

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

ANÁLISIS TEMPORAL Y ESPECTRAL DE LA ESTRUCTURA
INTERNA DE LAS RÁFAGAS DE RAYOS GAMMA CON Z
CERCANO A 1

PROYECTO PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE FÍSICO

JONATHAN ALEXANDER QUIROLA VÁSQUEZ
aragorndj@hotmail.com

Director: NICOLÁS ALEJANDRO VÁSQUEZ PAZMIÑO, PH.D.
nicolas.vasquez@epn.edu.ec

QUITO, AGOSTO 2015

DECLARACIÓN

Yo JONATHAN ALEXANDER QUIROLA VÁSQUEZ, declaro bajo juramento que el trabajo aquí escrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento.

A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normatividad institucional vigente.

Jonathan Alexander Quirola Vásquez

CERTIFICACIÓN

Certifico que el presente trabajo fue desarrollado por JONATHAN ALEXANDER QUIROLA VÁSQUEZ, bajo mi supervisión

Nicolás Alejandro Vásquez Pazmiño, Ph.D.
Director

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Nicolás Vásquez por su acertada supervisión en el desarrollo de este proyecto. A los profesores de la Facultad de Ciencias quienes han contribuido en mi formación académica, en especial al Dr. Marco Bayas por sus consejos y al Dr. Oscar Martínez por su guía.

A mis padres y hermano por su apoyo incondicional, ejemplo y amor en el cumplimiento de mis metas y anhelos. A Arita por su cariño, comprensión, ternura, amor y paciencia infinita durante todo este tiempo. A mis abuelitos (Laura, Olimpia, Aurelio y Miguel), tíos y primos por su cariño y tiempo. Un gran agradecimiento a Lucita, por su preocupación y ayuda inmejorable.

A mis amigos del Colegio (Andy, Chino, Cucus, Maelo, Pazmi y Pistolas) y de la Facultad de Ciencias (Andre, Cris, Dac, Enana, Gaby, Gualco, Jefe, Jimmy, Mabe, Mono, Murci, Nico, Tefita, Tefa, etc) por la amistad y ayuda brindada. Un agradecimiento a *Potato* por su amistad y sabiduría infinita.

DEDICATORIA

Para mis padres y el *gato gordo*

De su hijo y hermano, Jonathan

Índice de contenido

Índice de figuras	XII
Índice de tablas	XIV
Resumen	1
Abstract	3
1. Introducción	1
2. Generalidades de las Ráfagas de rayos gamma	5
2.1. Reseña histórica sobre la detección de GRBs	6
2.2. Clasificación temporal de las ráfagas de rayos gamma	9
2.3. Modelo estándar de GRBs	11
2.3.1. Choques internos y externos	11
3. Mecanismos de emisión asociados	17
3.1. Radiación sincrotrón	17
3.1.1. Frecuencia de la radiación sincrotrón	18
3.1.2. Comportamiento espectral de la radiación sincrotrón	19
3.1.3. Límite sincrotrón	21
3.2. Dispersión Compton inverso	22
3.2.1. Frecuencia de la dispersión Compton inverso	22
3.2.2. Comportamiento espectral del proceso Compton inverso para una dispersión simple	25
3.3. Emisión sincrotrón auto Compton (SSC)	26
3.3.1. Emisividad y espectro del proceso sincrotrón auto Compton	26
3.4. Posibles mecanismos adicionales	28
4. Cálculo del desfase espectral y resultados	29
4.1. Contribuciones al desfase espectral	29
4.1.1. Contribución radial al desfase espectral	30

4.1.2.	Contribución angular al desfase espectral	30
4.1.3.	Contribución de la expansión del Universo al desfase espectral	31
4.2.	Selección de la muestra y obtención de las curvas de luz	33
4.3.	Metodología	34
4.4.	Resultados	36
5.	Metodología para el análisis espectral	41
5.1.	Generalidades del espectro de las ráfagas de rayos gamma	41
5.2.	Selección de la muestra	42
5.3.	Metodología para el análisis espectral	43
5.3.1.	Análisis espectral por regiones	43
5.3.2.	Análisis espectral de pulsos	45
5.4.	Modelos espectrales propuestos	46
6.	Resultado del análisis espectral por regiones	49
6.1.	Resultados	49
6.1.1.	GRB 071010B	51
6.1.2.	GRB 080411	53
6.1.3.	GRB 080413B	55
6.1.4.	GRB 091208B	57
6.1.5.	GRB 110715A	57
7.	Resultado del análisis espectral por pulsos	63
7.1.	Resultados	63
7.1.1.	Correlación: lag espectral-índice fotónico	65
7.1.2.	Anticorrelación: lag espectral-luminosidad	66
8.	Conclusiones y discusiones	73
A.	Tablas	77
A.1.	Primer análisis espectral	77
A.2.	Segundo análisis espectral	81
A.3.	Modelo de Norris	83
B.	Tratamiento de errores en el modelo de Norris	85
C.	Método de mínimos cuadrados para una función arbitraria	87
	Referencias	89

Índice de figuras

2.1.	Bimodalidad producto de la duración de GRBs detectados por BATSE. Tomado de B. Zhang y P. Mészáros[4, 39].	6
2.2.	Distribución isotrópica de GRBs detectados por el experimento BATSE. Tomado de D.H. Perkins[14].	6
2.3.	Primera ráfaga de rayos gamma detectada por los satélites Vela GRB 670702. Tomado de J. Bloom[11].	7
2.4.	Descubrimiento de la SN 1998bw asociado al GRB 980425. La imagen superior muestra la galaxia anfitriona del GRB 980425 antes (<i>izquierda</i>) y después (<i>derecha</i>) que ocurra. La imagen inferior muestra la galaxia anfitriona y la supernova asociada. En el zoom se aprecia la región de formación estelar que se genera 778 días después de la explosión. Imagen tomada de Hjorth[40].	8
2.5.	Esquema de los detectores que lleva abordo el satélite <i>Swift</i> . Imagen tomada de P. Mészáros[23].	9
2.6.	Esquema de los posibles progenitores asociados a los GRBs. Imagen tomada de J. Bloom[11].	10
2.7.	Evolución del factor de Lorentz en función del radio de la explosión para un GRB. Imagen tomada de J. Bloom[11].	12
2.8.	Esquema del modelo de choques de la bola de fuego. Tomado de T. Ukwatta[24].	13
2.9.	Esquema de las distancias de la radiación emitida por los choques. Esquema tomado de B. Zhang y P. Mészáros[4].	14
3.1.	Espectro de la radiación sincrotrón en escala logarítmica. Imagen tomada de Malcolm S. Longair[15].	19
3.2.	Espectro de la emisión sincrotrón para electrones acelerados en choques relativistas: (<i>arriba</i>) Enfriamiento rápido: esta es la condición durante la fase de emisión temprana. (<i>abajo</i>) Enfriamiento lento: esta es la situación en un tiempo tardío, en el cual la evolución es adiabática. Gráfica tomada de T. Piran[5].	21

3.3.	Diagrama de Feynman de la dispersión Compton inverso.	23
3.4.	Espectro de la dispersión Compton inverso en escala logarítmica. Imagen tomada de Malcolm S. Longair[15].	25
3.5.	Espectro de la radiación sincrotrón auto Compton en escala logarítmica. Espectro tomado de G. Ghisellini[12].	28
4.1.	Esquema de la componente radial del tiempo de retardo.	30
4.2.	Esquema de la componente angular al tiempo de retardo.	31
4.3.	Ráfagas de rayos gamma analizadas con una resolución temporal de 0,125 segundos (15-150 KeV).	32
4.4.	Ubicación espacial de los GRBs analizados respecto al plano galáctico (<i>líneas entrecortadas</i>).	33
4.5.	Ajuste del GRB 071010B con el modelo de Norris para cuatro bandas energéticas. La línea entrecortada es el tiempo de máxima intensidad (t_{peak}) en cada canal energético. (a) 15-25 KeV, (b) 25-50 KeV, (c) 50-100 KeV y (d) 100-150 KeV.	34
4.6.	τ_1 vs τ_2 para cada uno de los canales energéticos (Canal 1 (a), Canal 2 (b), Canal 3 (c) y Canal 4 (d)).	36
4.7.	Ancho de pico (w) vs asimetría (κ) para cada uno de los canales energéticos. (a) canal 1, (b) canal 2, (c) canal 3 y (d) canal 4.	37
4.8.	t_{peak} vs κ (asimetría) para cada uno de los canales energéticos (Canal 1 (a), Canal 2 (b), Canal 3 (c) y Canal 4 (d)).	38
4.9.	(<i>izquierda</i>) Histograma del desfase espectral sin corrección cosmológica. (<i>derecha</i>) Histograma del desfase espectral con corrección cosmológica.	39
5.1.	(<i>izquierda</i>) Espectro del GRB 990123 detectado por BATSE. En el <i>panel superior</i> observamos el espectro del número de fotones $N_E \equiv dN/dE$ respecto a la energía de los fotones. En el <i>panel inferior</i> observamos la cantidad de energía en fotones por energía ($E^2 N_E$) respecto a la energía[23]. (<i>derecha</i>) Distribución de la energía de ruptura (E_b) con el modelo de Band de una muestra de 156 GRBs detectados con BATSE[5].	42
5.2.	GRBs divididos para el análisis espectral por regiones.	44
5.3.	GRBs divididos para el análisis espectral por pulsos.	45
5.4.	Espectro de emisión del GRB 080411 (región: $18 < t < 19$ segundos) y su ajuste con el modelo (<i>izquierda superior</i>) ley de potencias y (<i>derecha superior</i>) ley de potencias rota normalizado. (<i>inferior</i>) Ajuste al GRB 071010B con el modelo de Band.	46

