cambridge University Press, 2008.
- [12] Rindler, Wolfgang. Essential relativity: special, general, and cosmological. Springer Science & Business Media, 1977.
- [13] Kleppner, Daniel, and Robert Kolenkow. An introduction to mechanics. Cambridge University Press, 2014. pp. 468-470.
- [14] Einstein, Albert. "Fundamental ideas and methods of the theory of Relativity, presented in their development". CPAE (English translation) 7 (1920): 113-150.
- [15] Friedman, Yaakov, Tzvi Scarr, and Y. Friedman. Physical applications of homogeneous balls. Vol. 40. Springer Science & Business Media, 2005.
- [16] Das, Anadijiban. The special theory of relativity: A mathematical exposition. Springer Science & Business Media, 2012.
- [17] Schutz, John W. Independent axioms for Minkowski space-time. Vol. 373. CRC Press, 1997.
- [18] Cesareo, Roberto, et al. "Interaction of keV photons with matter and new applications." Physics reports 213.3 (1992): 117-178.
- [19] Bywater, Jenn. "Exploring dark matter in the inaugural Blackett Colloquium". Imperial College London. Retrieved 29 August 2016.
- [20] Earman, John, and Clark Glymour. "Einstein and Hilbert: Two months in the history of general relativity." Archive for History of Exact Sciences (1978): 291-308.
- [21] Oppenheimer, J. Robert, and Hartland Snyder. "On continued gravitational contraction." Physical Review 56.5 (1939): 455.
- [22] Bekenstein, J. D., "Nonsingular general-relativistic cosmologies", Physical Review D, vol. 11, pp. 2072-2075, 1975.
- [23] Amelino-Camelia, G.; Ellis, J.R.; Mavromatos, N.E.; Nanopoulos, D.V.; Sarkar, S. Tests of quantum gravity from observations of gamma-ray bursts. Nature 1998, 393, 763-765.
- [24] Ahluwalia, Dharam Vir. "Testing time for theories." Nature 398.6724 (1999): 199-200.

-
- [25] Amelino-Camelia, Giovanni. “A phenomenological description of quantum-gravity-induced space-time noise.” arXiv preprint gr-qc/0104086 (2001).
- [26] Coleman, Sidney, and Sheldon L. Glashow. “Cosmic ray and neutrino tests of special relativity.” *Physics Letters B* 405.3-4 (1997): 249-252.
- [27] Jacobson, T., Stefano Liberati, and D. Mattingly. “Threshold effects and Planck scale Lorentz violation: Combined constraints from high energy astrophysics.” *Physical Review D* 67.12 (2003): 124011.
- [28] Martínez-Huerta, H., and A. Pérez-Lorenzana. “Restrictions from Lorentz invariance violation on cosmic ray propagation.” *Physical Review D* 95.6 (2017): 063001.
- [29] Jacob, Uri, and Tsvi Piran. “Lorentz-violation-induced arrival delays of cosmological particles.” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2008.01 (2008): 031.
- [30] Biller, S. D. “Limits to quantum gravity effects from observations of TeV flares in active galaxies, 1999.” *Phys. Rev. Lett* 83: 2108.
- [31] Vasileiou, V., et al. “Constraints on Lorentz invariance violation from Fermi-Large Area Telescope observations of gamma-ray bursts.” *Physical Review D* 87.12 (2013): 122001.
- [32] Perennes, C., H. Sol, and J. Bolmont. “Modeling spectral lags in active galactic nucleus flares in the context of Lorentz invariance violation searches.” *Astronomy & Astrophysics* 633 (2020): A143.
- [33] Pan, Yu, et al. “Model-independent constraints on Lorentz invariance violation: implication from updated Gamma-ray burst observations.” *The Astrophysical Journal* 890.2 (2020): 169.
- [34] Abdalla, H., et al. “The 2014 TeV γ -ray flare of Mrk 501 seen with HESS: temporal and spectral constraints on Lorentz invariance violation.” *The Astrophysical Journal* 870.2 (2019): 93.
- [35] Ellis, J., et al. “Quantum-gravity analysis of gamma-ray bursts using wavelets.” *Astronomy & Astrophysics* 402.2 (2003): 409-424.
- [36] Ellis, John, et al. “Robust limits on Lorentz violation from gamma-ray bursts.” *Astroparticle Physics* 25.6 (2006): 402-411.