6.1.	(<i>izquierda superior</i>) Histograma del índice fotónico asociado al modelo de ley de potencias. (<i>derecha superior</i>) Histograma del índice fotónico asociado al modelo normalizado. Los histogramas tienen un ancho de 0,5. (<i>izquierda inferior</i>) Histograma del χ^2 asociado al modelo de ley de potencias. (<i>derecha inferior</i>) Histograma del χ^2 asociado al modelo normalizado. Los histogramas tienen un ancho de 0,5.	50
6.2.	Histograma de la energía de pico obtenida con el modelo normalizado (PLN).	51
6.3.	Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 071010B con el modelo de ley de potencias (<i>arriba</i>) y el modelo de ley de potencias rota (<i>abajo</i>). (<i>arriba</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (<i>abajo</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.	52
6.4.	Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 080411 con el modelo de ley de potencias (<i>arriba</i>) y el modelo de ley de potencias rota (<i>abajo</i>). (<i>arriba</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (<i>abajo</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.	54
6.5.	Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 080413B con el modelo de ley de potencias (<i>arriba</i>) y el modelo de ley de potencias rota (<i>abajo</i>). (<i>arriba</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (<i>abajo</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.	56
6.6.	Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 091208B con el modelo de ley de potencias (<i>arriba</i>) y el modelo de ley de potencias rota (<i>abajo</i>). (<i>arriba</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (<i>abajo</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.	58

6.7.	Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 110715A con el modelo de ley de potencias (<i>arriba</i>) y el modelo de ley de potencias rota (<i>abajo</i>). (<i>arriba</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (<i>abajo</i>) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.	59
7.1.	Histogramas del χ^2 para los tres modelos espectrales usados en el segundo análisis, y eficiencia del detector. (<i>superior izquierda</i>) Histograma del χ^2 para el modelo power law (PL). (<i>superior derecha</i>) Histograma del χ^2 para el modelo normalizado (PLN). (<i>inferior</i>) Histograma del χ^2 para el modelo de Band (BD).	64
7.2.	Energía vs área efectiva del detector BAT.	65
7.3.	Lag espectral vs índice fotónico de pulsos individuales con el modelo power law (PL). (a) $\tau_3 = \text{ch1-ch4}$, (b) $\tau_4 = \text{ch2-ch3}$, (c) $\tau_5 = \text{ch2-ch4}$ y (d) $\tau_6 = \text{ch3-ch4}$	67
7.4.	Lag espectral vs luminosidad para pulsos individuales con el modelo de ley de potencias rota (PLN) y con el modelo de Band (BD). (a,b) $\tau_3 = \text{ch1-ch4}$, (c,d) $\tau_4 = \text{ch2-ch3}$, (e,f) $\tau_5 = \text{ch2-ch4}$ y (g,h) $\tau_6 = \text{ch3-ch4}$	70
7.5.	Lag espectral vs luminosidad en escala logarítmica para pulsos individuales con el modelo de ley de potencias rota (PLN) y con el modelo de Band (BD). (a,b) $\tau_3 = \text{ch1-ch4}$, (c,d) $\tau_4 = \text{ch2-ch3}$, (e,f) $\tau_5 = \text{ch2-ch4}$ y (g,h) $\tau_6 = \text{ch3-ch4}$	71

Índice de cuadros

4.1.	Parámetros de los ajustes de las Figuras 4.6, 4.7 y 4.8. El parámetro r representa el coeficiente de correlación para cada ajuste.	38
4.2.	Lag espectrales obtenidos con el modelo de Norris. Como ciertos pulsos no tienen componente de alta o baja energía, entonces ciertos desfases no fueron obtenidos.	40
5.1.	GRBs analizados y su respectivo corrimiento al rojo, fluencia y tiempo al 90 % de las cuentas en la curva de luz (T_{90}).	43
6.1.	Parámetros espectrales promedio para los modelos PL y PLN en el análisis por regiones.	50
6.2.	Parámetros espectrales promedio de los modelos PL y PLN asociados a cada ráfaga.	60
6.3.	Importancia del proceso sincrotrón en los pulsos de la muestra. <i>Puro</i> : proceso asociado exclusivamente a la emisión sincrotrón. <i>Dominante</i> : proceso donde la emisión sincrotrón es dominante pero no el único mecanismo. <i>Otros procesos</i> : pulsos asociados a procesos diferentes al sincrotrón.	61
7.1.	Índice fotónico de baja y alta energía (α y β respectivamente), energía de pico (E_P) y χ^2 promedio de todo el análisis para tres modelos espectrales (PL, PLN, BD).	65
7.2.	Coefficiente de correlación entre el lag espectral (τ_i con $i = 3, \dots, 6$) y el índice fotónico (α) para tres modelos espectrales. En esta correlación no se realizó correcciones cosmológicas.	66
7.3.	Coefficiente de correlación entre el lag espectral (τ_i con $i = 3, \dots, 6$) y luminosidad para tres modelos espectrales. Se realizó correcciones cosmológicas al lag espectral.	68
A.1.	Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 080413B.	78
A.2.	Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 071010B.	78

A.3. Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral de los GRBs 110715A y 091208B.	79
A.4. Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 080411.	80
A.5. Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 080411.	81
A.6. Parámetros espectrales relacionados al segundo análisis espectral de la muestra de GRBs.	82
A.7. Parámetros obtenidos con el modelo de Norris a los pulsos de las ráfagas.	83

Resumen

Se investigó la estructura interna de una muestra de 5 GRBs largos detectados por el satélite *Swift* con z cercano a 1, donde estudiamos la estructura temporal y espectral de los GRBs seleccionados. Primeramente, encontramos el desfase espectral (lag espectral) aplicando un modelo exponencial (modelo de Norris, 2005), con el cual ajustamos los pulsos en cuatro diferentes bandas energéticas según la sensibilidad del detector BAT (15-150 KeV), además encontramos los lags usando los cuatro canales energéticos seleccionados. Concluimos que los fotones de alta energía arriban antes que los fotones de baja energía en el 88 % de los lags. Además, se desarrolló el análisis espectral en regiones de 1 segundo de ancho; obtuvimos la evolución temporal de los parámetros espectrales como el índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y χ^2 . En este análisis, usamos dos modelos espectrales: ley de potencias y ley de potencias rota, por ende determinamos que la contribución de la radiación sincrotrón dentro de las ráfagas es importante para el 45 % de las regiones de los GRBs. Adicionalmente, encontramos que la emisión sincrotrón es importante para el 80 % de los pulsos. Finalmente, investigamos posibles correlaciones entre el desfase espectral y parámetros espectrales asociados a cada pulso como el índice fotónico y la luminosidad. Adicionalmente, demostramos la existencia de la anticorrelación lag-luminosidad, sin embargo no encontramos una correlación entre el lag espectral y el índice fotónico.

Abstract

We investigated the internal structure of a sample of 5 long GRBs detected by *Swift* satellite with z close to one. We studied the high resolved temporal and spectral structure of the selected GRBs. First, we determined the spectral lag applying an exponential model (Norris model, 2005). We fitted the pulses with Norris model in four different energy channels according to the sensitivity of the BAT detector (15-150 KeV) and calculated different lags using the 4 chosen bands. We concluded that high energy photons arrived before low energy photons in 88 % of lags. Moreover, we performed spectral analysis in regions of 1 second width; the temporal evolution of spectral parameters such as photon index (α), energy peak (E_p), among others were determined. In this analysis, we used two spectral models: power law and cutoff power law, thus we determined that the contribution of the synchrotron radiation inside the burst is important to the 45 % of the GRBs' regions. Moreover, we found that the synchrotron radiation is important to 80 % of pulses. Finally, we investigated possible correlation between the spectral lag and spectral parameters associated to each pulse such as photon index and luminosity. Additionally, we demonstrated the anticorrelation between lag-luminosity. Nevertheless, we did not find a correlation between spectral lag and photon index.

Capítulo 1

Introducción

Las ráfagas de rayos gamma o GRBs (por sus siglas en inglés: Gamma Ray-Bursts) son uno de los eventos astrofísicos más antiguos del Universo. Además, son considerados los eventos más energéticos después del Big Bang[4, 5] ya que tienen una luminosidad isotrópica promedio de 10^{51} erg/s (la luminosidad isotrópica liberada por el sol es de 10^{33} erg/s) y fluencia promedio de 10^{-7} erg/cm²s[1, 16]. Estos eventos astrofísicos son definidos como indicadores cosmológicos o candelas estándar (fenómenos que permanece invariantes y obedecen a un mismo conjunto de condiciones físicas durante la evolución del Universo[16]) por su alto corrimiento al rojo (z) y por sus posibles progenitores asociados con supernovas, esto les permite ser candidatos para el estudio del Universo primordial. Los GRBs tienen propiedades internas tanto espectrales como temporales, las cuales están asociadas a la naturaleza intrínseca de las ráfagas.

Las propiedades temporales y espectrales de los GRBs son importantes para comprender la naturaleza de las ráfagas. Se puede estudiar las propiedades temporales y espectrales analizando su estructura interna pulso por pulso. Anteriormente, autores como Ukwatta, Norris y Hakkila encontraron una anticorrelación entre el desfase espectral y la luminosidad en una muestra de GRBs con diferente corrimiento al rojo. Sin embargo, ellos analizaron a los GRB como un “todo”, es decir, no consideraron la estructura interna que presentan los pulsos. Además, el estudio de los parámetros espectrales y temporales promedios puede esconder la verdadera naturaleza de los mecanismos de emisión y aceleración de las ráfagas. Por lo tanto, es necesario estudiar estas propiedades analizando la estructura interna de los pulsos de los GRBs.