- [37] Martínez, María Rodríguez, and Tsvi Piran. “Constraining Lorentz violations with gamma ray bursts.” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2006.04 (2006): 006.
- [38] Martínez-Huerta, H., and A. Pérez-Lorenzana. “Photon emission and decay from generic Lorentz Invariance Violation.” *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 866. No. 1. IOP Publishing, 2017.
- [39] Scully, S. T., and F. W. Stecker. “Lorentz invariance violation and the observed spectrum of ultrahigh energy cosmic rays.” *Astroparticle Physics* 31.3 (2009): 220-225.
- [40] Stecker, Floyd W., and Sean T. Scully. “Searching for new physics with ultrahigh energy cosmic rays.” *New Journal of Physics* 11.8 (2009): 085003.
- [41] Saveliev, Andrey, Luca Maccione, and Guenter Sigl. “Lorentz invariance violation and chemical composition of ultra high energy cosmic rays.” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2011.03 (2011): 046.
- [42] Biteau, Jonathan, and David A. Williams. “The extragalactic background light, the Hubble constant, and anomalies: conclusions from 20 years of TeV gamma-ray observations.” *The Astrophysical Journal* 812.1 (2015): 60.
- [43] Lang, Rodrigo Guedes, Humberto Martínez-Huerta, and Vitor De Souza. “Limits on the Lorentz Invariance Violation from UHECR astrophysics.” *The Astrophysical Journal* 853.1 (2018): 23.
- [44] Lang, Rodrigo Guedes, Humberto Martínez-Huerta, and Vitor De Souza. “Improved limits on Lorentz invariance violation from astrophysical gamma-ray sources.” *Physical Review D* 99.4 (2019): 043015.
- [45] Stecker, F. W., and Sheldon L. Glashow. “New tests of Lorentz invariance following from observations of the highest energy cosmic γ -rays.” *Astroparticle Physics* 16.1 (2001): 97-99.
- [46] Stecker, Floyd W. “Constraints on Lorentz invariance violating quantum gravity and large extra dimensions models using high energy γ -ray observations.” *Astroparticle Physics* 20.2 (2003): 85-90.
- [47] Acharya, Bannanje Sripathi, et al. “Science with the cherenkov telescope array.” (2017).

-
- [48] Daniel, Michael, and CTA Consortium. “Lorentz invariance violation with gamma rays.” *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 265 (2015): 314-316.
- [49] Gaté, Florian, et al. “Studying cosmological γ -ray propagation with the Cherenkov Telescope Array.” arXiv preprint arXiv:1709.04185 (2017).
- [50] Martínez-Huerta, Humberto, et al. “Testing cosmology and fundamental physics with the Cherenkov Telescope Array.” arXiv preprint arXiv:1907.08141 (2019).
- [51] Klinkhamer, F. R., and M. Schreck. “New two-sided bound on the isotropic Lorentz-violating parameter of modified Maxwell theory.” *Physical Review D* 78.8 (2008): 085026.
- [52] Hohensee, Michael A., et al. “Limits on isotropic Lorentz violation in QED from collider physics.” *Physical Review D* 80.3 (2009): 036010.
- [53] Tanimori, T., et al. “Detection of Gamma Rays of up to 50 TeV from the Crab Nebula.” *The Astrophysical Journal* 492.1 (1998): L33..
- [54] Abeysekara, A. U., et al. “Measurement of the Crab Nebula spectrum past 100 TeV with HAWC.” *The Astrophysical Journal* 881.2 (2019): 134.
- [55] Funk, Stefan. A new population of very high-energy gamma-ray sources detected with HESS in the inner part of the Milky Way. Diss. Ruprecht-Karls Universität Heidelberg, 2005.
- [56] Albert, A., et al. “Constraints on Lorentz invariance violation from HAWC observations of gamma rays above 100 TeV.” *Physical review letters* 124.13 (2020): 131101.
- [57] Martínez-Huerta, Humberto, et al. “Constraints on Lorentz invariance violation using HAWC observations above 100 TeV.” arXiv preprint arXiv:1908.09614 (2019).
- [58] Linnemann, J. T. “Lorentz Invariance Violation Limits from HAWC.” *Proceedings of the 8th Meeting on CPT and Lorentz Symmetry (CPT-19)*, Bloomington, IN, USA. 2019.
- [59] Astapov, Konstantin, Dmitry Kirpichnikov, and Petr Satunin. “Photon splitting constraint on Lorentz invariance violation from Crab Nebula spectrum.” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2019.04 (2019): 054.
- [60] Satunin, Petr. “New constraints on Lorentz Invariance violation from Crab Nebula spectrum beyond 100 TeV.” *The European Physical Journal C* 79.12 (2019): 1-5.
-

- [61] Albert, A. et al. “Evidence of 200 TeV Photons from HAWC J1825-134”. *The Astrophysical Journal* 907.2 (2021): L30. Crossref. Web.
- [62] Abeysekara, A. U., et al. “HAWC observations of the acceleration of very-high-energy cosmic rays in the Cygnus Cocoon.” *Nature astronomy* 5.5 (2021): 465-471.
- [63] Cao, Zhen, et al. “Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 γ -ray Galactic sources.” *Nature* 594.7861 (2021): 33-36.
- [64] https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/observations/types/grbs/lat_grbs/
- [65] https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3_archive.html
- [66] Albert, A., et al. “Constraining the local burst rate density of primordial black holes with HAWC.” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2020.04 (2020): 026.
- [67] Hsu, Rue-Ron. “The No Hair Theorem.” *Chinese Journal of Physics* 30.4 (1992): 569-577.
- [68] Morse, Marston. “The foundations of a theory in the calculus of variations in the large.” *Transactions of the American Mathematical Society* 30.2 (1928): 213-274.
- [69] Calmet, Xavier, Bernard Carr, and Elizabeth Winstanley. *Quantum black holes*. Vol. 2072. Berlin: Springer, 2014.
- [70] Lee, Hyun Kyu, Ralph Antoine Marie Joseph Wijers, and Gerald Edward Brown. “The Blandford–Znajek process as a central engine for a gamma-ray burst. ” *Physics Reports* 325.3 (2000): 83-114.
- [71] Kinoshita, Shunichiro, and Takahisa Igata. “The essence of the Blandford & Znajek process.” *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2018.3 (2018): 033E02.
- [72] Koch, Christof, Moshe Rapp, and Idan Segev. “A brief history of time (constants).” *Cerebral cortex* 6.2 (1996): 93-101.
- [73] Stecker, Floyd W., M. A Malkan, and STm Scully. “Intergalactic photon spectra from the far-IR to the UV Lyman limit for $0 < z < 6$ and the optical depth of the universe to high-energy gamma rays.” *The Astrophysical Journal* 648.2 (2006): 774.

-
- [74] Gilmore, Rudy C., et al. "GeV gamma-ray attenuation and the high-redshift UV background." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 399.4 (2009): 1694-1708.
- [75] Franceschini, A.; Rodighiero, G.; Vaccari, M. The extragalactic optical-infrared background radiations, their time evolution and the cosmic photon-photon opacity. *Astron. Astrophys.* 2008, 487, 837.
- [76] Bialynicka-Birula, Z., and I. Bialynicki-Birula. "Nonlinear effects in quantum electrodynamics. Photon propagation and photon splitting in an external field." *Physical Review D* 2.10 (1970): 2341.
- [77] Mizuno, T., et al. "Suzaku observation of the Fermi cygnus cocoon: The search for a signature of young cosmic-ray electrons." *The Astrophysical Journal* 803.2 (2015): 74.
- [78] Fan, Yi-Zhong, Tsvi Piran, and Dong Xu. "The interpretation and implication of the afterglow of GRB 060218." *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2006.09 (2006): 013.
- [79] Wozniak, P. R., et al. "Gamma-Ray Burst at the extreme "the naked-eye burst" GRB 080319B." *The Astrophysical Journal* 691.1 (2009): 495.
- [80] Rees, Martin J. "Black hole models for active galactic nuclei". *Annual review of astronomy and astrophysics* 22.1 (1984): 471-506.
- [81] Antonucci, Robert. "Unified models for active galactic nuclei and quasars." *Annual review of astronomy and astrophysics* 31 (1993): 473-521.
- [82] Pringle, James E. "Accretion discs in astrophysics." *Annual review of astronomy and astrophysics* 19.1 (1981): 137-160.
- [83] Liboff, Richard L. *Introductory quantum mechanics*. Pearson Education India, 2003.
- [84] Peskin, Michael E. *An introduction to quantum field theory*. CRC press, 2018.
- [85] Feigelson, Eric, et al. "X-ray properties of young stars and stellar clusters." *Protostars and Planets V* (2007): 313-328.
- [86] Bloom, Joshua S., et al. "Closing in on a short-hard burst progenitor: constraints from early-time optical imaging and spectroscopy of a possible host galaxy of GRB 050509b." *The Astrophysical Journal* 638.1 (2006): 354.