Una característica importante de los GRBs es el desfase espectral, el cual se define como el retardo en el tiempo de arribo de los fotones de baja energía respecto a los de alta energía. Anteriormente, se ha analizado el desfase espectral con la función de autocorrelación (CCF) a grupos de GRBs que se encuentran a diferentes distancias

(Ukwatta, Baquero, Norris[16, 22, 24, 34]), donde la CCF no considera la estructura interna del GRB. Por otro lado, el modelo de Norris [16, 22, 24, 34] permite obtener el lag espectral ajustando los pulsos de las ráfagas, lo cual favorecería el estudio de la estructura interna de los GRBs. Además, autores como Norris[3] y Hakkila[38] proponen que el lag espectral es una propiedad del pulso y no una propiedad promedio de las ráfagas. Sin embargo, este método es limitado ya que solamente es aplicable a GRBs brillantes (alta fluencia) con pulsos de forma exponencial (fast rise exponential decay, FRED). El lag espectral ha sido un tema de continua discusión, ya que estaría asociado a la naturaleza del progenitor y al medio interestelar que lo rodea, además estaría fuertemente relacionado a la clasificación de GRBs por procesos físicos[7, 22].

Adicionalmente, estudios previos (Ukwatta[24, 34], Ghisellini[12]) realizaron los análisis espectrales promedios de las ráfagas, es decir no se consideró las regiones internas de los GRBs. Por lo tanto, es necesario realizar un análisis espectral de las regiones internas de las ráfagas para asociarlas a mecanismos de radiación conocidos. En resumen, el estudio de los GRBs como un “todo” puede ocultar la verdadera naturaleza de los procesos de radiación y aceleración de la emisión temprana, por ello es necesario realizar un análisis de la evolución espectral y temporal de su estructura interna, lo cual proporciona información relevante de la naturaleza de los progenitores y los mecanismos de emisión asociados. Es importante investigar si las propiedades promedio asociadas a las ráfagas también se cumplen en los análisis de regiones y pulsos individuales.

En esta investigación se estudió el comportamiento temporal y espectral de la estructura interna de un grupo de cinco GRBs detectados por el satélite *Swift* a la misma edad del Universo ($z \sim 1$), y se investigó el aporte de la emisión sincrotrón como mecanismo de generación de las ráfagas. Los métodos que usamos nos permiten estudiar a los GRBs detalladamente pulso por pulso y no como un “todo”[38]. Se realizó un estudio del lag espectral aplicando un modelo de pulso para cuatro bandas energéticas en la región de alta sensibilidad del detector BAT (15-150 KeV). Adicionalmente, se realizó dos estudios espectrales. En el primero, se estudió la evolución de parámetros espectrales dentro de las ráfagas y su asociación con la emisión sincrotrón, mientras que en el segundo análisis espectral se buscó correlaciones entre el lag espectral y parámetros espectrales como el índice fotónico y la luminosidad.

La secuencia de la investigación es la siguiente: en el *Capítulo 2* se presentan las generalidades, características principales y una reseña histórica de los GRBs, en el *Capítulo 3* analizamos teóricamente los posibles mecanismos de emisión asociados a

las ráfagas, en el *Capítulo 4* tenemos la metodología y resultados del desfase espectral utilizando el modelo de Norris. En el *Capítulo 5* tenemos la metodología y los modelos espectrales usados en el análisis espectral por regiones y por pulsos, en el *Capítulo 6* y *7* están expuestos los resultados obtenidos de los análisis espectrales por regiones y por pulsos respectivamente, y en el *Capítulo 8* se encuentran las conclusiones y recomendaciones obtenidas de la investigación.

En el *Apéndice A* se muestran las tablas de los parámetros obtenidos en el análisis temporal y espectral. En el *Apéndice B* se encuentra explicado el método usado para el análisis de errores del modelo de Norris. Finalmente, en el *Apéndice C* se encuentra desarrollado el método de mínimos cuadrados, el cual es muy importante dentro de la investigación.

Capítulo 2

Generalidades de las Ráfagas de rayos gamma

Los GRBs consisten en la emisión de rayos gamma y rayos-X de baja energía (emisión temprana), las cuales ocurren simultáneamente[4]. La emisión de rayos gamma es precedida por una emisión posluminescente de baja energía y larga duración, y se encuentra en el rango óptico, radio y rayos-X. Las ráfagas de rayos gamma tienen tiempos de emisión desde los milisegundos hasta las decenas de segundos. Sin embargo, la emisión posluminescente (en el rango del radio) ha sido observada hasta años después de la emisión temprana[5].

El alto corrimiento al rojo de las ráfagas ($z > 1$) les permite ser consideradas como candelas estándar, además han sido definidas como fenómenos isotrópicos, esto quiere decir que no se generan en regiones preferenciales del Universo. En la Figura 2.2 se observa la distribución isotrópica de los GRBs. Adicionalmente, en promedio se detecta uno a dos eventos por día[14].

A los GRBs se los clasificó por su tiempo de emisión y por la dureza de su espectro. Originalmente, los GRBs cortos están caracterizados por tiempos de emisión menores a dos segundos ($T_{90} < 2$ seg.) y espectros duros, mientras que los GRBs largos se caracterizan con tiempos de emisión mayores a dos segundos ($T_{90} > 2$ seg.) y espectros más suaves[7, 39].

En la Figura 2.1 se observa la bimodalidad asociada al tiempo de emisión de una muestra de GRBs detectados por BATSE. El espectro detectado de la emisión temprana es de origen no térmico, además la forma del espectro de los GRBs se ajusta con el *modelo empírico de Band* propuesto en 1993 [4, 5, 7, 20]. Las curvas de luz de las ráfagas representan la cantidad de fotones recibidos respecto al tiempo de activación

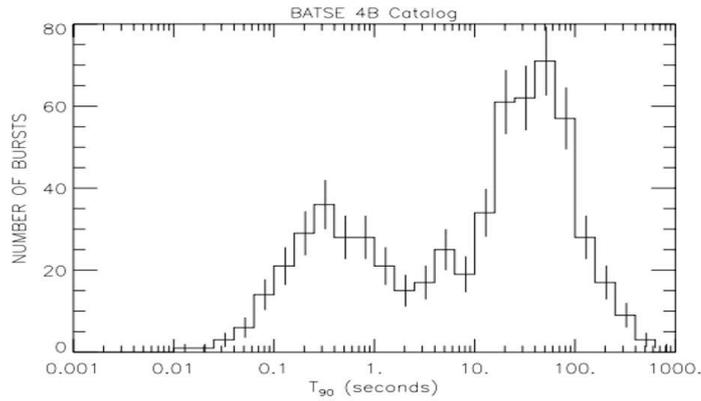


Figura 2.1: Bimodalidad producto de la duración de GRBs detectados por BATSE. Tomado de B. Zhang y P. Mészáros[4, 39].

del detector. El comportamiento de las curvas de luz estaría asociado a la emisión de jets de partículas relativistas, además los jets relativistas presentan factores de Lorentz grandes ($\Gamma \sim 1000$)[21]. El modelo que explica de mejor manera la emisión de los GRBs es el *modelo de la bola de fuego*.

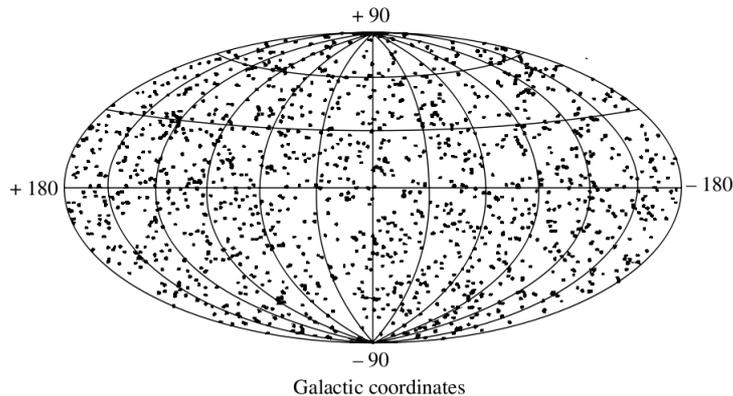


Figura 2.2: Distribución isotrópica de GRBs detectados por el experimento BATSE. Tomado de D.H. Perkins[14].

2.1. Reseña histórica sobre la detección de GRBs

Las ráfagas de rayos gamma fueron descubiertas accidentalmente por los satélites Vela en 1967. Sin embargo, los datos fueron publicados muchos años después por Klebesadel y sus colegas del Laboratorio Nacional de Los Álamos en 1973, ya que los satélites tenían fines militares[4, 11, 14]. En la Figura 2.3 se observa el primer GRB detectado por los satélites Vela (GRB 670702), el cuál es un GRB largo con tiempo de emisión de ocho segundos. Una red de satélites (IPN *interplanetary network*) ayudó con la localización temporal de los GRBs usando un método de triangulación del tiempo

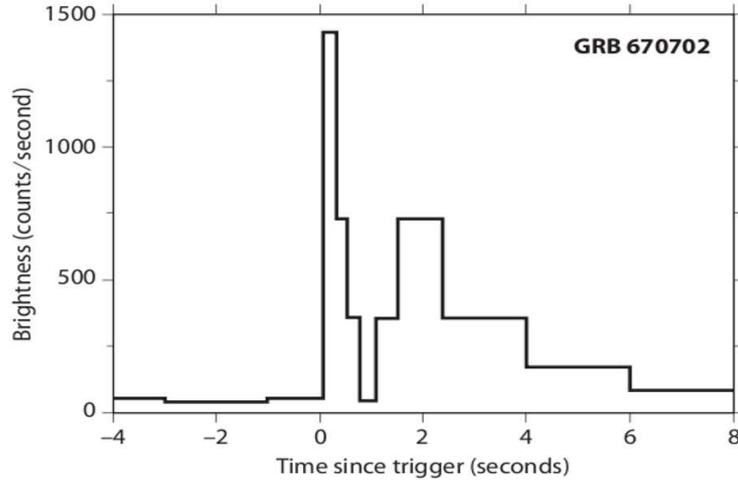


Figura 2.3: Primera ráfaga de rayos gamma detectada por los satélites Vela GRB 670702. Tomado de J. Bloom[11].

de arriba de los fotones.

En 1986, se propuso un modelo para los GRBs (*fireball model*), el cuál involucra como fuente de las ráfagas a un sistema binario de estrellas de neutrones (NS-NS), donde la bola de fuego compuesta de fotones y materia bariónica se expande a velocidades relativistas. Además, este primer modelo sugiere que el principal mecanismo de emisión temprana es la radiación sincrotrón. Cercana a esta época, se propuso como posibles progenitores de las ráfagas a supernovas[4, 11], también se profundizó el estudio analítico y numérico de la hidrodinámica de la bola de fuego. Desde el punto de vista teórico, el modelo de la bola de fuego es el avance más importante para entender la emisión de las ráfagas [4].

En 1991, se lanzó el Telescopio Compton de rayos gamma (*Compton Gamma-ray Observatory*, CGRO) junto con el experimento BATSE (*Burst and Transient Experiment*). Este experimento aportó con información sobre la distribución isotrópica y el origen cosmológico de las ráfagas[4, 16, 22]. Adicionalmente, el detector EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) a bordo de CGRO detectó ráfagas en la banda de rayos gamma duros[4].

En 1997, el satélite ítalo-holandés *Beppo-SAX* detectó por primera vez la posluminiscencia de baja energía de un GRB (GRB 970228) en la banda de rayos-X. Por lo tanto, con la detección de la posluminiscencia se determinó por primera vez el corrimiento al rojo (GRB 970508 y GRB 971214), lo cuál confirmó que son fenómenos

cosmológicos. Posteriormente, se descubrió una posible asociación entre las ráfagas de rayos gamma y las supernovas (SN) al detectar el GRB 980425 y la SN 1998bw [4]. Más adelante se detectó una clara evidencia de esta relación con el GRB 030329. En la Figura 2.4 está la SN 1998bw y la galaxia anfitriona del GRB 980425.

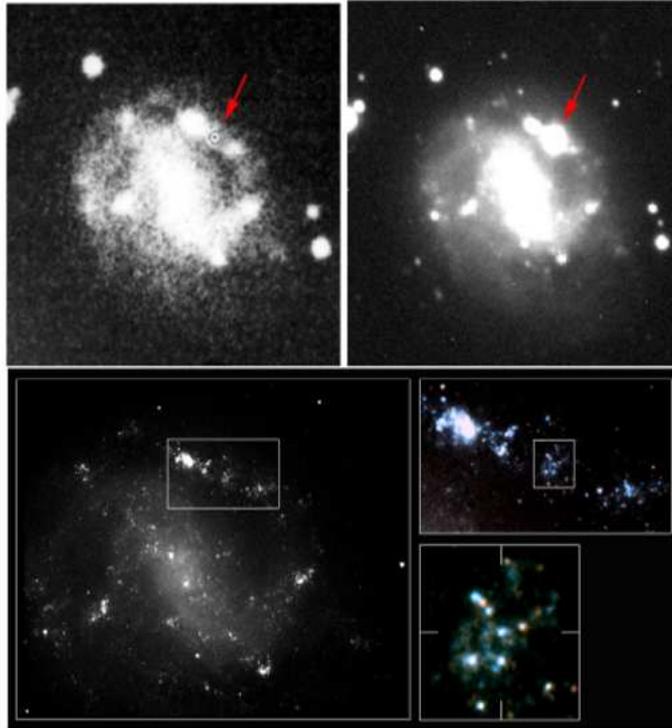


Figura 2.4: Descubrimiento de la SN 1998bw asociado al GRB 980425. La imagen superior muestra la galaxia anfitriona del GRB 980425 antes (*izquierda*) y después (*derecha*) que ocurra. La imagen inferior muestra la galaxia anfitriona y la supernova asociada. En el zoom se aprecia la región de formación estelar que se genera 778 días después de la explosión. Imagen tomada de Hjorth[40].

En el 2002, se lanzó el satélite HETE-2 (*High Energy Transient Explorer*), el cuál se encargaba de localizar el GRB detectado y transmitir sus coordenadas a detectores en tierra para estudiar las fases tempranas de los GRBs[22]. Su importancia se basaba en obtener datos del corrimiento al rojo y de la posluminiscencia.

En el 2004, la NASA envió el satélite espacial *Swift*, el cuál consta de detectores de rayos gamma y rayos-X con una sensibilidad en el rango de 0,002 KeV y 150 KeV y de un sistema de localización más preciso que BATSE[16, 22]. Además, detectó por primera vez la posluminiscencia de un GRB corto (GRB 050509B) y la ráfaga más lejana observada (GRB 090429B; $z = 9,4$)[16, 22]. El satélite *Swift* es importante porque estudia el Universo temprano y el origen de las ráfagas de rayos gamma. Los experimentos a bordo de *Swift* son: el BAT (*Burst Alert Telescope*), XRT (*X-ray Telescope*)

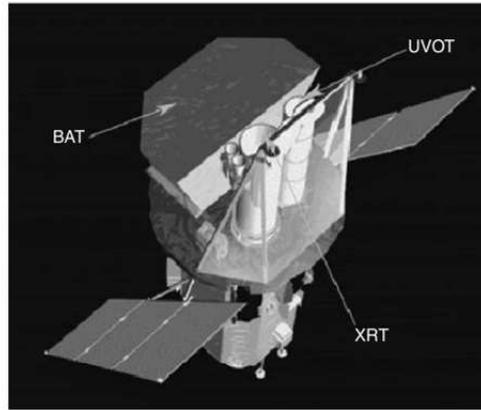


Figura 2.5: Esquema de los detectores que lleva a bordo el satélite *Swift*. Imagen tomada de P. Mészáros[23].

y UVOT (*Ultraviolet and Optical Telescope*). Estos detectan la emisión temprana y la posluminiscencia de la ráfaga desde el rango óptico hasta el gamma. BAT es un arreglo de detectores de *teluro de cadmio y zinc* (CdZnTe) que se encuentra localizado detrás de una máscara de apertura codificada (Coded Aperture Mask). El área del detector BAT (5200 cm^2) da una muy buena sensibilidad para el análisis temporal[24].

En la Figura 2.5 se observa un esquema de los experimentos a bordo de *Swift*[16]. Los GRBs que estudiamos en esta investigación fueron detectados por el satélite *Swift* entre el 2006 y 2012.

En el 2008 se lanzó el satélite *Fermi* (*Fermi Gamma-Ray Space Telescope*, FGST) que ha entregado información importante sobre la evolución de las ráfagas de rayos gamma en altas energías. Además, el satélite *Fermi* está equipado con el experimento GMB (*Gamma-Ray Burst Monitor*)[20].

2.2. Clasificación temporal de las ráfagas de rayos gamma

La clasificación canónica de los GRBs fue realizada por Kouveliotou en 1993 [22], y considera el tiempo de emisión de la ráfaga y la dureza de su espectro. Las ráfagas de rayos gamma, de acuerdo a esta clasificación, se dividen en GRBs largos y cortos[4, 5, 7, 14].

GRBs largos: Estos GRBs están asociados a tiempos de emisión mayores a dos segundos y espectros duros[7, 39]. Adicionalmente, están relacionados a eventos llamados

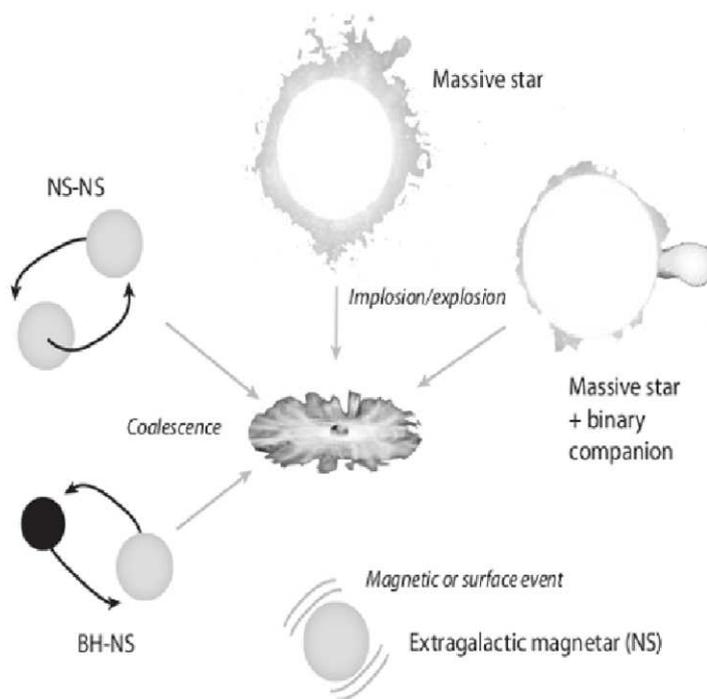


Figura 2.6: Esquema de los posibles progenitores asociados a los GRBs. Imagen tomada de J. Bloom[11].

colapsares, los cuales se asocian a estrellas masivas ($20-100 M_{\odot}$), alta rotación y baja metalicidad[14]. Debido a la masa del progenitor, las estrellas masivas colapsan directamente en agujeros negros, mientras que estrellas de menor masa primero pasan a ser estrellas de neutrones. Se cree que los GRBs largos se generan debido a que el material circundante del disco de acreción cae al agujero negro[14].