- [87] Metzger, B. D., et al. “Electromagnetic counterparts of compact object mergers powered by the radioactive decay of r-process nuclei.” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406.4 (2010): 2650-2662.
- [88] Berger, Edo, W. Fong, and R. Chornock. “An r-process kilonova associated with the short-hard GRB 130603B.” *The Astrophysical Journal Letters* 774.2 (2013): L23.
- [89] Abbott, B. P.; et al. (LIGO Scientific Collaboration & Virgo Collaboration) (16 October 2017). “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”. *Physical Review Letters*. 119 (16): 161101.
- [90] Woosley, S. E., and J. S. Bloom. “The supernova gamma-ray burst connection.” *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 44 (2006): 507-556.
- [91] Pontzen, Andrew, et al. “The nature of Hi absorbers in GRB afterglows: clues from hydrodynamic simulations.”
- [92] Sudoh, Takahiro, Tim Linden, and John F. Beacom. “TeV halos are everywhere: Prospects for new discoveries.” *Physical Review D* 100.4 (2019): 043016.
- [93] Albert, A., et al. “Long-term spectra of the blazars Mrk 421 and Mrk 501 at TeV energies seen by HAWC.” *The Astrophysical Journal* 929.2 (2022): 125.
- [94] Ellis, John, et al. “Robust limits on Lorentz violation from gamma-ray bursts.” *Astroparticle Physics* 25.6 (2006): 402-411.
- [95] Fazio, G. G., and F. W. Stecker. Predicted high energy break in the isotropic gamma ray spectrum-A test of cosmological origin. No. X-641-70-26. 1970.
- [96] Koyama, Katsuji, et al. “Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006.” *Nature* 378.6554 (1995): 255-258.
- [97] McKee, Christopher F., and Jonathan C. Tan. “Massive star formation in 100,000 years from turbulent and pressurized molecular clouds.” *nature* 416.6876 (2002): 59-61.
- [98] Banerjee, Robi, and Ralph E. Pudritz. “Massive star formation via high accretion rates and early disk-driven outflows.” *The Astrophysical Journal* 660.1 (2007): 479.
- [99] Mészáros, P., and Martin J. Rees. “Poynting jets from black holes and cosmological gamma-ray bursts.” *The Astrophysical Journal* 482.1 (1997): L29.

-
- [100] Sari, Re'em. "The observed size and shape of gamma-ray burst afterglow." *The Astrophysical Journal* 494.1 (1998): L49-L52.
- [101] Abdo, A. A., et al. "Milagro limits and HAWC sensitivity for the rate-density of evaporating Primordial Black Holes." *Astroparticle Physics* 64 (2015): 4-12.
- [102] Ackermann, Markus, et al. "Search for gamma-ray emission from local primordial black holes with the Fermi Large Area Telescope." *The Astrophysical Journal* 857.1 (2018): 49.
- [103] Glicenstein, J. F., et al. "Limits on Primordial Black Hole evaporation with the HESS array of Cherenkov telescopes." arXiv preprint arXiv:1307.4898 (2013).
- [104] Albert, A., et al. "A survey of active galaxies at TeV photon energies with the HAWC gamma-ray observatory." *The Astrophysical Journal* 907.2 (2021): 67.
- [105] Penrose, Roger, and R. M. Floyd. "Extraction of rotational energy from a black hole." *Nature Physical Science* 229.6 (1971): 177-179.
- [106] Carr, Bernard J., and Stephen W. Hawking. "Black holes in the early Universe." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 168.2 (1974): 399-415.
- [107] Jacob, Uri, and Tsvi Piran. "Lorentz-violation-induced arrival delays of cosmological particles." *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2008.01 (2008): 031.
- [108] De Angelis, Alessandro, Giorgio Galanti, and Marco Roncadelli. "Transparency of the Universe to gamma-rays." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 432.4 (2013): 3245-3249.
- [109] Dominguez, Alberto, et al. "Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 410.4 (2011): 2556-2578. <http://side.iaa.es/EBL/>
- [110] Varshavskii, V. I., and A. V. Tutukov. "Evolution of massive stars." *Soviet Astronomy* 19 (1975): 142-145.
- [111] F. Shu, "The Physical Universe An Introduction to Astronomy," University Science Books, Herndon, 1982
- [112] Bühler, Rolf, and Roger Blandford. "The surprising Crab pulsar and its nebula: a review." *Reports on Progress in Physics* 77.6 (2014): 066901.