GRBs cortos: Estos GRBs están asociados a tiempos de emisión menores a dos segundos y espectros suaves[7, 39]. Se desconoce mucho de esta categoría de GRBs. Aparentemente, para obtener una emisión tan corta deben estar asociados a objetos compactos, sin embargo el origen de estos GRBs no está claro. Posiblemente, los GRBs cortos surgen de sistemas binarios de objetos compactos (estrellas de neutrones o agujero negro-estrella de neutrones) que colapsan debido a pérdidas energéticas por radiación gravitacional para formar agujeros negros[14].

En la Figura 2.6 se observan los posibles progenitores asociados a los dos tipos de GRBs.

Existe una clasificación alternativa propuesta por B. Zhang en 2007 [7], la cuál discrimina a las ráfagas por sus propiedades físicas y observacionales. Esta clasificación considera: asociación con supernovas, tasa de formación estelar, galaxias anfitrionas, duración, desfase espectral, etc[7]. Además, Baquero[22] propuso una nueva clasificación

de GRBs largos, basada en el desfase espectral, el cual fue extraído con la función de autocorrelación (ACF) y la función de correlación cruzada (CCF). Por otro lado, Andrade[16] propuso una subclasificación de los GRBs largos utilizando tiempos de emisión con correcciones cosmológicas.

2.3. Modelo estándar de GRBs

El modelo de la bola de fuego (*fireball model*) es uno de los modelos que podría explicar la naturaleza de la emisión de las ráfagas de rayos gamma. Este modelo considera que el progenitor emite jets de partículas relativistas que al interactuar con el campo magnético del progenitor y con el medio interestelar producen la emisión de rayos gamma y la posluminiscencia respectivamente. Además, el modelo considera que las partículas son eyectadas a velocidades relativistas desde el progenitor en forma de capas (shells) de material bariónico con un factor de Lorentz grande (Γ)[4, 11].

La evidencia observacional de la posluminiscencia concuerda con lo predicho por el modelo teórico. Adicionalmente, el modelo asume que el comportamiento de la bola de fuego es esencialmente no térmica, es decir la densidad de energía magnética es dominante respecto a la energía bariónica[1, 4, 5, 11].

2.3.1. Choques internos y externos

La bola de fuego es un confinamiento de una enorme cantidad de energía en un volumen pequeño [19]. Este hecho conduce a que la bola de fuego sea un medio extremadamente opaco a la creación de pares ($e^+ + e^-$)[24]. Por lo tanto, se esperaría que el espectro de este plasma sea de origen térmico, sin embargo los GRBs muestran un espectro no térmico, lo que estaría asociado a una baja densidad de fotones en la fuente. Este hecho se lo conoce como el *problema de compactamiento* (*compactness problem*). Para solucionar este inconveniente, se propuso que la bola de fuego debe expandirse a velocidades relativistas[24].

Se propuso que dentro de la bola de fuego se crean pares electrón-positrón ($e^- + e^+$) debido a la colisión de rayos gamma de baja energía asociados a la alta densidad de energía y profundidad óptica de las capas[11, 19]. El factor de Lorentz de la bola de fuego debe ser ópticamente delgado para que se genere la producción de pares[19], y los pares leptónicos creados se aniquilan para formar rayos gamma de alta energía. Adicionalmente, el comportamiento del factor de Lorentz respecto a la distancia de la explosión muestra dos etapas importantes: la *etapa de dominación radiativa* ($r <$

10^{11}cm) y la *etapa de dominación de materia* ($r > 10^{11}\text{cm}$). En la etapa radiativa la mayor parte de la energía se deposita en los fotones, en donde el factor de Lorentz de la bola de fuego muestra un crecimiento lineal respecto al radio de la explosión ($\Gamma \propto r$) hasta un factor de Lorentz máximo ($\Gamma_{\text{max}} = E_0/M_0c^2$)[11, 19]. Mientras que en la etapa de dominación de la materia, la bola de fuego se desacelera (en $r \simeq 10^{17}\text{cm}$), por lo tanto el factor de Lorentz decrece ($\Gamma \propto r^{-1}$) debido a la interacción de la bola de fuego con el medio interestelar. Este modelo asume que la expansión es adiabática.

En la Figura 2.7 se observa el comportamiento del factor de Lorentz respecto a la distancia del progenitor[11]. La energía interna total y cinética de la bola de fuego en

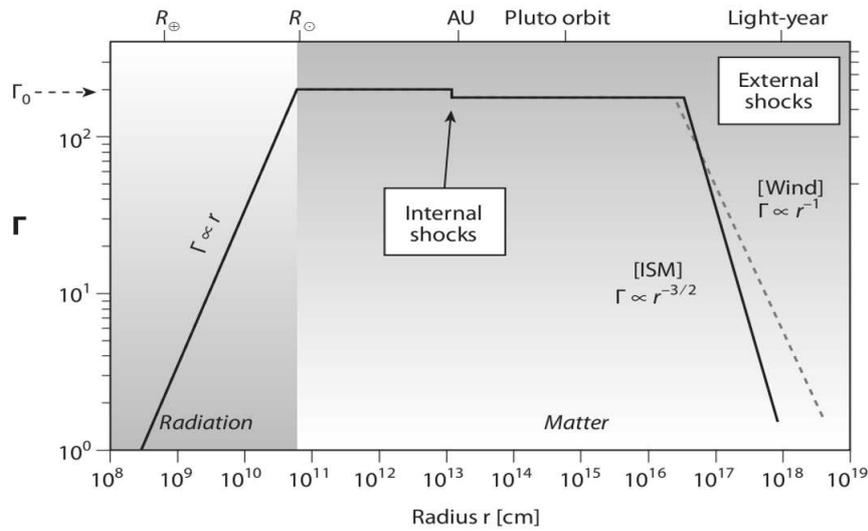


Figura 2.7: Evolución del factor de Lorentz en función del radio de la explosión para un GRB. Imagen tomada de J. Bloom[11].

el sistema de referencia de observador es:

$$E_0 = \Gamma M_0 \left(\frac{kT'}{m_p} + c^2 \right), \quad (2.1)$$

donde T' es la temperatura en el sistema en reposo, M_0 es la masa de la componente bariónica de la bola de fuego y m_p la masa del protón[24]. Adicionalmente, la materia debería acumularse en una bola de fuego con un espesor de $\delta R \propto R\Gamma^{-2}$.

Choques internos

El modelo considera que las capas emitidas por el progenitor tienen diferentes factores de Lorentz (unas capas serán más rápidas que otras)[4, 19]. Una capa con un factor de Lorentz Γ_s y masa m_s y otra con un factor de Lorentz Γ_f y masa m_f (donde $\Gamma_f \gtrsim \Gamma_s$) chocan, de tal manera que la energía y el momento transferido por la colisión

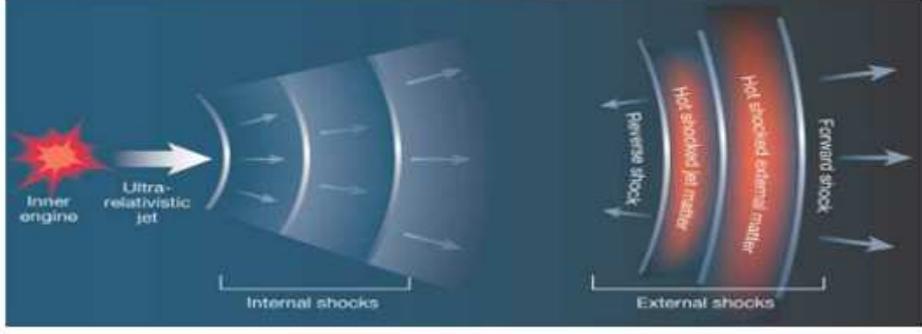


Figura 2.8: Esquema del modelo de choques de la bola de fuego. Tomado de T. Ukwatta[24].

de las partículas genera una *onda de choque* o *choques internos*[5, 11].

En las Figuras 2.8 y 2.9 se observan los choques internos de las capas. Adicionalmente, el radio típico para la formación de los choques internos es de 10^{13} cm de la explosión[4, 5, 11, 19]. El choque de las capas convierte la energía cinética de la bola de fuego en energía cinética de las partículas, las cuales son aceleradas por choques sucesivos. Estas partículas son las responsables de la *emisión temprana* (*prompt emission*) de las ráfagas al interactuar con el campo magnético del motor central o entre ellas mismas[4, 5, 16, 19]. El factor de Lorentz resultante de la colisión de dos capas según T. Piran[5] es:

$$\Gamma_m \simeq \sqrt{\frac{m_f \Gamma_f + m_s \Gamma_s}{m_f / \Gamma_f + m_s / \Gamma_s}}. \quad (2.2)$$

La energía interna resultante en un sistema de referencia externo al choque es:

$$E_{\text{int}} = m_f c^2 (\Gamma_f - \Gamma_m) + m_s c^2 (\Gamma_s - \Gamma_m). \quad (2.3)$$

La eficiencia en la conversión de la energía cinética en el interior de los choques se define como:

$$\epsilon = 1 - \frac{(m_f + m_s) \Gamma_m}{(m_f \Gamma_f + m_s \Gamma_s)}. \quad (2.4)$$

Si los factores de Lorentz de dos capas son significativamente diferentes ($\Gamma_f \gg \Gamma_s$), se esperaría que no existan pérdidas de la energía cinética convertida.

Los pulsos observados en las curvas de luz estarían asociados a choques internos de capas eyectadas por el progenitor. Simulaciones numéricas muestran que el comportamiento temporal del GRB podría reflejar el comportamiento temporal del motor central[4].

En resumen, los choques internos son producto de la colisión de dos o más capas emi-

tidas. La variabilidad de las curvas de luz estaría asociada al choque de las capas de partículas. La emisión temprana de las ráfagas de rayos gamma se produce cuando la energía cinética de un flujo ultrarelativista es disipada en colisiones internas.

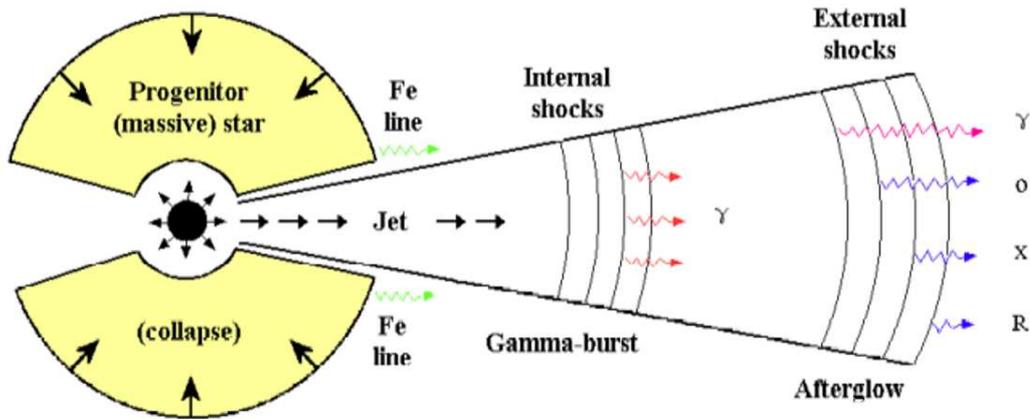


Figura 2.9: Esquema de las distancias de la radiación emitida por los choques. Esquema tomado de B. Zhang y P. Mészáros[4].

Choques externos

Según el modelo de la bola de fuego, los choques internos van a interactuar con el medio interestelar que rodea al progenitor y generan nuevas *ondas de choque*. Estas ondas de choque producidas por la interacción con el medio interestelar se llaman *choques externos*. El radio típico de interacción de las capas con el medio interestelar es de 10^{17} cm de la explosión[19]. De acuerdo al modelo teórico, la interacción de las capas con el medio generan *choques de retroceso* los cuales se dirigen hacia el progenitor y *choques de adelanto* los cuales avanzan en la dirección del jet. En la Figura 2.8 se observa un esquema de los choques de retroceso y de adelanto.

De acuerdo al modelo estándar de GRBs, la posluminiscencia es producida por los choques de las capas y el medio que rodea al progenitor. Por lo tanto, la energía es transferida desde las capas a los electrones del medio, donde posteriormente se genera la posluminiscencia. Además, los fotones emitidos están en el rango óptico y radio[5, 19]. En la Figura 2.9 se observa la emisión posluminiscente de las ráfagas. La consecuencia que el flujo de partículas se desacelera por el medio circundante se observa en la disminución del factor de Lorentz.

En conclusión, la posluminiscencia se genera cuando el flujo de partículas es desacelerado por los choques con el medio circundante al progenitor, generando los llamados choques externos. Debido que la principal componente del medio interestelar es el

Hidrógeno, podemos encontrar el corrimiento al rojo del GRB detectando la posluminiscencia y analizando el corrimiento de las líneas de emisión. Es importante señalar que no siempre se logra detectar la posluminiscencia de las ráfagas[7, 11].

Capítulo 3

Mecanismos de emisión asociados

Según el modelo de la bola de fuego, la generación de las ráfagas de rayos gamma son explicadas por la disipación de la energía cinética del jet relativista mediante choques internos[4, 5]. Los GRBs están relacionados a espectros de emisión no térmicos o quasi-térmicos[5], y los procesos que explican este tipo de emisión podrían ser: radiación sincrotrón, dispersión Compton inverso y la radiación por procesos sincrotrón auto Compton. De acuerdo a modelos teóricos adicionales, existen más procesos de generación pero no fueron tomados en cuenta en este estudio.

3.1. Radiación sincrotrón

La radiación sincrotrón en el modelo de la bola de fuego es importante tanto para la emisión temprana como para la posluminiscencia[16], además la observación de polarización en los fotones detectados respalda a la emisión sincrotrón como uno de los mecanismos de generación de GRBs[1, 4]. La radiación sincrotrón se genera por partículas relativistas cargadas aceleradas en campos magnéticos.

Si tenemos una partícula de masa m y carga q que se mueve a una velocidad \vec{v} dentro de un campo magnético \vec{B} , la fuerza de Lorentz asociada a la partícula (despreciando el campo eléctrico externo) es:

$$m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}, \quad (3.1)$$

donde el factor de Lorentz (γ) y el módulo de la velocidad ($|\vec{v}|$) son constantes. Debemos considerar dos componentes de la velocidad (componente paralela y perpendicular al campo magnético) para resolver la ecuación de movimiento. Al resolver la ecuación (3.1), obtenemos un movimiento helicoidal de la partícula[10, 15, 18], donde la frecuencia de rotación o frecuencia giromagnética del movimiento es $\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}$.

3.1.1. Frecuencia de la radiación sincrotrón

La frecuencia de la radiación sincrotrón va a depender del factor de Lorentz de un electrón relativista (γ_e) y del campo magnético (B) del motor central[5]. En el sistema de referencia del observador la energía del fotón está determinada por:

$$(h\nu_{sin})_{obs} = \frac{\hbar q_e B}{m_e c} \gamma_e^2 \Gamma, \quad (3.2)$$

donde q_e y m_e son la carga y masa del electrón respectivamente. La energía del fotón depende del factor de Lorentz (Γ) del material emitido por el progenitor. Adicionalmente, la potencia emitida por un electrón debido a la radiación sincrotrón en el sistema de referencia de la ráfaga es[5, 10, 15]:

$$P_{sin} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma_e^2, \quad (3.3)$$

donde $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética y σ_T es la sección eficaz de Thomson. En el sistema de referencia de la ráfaga, el tiempo de enfriamiento del electrón es $\gamma_e m_e c^2 / P_{sin}$, mientras que en el sistema de referencia del observador el tiempo de enfriamiento es[5]:

$$t_{sin}(\gamma_e)_{obs} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B \gamma_e \Gamma}. \quad (3.4)$$

Si sustituimos el valor de γ_e de la ecuación (3.2) y lo reemplazamos en el tiempo de enfriamiento del electrón de la ecuación (3.4) tendremos[5]:

$$t_{sin}(\nu_e)_{obs} = \frac{3}{\sigma_T} \sqrt{\frac{2\pi c m_e q_e}{B^3 \Gamma}} \nu^{-1/2}. \quad (3.5)$$

La ecuación (3.5) muestra una relación de la forma $t_{sin}(\nu_e)_{obs} \propto \nu^{-1/2}$, donde su comportamiento es muy similar a las observaciones $\delta T \propto \nu^{-0,4}$ [5]. Adicionalmente, el tiempo de enfriamiento de los electrones es un límite inferior para el ancho de los pulsos de las ráfagas[4, 5].

La radiación sincrotrón es considerada como el mecanismo de emisión más importante en el modelo de choques externos[1, 4, 5], además es considerada la responsable del ancho de las bandas en la posluminiscencia. La forma de los pulsos (rápido crecimiento y decaimiento exponencial; FRED) no puede ser explicada únicamente con la emisión sincrotrón, debemos considerar mecanismos de emisión adicionales[1, 4, 5]. En la Figura 3.1 se observa el comportamiento del espectro de la emisión sincrotrón.

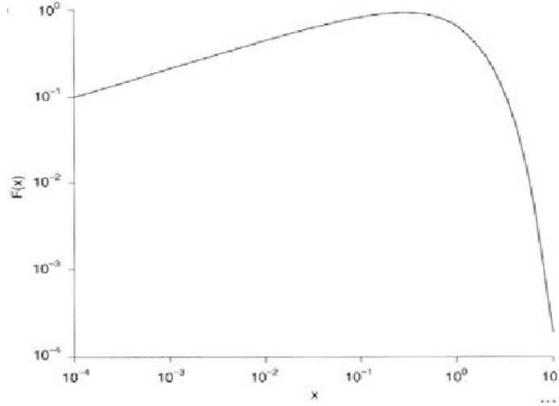


Figura 3.1: Espectro de la radiación sincrotrón en escala logarítmica. Imagen tomada de Malcolm S. Longair[15].