- [113] Gaensler, Bryan M., and Patrick O. Slane. “The evolution and structure of pulsar wind nebulae.” arXiv preprint astro-ph/0601081 (2006).
- [114] Kargaltsev, Oleg, et al. “Pulsar-wind nebulae.” *Space Science Reviews* 191.1 (2015): 391-439.
- [115] Linden, Tim. “TeV Halos: A New Class of TeV Sources Powered by Pulsars.” (2021).
- [116] Meyer, Bradley S. “The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis.” *Annual Review Astronomy and Astrophysics* 32.NAS 1.26: 204924 (1994).
- [117] Grondin, M-H., et al. “The Vela-X pulsar wind nebula revisited with four years of Fermi Large Area Telescope observations.” *The Astrophysical Journal* 774.2 (2013): 110.
- [118] Ajello, M., et al. “A decade of gamma-ray bursts observed by Fermi-LAT: the second GRB catalog.” *The Astrophysical Journal* 878.1 (2019): 52.
- [119] Colladay, Don, and V. Alan Kostelecký. “Lorentz-violating extension of the standard model.” *Physical Review D* 58.11 (1998): 116002.
- [120] Abraham, J., et al. “Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory.” *Astroparticle Physics* 31.6 (2009): 399-406.
- [121] Hui, C. M., and H. Zhou. “HAWC Observation of Supernova Remnants and Pulsar Wind Nebulae.” arXiv preprint arXiv:1508.07391 (2015).
- [122] Burgess, Daniel A., et al. “The Eel Pulsar Wind Nebula: A PeVatron-candidate Origin for HAWC J182-128 and HESS J1826-130.” *The Astrophysical Journal* 930.2 (2022): 148.
- [123] Duechting, Norbert. “Supermassive black holes from primordial black hole seeds.” *Physical Review D* 70.6 (2004): 064015.
- [124] Drees, Manuel, and Encieh Erfani. “Running-mass inflation model and primordial black holes.” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2011.04 (2011): 005.
- [125] Hertzberg, Mark P., et al. “Shining primordial black holes.” *Physical Review D* 103.6 (2021): 063025.
- [126] Abbott, B., et al. “Search for gravitational waves from primordial black hole binary coalescences in the galactic halo.” *Physical Review D* 72.8 (2005): 082002.

-
- [127] Glicenstein, J. F., et al. “Limits on Primordial Black Hole evaporation with the HESS array of Cherenkov telescopes.” arXiv preprint arXiv:1307.4898 (2013).
- [128] Antonucci, Robert. “Unified models for active galactic nuclei and quasars.” *Annual review of astronomy and astrophysics* 31 (1993): 473-521.
- [129] Ahnen, Max L., et al. “Constraining Lorentz invariance violation using the Crab Pulsar emission observed up to TeV energies by MAGIC.” *The Astrophysical Journal Supplement Series* 232.1 (2017): 9.
- [130] Gaug, Markus, and Daniel Garrido. “Constraining Lorentz invariance violations using the Crab pulsar TeV emission.” arXiv preprint arXiv:1708.06195 (2017).
- [131] Zitzer, Benjamin. “Lorentz invariance violation limits from the crab pulsar using VERITAS.” arXiv preprint arXiv:1307.8382 (2013).
- [132] <https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/32677.gcn3>
- [133] https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/fullview/221009A/
- [134] <https://www.astronomerstelegam.org/?read=15669>
- [135] Martínez-Huerta, Humberto, Rodrigo Guedes Lang, and Vitor De Souza. “Lorentz invariance violation tests in astroparticle physics.” *Symmetry* 12.8 (2020): 1232.
- [136] Mirshekari, Saeed, Nicolas Yunes, and Clifford M. Will. “Constraining generic lorentz violation and the speed of the graviton with gravitational waves.” *Phys. Rev. D* 85.024041 (2012): 1110-2720.
- [137] Feshbach, Herman, and Felix Villars. “Elementary relativistic wave mechanics of spin 0 and spin 1/2 particles.” *Reviews of Modern Physics* 30.1 (1958): 24.
- [138] Gordon, Walter. “Der comptoneffekt nach der schrödingerschen theorie.” *Zeitschrift für Physik* 40.1-2 (1926): 117-133.
- [139] Pamungkas, Oky Rio, et al. “Analytical solutions of the Proca equation for modified Manning–Rosen potential with centrifugal term and direct coupling approaches by hypergeometric method.” *Indian Journal of Physics* 95 (2021): 1193-1201.
- [140] Couturier, Camille. *Lorentz Invariance Violation and Quantum Gravity: constraints from astrophysical observations of extragalactic transient events*. Diss. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2014.

- [141] Liberati, Stefano, and Luca Maccione. "Lorentz Violation: Motivation and new constraints." *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 59 (2009) Proca, A. L. "Sur la théorie ondulatoire des électrons positifs et négatifs." *Journal de Physique et le Radium* 7.8 (1936): 347-353.: 245-267.
- [142] Proca, A. L. "Sur la théorie ondulatoire des électrons positifs et négatifs." *Journal de Physique et le Radium* 7.8 (1936): 347-353.
- [143] Jacobson, Ted, et al. "New limits on Planck scale Lorentz violation in QED." *Physical review letters* 93.2 (2004): 021101.
- [144] Ackermann, Markus, et al. "Search for gamma-ray emission from local primordial black holes with the Fermi Large Area Telescope." *The Astrophysical Journal* 857.1 (2018): 49.
- [145] https://www.researchgate.net/figure/Showers-of-cosmic-ray-reactions-with-pa-fig9_272826408
- [146] Blumenthal, G. J., and R. Gould. "Bremsstrahlung, synkrotronstråling og compton-spredning af højenergielektroner, der krydser fortyndede gasser." *Anmeldelser af moderne fysik* 42.2 (1970): 237-270.

List of Figures

3.1	Diagrama que muestra la división del domino en (M, R) de la mecánica clásica, teoría cuántica, RG y gravedad cuántica. Imagen de Calmet-Quantum-Black-Holes pg. 8.	21
4.1	Atenuación en LI y LIV. Cuando la LIV es sublumínica vemos recuperación del flujo, mientras que el escenario superlumínico vemos una reducción del flujo de rayos gamma, utilizando los valores $z = 0.03$ y $\delta = 10^{-28} \text{ eV}^{-1}$ para obtener las gráficas.	32
5.1	Muestra de las interacciones que se producen en un cascada atmosférica [145].	36
5.2	Ilustración de cómo el observatorio HAWC captura los datos de los rayos gamma y los rayos cósmicos entrantes, donde se encuentra y como son detectores. Crédito: Sílvia Bravo Gallart / Centro de Astrofísica de Partículas IceCube de Wisconsin (WIPAC)	38
5.3	Ilustración de la relación que existe entre un TeV Halo con PWN y SNR. La formación de un TeV Halo puede tardar y cuando se logre formar, es posible que la SNR ya no exista para ese entonces. Imagen obtenida de [92].	42
5.4	Presentación ilustrativa de un AGN donde se muestran sus componentes. Figura sacada de https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html	44
6.1	Gráfica comparativa de la búsqueda de energía LIV mediante el método de tiempo de vuelo. La línea verde representa a GRB 130427A, la naranja a GRB 130702A, la azul a GRB 160623A, la roja a GRB 200412B y la morada a GRB 210704A. Mientras que la línea café punteada representa la energía de Planck a 10^{28} eV y los dos ejes en base logarítmica	56