3.1.2. Comportamiento espectral de la radiación sincrotrón

El espectro de la radiación sincrotrón de un electrón relativista con energía inicial $\gamma_e m_e c^2$ es aproximadamente una ley de potencia de la forma:

$$F_\nu \propto \nu^{1/3} \text{ con } \nu \leq \nu_{sin}(\gamma_e), \quad (3.6)$$

y un decaimiento exponencial a frecuencias superiores. La potencia máxima de la radiación sincrotrón ocurre cuando $\nu = \nu_{sin}(\gamma_e)$, y es[5]:

$$P_{\nu,max} \approx \frac{P(\gamma_e)}{\nu_{sin}(\gamma_e)} = \frac{m_e c^2 \sigma_T}{3q_e} \Gamma B. \quad (3.7)$$

De las ecuaciones (3.6) y (3.7) se deduce que los electrones se enfrían rápidamente hasta un límite de $\gamma_{e,c}$ (factor de Lorentz del electrón)[5]. Si reemplazamos el límite de enfriamiento ($\gamma_{e,c}$) en la ecuación (3.4) obtenemos el tiempo de enfriamiento hidrodinámico. Para calcular el espectro asociado a múltiples electrones, debemos integrar sobre una distribución del factor de Lorentz con la forma de una ley de potencias (forma más simple)[10, 15], la cual es:

$$N(\gamma_e) \sim \gamma_e^{-p} \text{ para } \gamma_e > \gamma_{e,min}, \quad (3.8)$$

donde p es el índice de potencia y $\gamma_{e,min}$ es el factor de Lorentz mínimo de los electrones. El factor de Lorentz mínimo ($\gamma_{e,min}$) que consideramos está relacionado a la densidad de energía del electrón (e_e) y a la densidad del número de electrones (n_e) como[5]:

$$\gamma_{e,min} = \frac{p-2}{p-1} \frac{e_e}{n_e m_e c^2} = \frac{p-2}{p-1} \langle \gamma_e \rangle. \quad (3.9)$$

El espectro de la radiación sincrotrón en función de la frecuencia consta de tres regiones: región de bajas frecuencias, región de altas frecuencias y región de frecuencias intermedias. En la región de bajas frecuencias el espectro se comporta como:

$$F_\nu \propto \nu^{1/3}, \quad (3.10)$$

mientras que en la región de altas frecuencias el comportamiento del espectro es:

$$F_\nu \propto \nu^{-p/2}. \quad (3.11)$$

Por otro lado, según Piran y Zhang a frecuencias intermedias existen dos clases de espectros[4, 5]:

- Espectros de enfriamiento lento.

- Espectros de enfriamiento rápido.

El parámetro que determina si el enfriamiento es rápido o lento es el factor de Lorentz de un electrón respecto a un tiempo hidrodinámico ($\gamma_{e,c}$), y se define como[5]:

$$\gamma_{e,c} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B \Gamma t_{hid}}. \quad (3.12)$$

La condición para el enfriamiento rápido nos dice que el factor de Lorentz mínimo debe ser menor al factor de Lorentz del electrón ($\gamma_{e,min} < \gamma_{e,c}$), mientras que para el enfriamiento lento el factor de Lorentz mínimo debe ser mayor al factor de Lorentz del electrón ($\gamma_{e,min} > \gamma_{e,c}$)[5]. El comportamiento de los espectros de enfriamiento rápido y lento de la emisión sincrotrón tienen la forma:

Enfriamiento rápido[4, 5]: El electrón se enfría rápidamente bajo la condición $\nu_c < \nu_m$, donde la forma del espectro es:

$$F = F_{\nu,max} \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{1/3} & \nu < \nu_c, \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} & \nu_c < \nu < \nu_m, \\ (\nu_m/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_m)^{-p/2} & \nu_m < \nu, \end{cases} \quad (3.13)$$

donde $\nu_m \equiv \nu_{sin}(\gamma_{e,min})$ es la frecuencia de inyección, $\nu_c \equiv \nu_{sin}(\gamma_{e,c})$ es la frecuencia de enfriamiento y $F_{\nu,max} \equiv N_e P_{\nu,max} / 4\pi D^2$ (D es la distancia a la fuente) es el flujo observado.

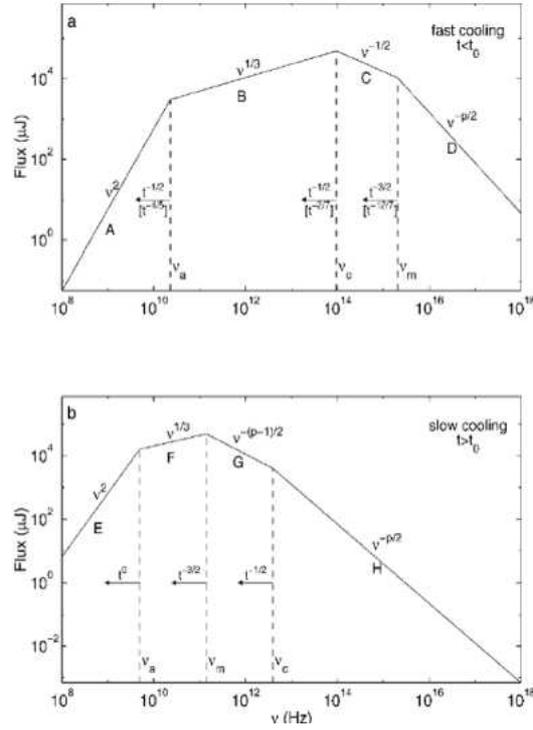


Figura 3.2: Espectro de la emisión sincrotrón para electrones acelerados en choques relativistas: (*arriba*) Enfriamiento rápido: esta es la condición durante la fase de emisión temprana. (*abajo*) Enfriamiento lento: esta es la situación en un tiempo tardío, en el cual la evolución es adiabática. Gráfica tomada de T. Piran[5].

Enfriamiento lento[4, 5]: El electrón se enfría lentamente bajo la condición $\nu_c > \nu_m$, donde la forma del espectro es:

$$F = F_{\nu, max} \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} & \nu < \nu_m, \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} & \nu_m \leq \nu < \nu_c, \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} & \nu_c < \nu. \end{cases} \quad (3.14)$$

El espectro está compuesto por leyes de potencia rota (broken power law), este hecho fue considerado en nuestros modelos espectrales. Una consecuencia directa de la emisión sincrotrón es la emisión polarizada de una partícula individual.

Adicionalmente, el espectro de un GRB va evolucionando conforme se genera la emisión, por lo tanto los mecanismos de emisión serán diferentes en cada región de la ráfaga.

3.1.3. Límite sincrotrón

El modelo de *la bola de fuego de choques interno* más simple considera que la generación de fotones es debido únicamente al proceso sincrotrón[29, 30]. Adicionalmente, predice que en el régimen de enfriamiento lento de electrones el índice fotónico de baja

energía (α) debe ser menor a $-2/3$, ya que la profundidad óptica de los choques es menor a 1 ($\tau < 1$). Esto se lo conoce como el límite del modelo sincrotrón de choques (SSM) del GRB.

Usualmente, se espera que los GRBs estén en el régimen de enfriamiento rápido de electrones, donde el índice fotónico (α) debe ser cercano a $-3/2$. Por lo tanto, incluyendo los efectos del enfriamiento a la distribución de partículas, el rango del índice fotónico de baja energía debe estar entre $-3/2$ a $-2/3$. Estos dos límites se los conoce como “líneas de muerte sincrotrón”. Sin embargo, el índice fotónico generalmente es mayor a $-2/3$ [20, 30, 31]. Este hecho nos sugiere que existe una violación al índice fotónico de la distribución de los electrones. En conclusión, deben existir procesos de generación de radiación adicionales a la emisión sincrotrón.

3.2. Dispersión Compton inverso

El efecto Compton consiste en la dispersión de un fotón (con energía $h\nu$) y un electrón (con energía γmc^2), donde el fotón cede parte de su energía al electrón en forma de energía cinética[10, 15]. El fotón al perder energía disminuye su frecuencia (aumenta su longitud de onda), mientras que aumenta la energía cinética del electrón[5, 10, 15, 17]. Esta dispersión es inelástica debido que la energía del fotón no permanece constante. La sección eficaz que describe este fenómeno es de *Klein-Nishina*, la cual considera los efectos cuánticos de la interacción.

Si el electrón en movimiento tiene suficiente energía cinética comparada con la energía del fotón ($\gamma m_e c^2 \gg E_\gamma$), entonces la energía puede ser transferida del electrón al fotón[10, 15]. Este proceso de dispersión se llama *Compton inverso*. En la Figura 3.3 se observa el diagrama de Feynman de la dispersión Compton inverso. Este proceso de dispersión modificará el espectro si el sistema es ópticamente delgado a la producción de pares[10, 15].

Adicionalmente, este tipo de dispersión se observa principalmente en procesos astrofísicos de altas energías, en donde existen electrones y positrones ultra energéticos[10].

3.2.1. Frecuencia de la dispersión Compton inverso

Consideramos dos sistemas de referencia (K sistema laboratorio y K' sistema del electrón en reposo), una distribución isotrópica de fotones dispersados y una distribu-

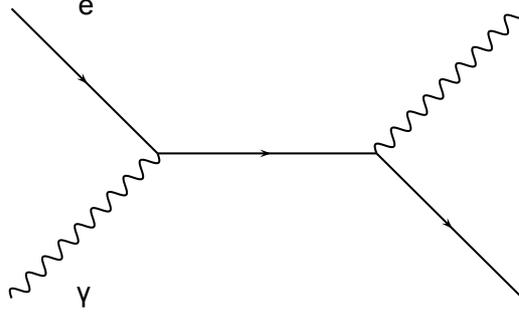


Figura 3.3: Diagrama de Feynman de la dispersión Compton inverso.

ción isotrópica de electrones[10]. Suponemos que se cumple el invariante de Lorentz:

$$\frac{vd\epsilon}{\epsilon} = \frac{v'd\epsilon'}{\epsilon'}, \quad (3.15)$$

donde $vd\epsilon$ es la densidad de fotones en un rango de energías $d\epsilon$. La radiación total emitida por la dispersión Compton inverso según G. Rybicki está dado por[10]:

$$P_{compt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph}, \quad (3.16)$$

donde γ es el factor de Lorentz de los electrones, σ_T es la sección eficaz de Rutherford, $\beta = v/c$ y U_{ph} es la densidad de energía inicial del fotón. Si comparamos la emisión sincrotrón y la emisión Compton inverso tenemos la relación:

$$\frac{P_{sin}}{P_{compt}} = \frac{U_B}{U_{ph}}, \quad (3.17)$$

la cuál es la tasa de radiación perdida debido a la emisión sincrotrón y a la dispersión Compton inverso, y varía como la densidad magnética (U_B) y la densidad inicial del fotón (U_{ph})[10].