6.2	Gráfica comparativa de la búsqueda de energía LIV mediante el método de tiempo de vuelo. La línea verde representa a GRB 130427A, la naranja a GRB 130702A, la azul a GRB 160623A, la roja a GRB 200412B y la morada a GRB 210704A. Los dos ejes en base logarítmica.	58
6.3	Diferentes gráficas sobre la atenuación con efecto LIV con diferentes escalas de energía, la línea azul, naranja y verde indican para las atenuaciones efectos sublumínico, superlumínico y solo LI respectivamente . Para las atenuaciones se utilizaron los siguientes valores de $E_{LIV} = 10^{27}, 10^{29}, 10^{30}$ eV respectivamente. Se puede notar que entre mayor E_{LIV} la diferencia entre los efectos LIV contra el efecto LI es mínima, mientras E_{LIV} menores la diferencia entre los efectos es muy notoria.	60
6.4	Espectro de Mrk 501. De color azul se puede ver el modelo sin EBL, el color naranja el modelo de Dominguez y de color verde se puede ver el modelo de Gilmore, utilizando los valores de la Tabla 6.2.	62
6.5	Espectro de Mrk 501 utilizando el modelo de Dominguez. La gráfica Superior izquierda muestra el modelo de Dominguez con $E_{LIV}^{(1)} = 10^{27}$ eV, la gráfica superior derecha tiene como $E_{LIV}^{(1)} = E_{Pl}$, la gráfica inferior izquierda tiene como $E_{LIV}^{(1)} = 10^{29}$ eV y la gráfica inferior derecha tiene como $E_{LIV}^{(1)} = 10^{30}$ eV. Las líneas naranja, azul y verde indican el modelo de Dominguez con efectos sublumínico, LI y superlumínico respectivamente.	63
6.6	Espectro de Mrk 501 utilizando el modelo de Dominguez, sin y con efectos LIV y modelo alternativo sin EBL (línea azul). Las líneas verde, naranja y roja indican el modelo de Dominguez con efectos sublumínico, LI y superlumínico respectivamente. El punto azul indica el flujo medido de Mrk 501 obtenido de [93] con su error correspondiente. Las líneas horizontales muestran limites superiores para varios AGNs, la línea horizontal negra entre 0.5 – 2 TeV es de $1.33 \times 10^{-11} \text{ TeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la línea amarilla entre 2 – 8 TeV es de $3.61 \times 10^{-12} \text{ TeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y por último la línea magenta entre 8 – 32 TeV es de $1.26 \times 10^{-12} \text{ TeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ utilizando [104] para poder obtener estos limites.	64

List of Tables

6.1	Objetos que se utilizaron para poder verificar y comparar si es posible medir LIV. Los valores de z y T_{90} se obtuvieron de [64, 65], E_{max} es la energía máxima que se ha medido estos en GRBs [65, 118], posteriormente se muestran las coordenadas de los GRBs. En la última columna se tiene la distancia del cenit en grados con respecto a la visión de HAWC al momento de que ocurrió el GRB. * objeto que apenas se podrían ver con HAWC.	55
6.2	Valores de los parámetros con su incertidumbre de los tres modelos utilizados para generar el espectro de Mrk 501. Análisis de datos de HAWC por Carramiñana (2021).	61
6.3	E_γ es la energía medida de los fotones y E_{LIV} corresponde a la búsqueda de la energía LIV que generaría esos fotones para poder generar un cambio en el umbral ε_{th}^{LIV}	65
6.4	Datos referentes al decaimiento y división de fotón, donde E_c es la energía de los fotones de la fuente, $E_{LIV}^{(1)}$ y $E_{LIV}^{(2)}$ los límites inferiores de los niveles LIV, $E_{LIV}^{(2)}(3\gamma)$ límite inferior para división, $L_{\gamma \rightarrow 3\gamma}$ camino libre medio y P como la probabilidad que la división del fotón no ocurra.	67
6.5	Resultados del decaimiento y división del fotón con los datos de LHAASO.	68
6.6	Comparación entre los datos de LHAASO y los datos de HAWC, que mediante mayor energía de los fotones observados podemos encontrar que el límite en grado 1 hay una gran separación por orden de magnitud de la escala de Planck. Para el grado 2 el límite que se ve en los dos tests vemos que entre mayor energía de los fotones nos acercamos a la energía de Planck.	68