Después de una dispersión simple en el sistema de referencia del electrón, la energía del fotón es tan alta que se encuentra por encima de la energía de Klein-Nishina ($m_e c^2 \sim 0,5\text{MeV}$), lo cual genera una disminución en la sección eficaz para una segunda posible dispersión, por lo tanto una segunda dispersión Compton inverso sería imposible[10, 15].

Los efectos de la dispersión Compton inverso están relacionados con el parámetro de comptonización $Y = \gamma^2 \tau_e$, donde τ_e es la profundidad óptica del electrón. Para el caso de enfriamiento rápido, podemos verificar que el parámetro de comptonización Y satisface[5]:

$$\begin{aligned} Y &= \epsilon_e / U_B & \text{si } U_e \ll U_B \\ Y &= \sqrt{U_e / U_B} & \text{si } U_e \gg U_B \end{aligned}, \quad (3.18)$$

donde U_e es la densidad de electrones y ϵ_e es la tasa de radiación de los electrones respecto a la energía total. En el caso $Y < 1$ la dispersión Compton inverso no es importante y puede ser despreciada (ya que la densidad de energía magnética es dominante). Por otro lado, para el caso $Y > 1$, el cuál corresponde a $U_e > U_B$ (o $\epsilon_e > \epsilon_B$), tendremos que una fracción importante de la radiación sincrotrón a bajas frecuencias será dispersada por el mecanismo Compton inverso, y se emitirá gran cantidad de radiación debido a esta dispersión[5]. Por lo tanto, los fotones producidos serán muy energéticos y la dispersión Compton inverso no afectará directamente el espectro observado. Adicionalmente, la dispersión Compton inverso va a influenciar el enfriamiento de los electrones de dos maneras[5, 16]:

1. El tiempo de enfriamiento de los electrones disminuye debido a que se enfrían por emisión sincrotrón y por dispersión Compton inverso.
2. Si asumimos que los fotones de rayos gamma observados son producto de la emisión sincrotrón, entonces la dispersión Compton inverso va a influir en la energía total y reducirá la eficiencia de la producción de la radiación total observada.

La dispersión Compton inverso aumenta la energía del fotón por un factor de γ_e^2 . Los fotones sincrotrón observados son dispersados una sola vez por Compton inverso y tienen una energía de[5]:

$$(h\nu_{IC})_{obs} = \frac{\hbar q_e B}{m_e c} \gamma_e^4 \Gamma. \quad (3.19)$$

Los electrones son enfriados por radiación sincrotrón y por el proceso Compton inverso, este último proceso es más eficiente y el enfriamiento es respaldado por el parámetro de comptonización Y . El tiempo de enfriamiento por proceso Compton inverso será[5]:

$$t_{IC} = \frac{6\pi c^{3/4} \sqrt{U_B/U_e} \hbar^{1/4} m_e^{3/4} q_e^{1/4}}{B^{7/4} (h\nu)^{1/4} \Gamma^{3/4} \sigma_T}. \quad (3.20)$$

Las condiciones necesarias para producir la emisión observada usando dispersión Compton inverso probablemente no se cumplan en los choques internos o externos[5]. A pesar que la dispersión Compton inverso por si sola no produce los rayos- γ , este proceso influirá en la emisión de radiación. La dispersión Compton inverso añade una componente de alta energía de γ_e^2 veces mayor al espectro del GRB, la cual está en el orden de GeV – TeV. La componente de ultra energía es observada en algunos GRBs durante la posluminiscencia temprana[5].

En resumen, la dispersión Compton inverso acelera el enfriamiento de las regiones de emisión y disminuye el tiempo de enfriamiento de los electrones por un factor de Y . Adicionalmente, la dispersión Compton inverso no genera por si sola los rayos gam-

ma, pero es parte de la generación de los fotones ultra-energéticos. En la Figura 3.4 observamos el espectro de la dispersión Compton inverso.

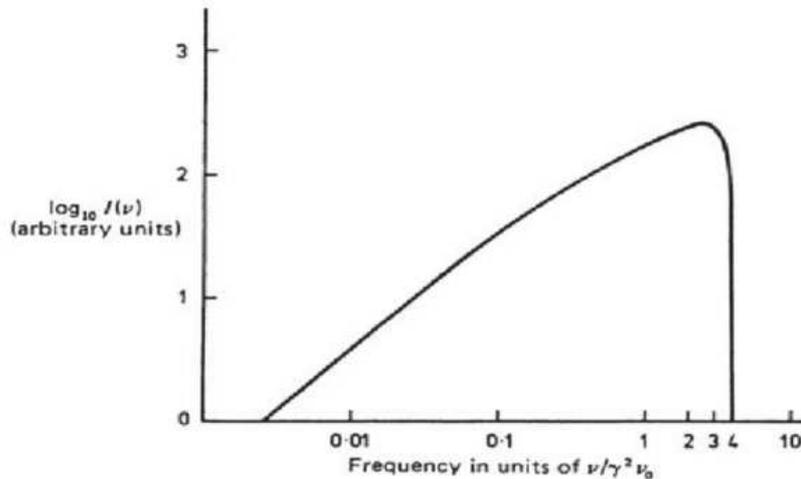


Figura 3.4: Espectro de la dispersión Compton inverso en escala logarítmica. Imagen tomada de Malcolm S. Longair[15].

3.2.2. Comportamiento espectral del proceso Compton inverso para una dispersión simple

El espectro de la dispersión Compton inverso depende del espectro incidente y de la distribución energética de los electrones. Para determinar el espectro de la dispersión consideramos que los fotones tienen una energía ϵ_0 y los electrones una energía γmc^2 . Además, suponemos distribuciones promedio tanto de fotones como de electrones[10].

Consideramos dos sistemas de referencia (K sistema laboratorio y K' sistema del electrón en reposo), y definimos la intensidad del campo isotrópico de fotones incidentes en el sistema laboratorio como[10]:

$$I(\epsilon) = F_0 \delta(\epsilon - \epsilon_0), \quad (3.21)$$

donde F_0 es el número de fotones por unidad de área, tiempo y ángulo sólido. La intensidad del campo incidente en el sistema de referencia del electrón es:

$$I'(\epsilon', \mu') = F_0 \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)^2 \delta(\epsilon - \epsilon_0). \quad (3.22)$$

Introduciendo el factor Doppler: $\epsilon = \epsilon' \gamma (1 + \beta \cos \theta')$ y transformando todos los paráme-

tros al sistema K' tenemos[10, 15]:

$$I'(\epsilon', \mu') = \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon_0}\right)^2 \frac{F_0}{\gamma\beta\epsilon'} \delta\left(\mu' - \frac{\epsilon_0 - \gamma\epsilon'}{\gamma\beta\epsilon'}\right), \quad (3.23)$$

donde μ' es el coseno del ángulo entre la dirección del fotón dispersado y el electrón en el sistema K' . Vamos a definir la función de emisión (en el sistema K') como el número de fotones emitidos por unidad de volumen y de ángulo sólido como:

$$j'(\epsilon'_1) = N'\sigma_T \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I'(\epsilon'_1, \mu') d\mu', \quad (3.24)$$

donde N' es la densidad de electrones y ϵ'_1 es la energía del fotón dispersado en el sistema K' . Asumimos que el fotón no cambia su energía ($\epsilon'_1 = \epsilon'$) en el sistema K' para velocidades relativistas ($v \sim c$), además consideramos la aproximación isotrópica para los fotones incidentes y los electrones blanco. Transformando la función de emisión (ecuación (3.24)) al sistema de referencia K con la relación: $j(\epsilon_1, \mu_1) = \frac{\epsilon_1}{\epsilon'_1} j'(\epsilon'_1)$ e integrando tenemos[10, 15]:

$$j(\epsilon_1) = \frac{3N\sigma_T F_0}{4\gamma^2\epsilon_0} \frac{2}{3} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{4\gamma^2\epsilon_0}\right) \quad \text{para } 0 < \frac{\epsilon_1}{4\gamma^2\epsilon_0} < 1. \quad (3.25)$$

La ecuación (3.25) representa el espectro del proceso Compton inverso de una dispersión simple, donde consideramos una aproximación isotrópica de fotones incidentes y de electrones blanco[10].

3.3. Emisión sincrotrón auto Compton (SSC)

El progenitor del GRB emite jets de electrones relativistas en regiones fuertemente magnetizadas. Estos electrones llenarán las regiones con fotones producidos mediante radiación sincrotrón, y estos a su vez tienen la probabilidad de interactuar nuevamente con los electrones mediante dispersión Compton inverso[12]. Los electrones emitidos interactúan dos veces con los fotones, una mediante la emisión sincrotrón y la otra mediante dispersión Compton inverso. Este proceso tiene el nombre de *emisión sincrotrón auto Compton*[12, 16].

3.3.1. Emisividad y espectro del proceso sincrotrón auto Compton

Para que ocurra este tipo de emisión se necesita una gran densidad de fotones y de electrones. Se debe considerar que la distribución de electrones es una ley de

potencia ($N(\gamma) = K\gamma^{-p}$), y se esperaría que el flujo de la emisión SSC es proporcional al cuadrado de la densidad de electrones ($\propto K^2$)[12].

La emisividad para la distribución de energía de fotones no monocromáticos emitidos por dispersión Compton inverso será[12, 15]:

$$\epsilon_c(\nu_c) = \frac{1}{4\pi} \frac{(4/3)^\alpha}{2} \frac{\tau_c}{R/c} \nu_c^{-\alpha} \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \frac{U_r(\nu)}{\nu} \nu^\alpha d\nu, \quad (3.26)$$

donde $\tau_c = \sigma_T K R$ con R la distancia a la fuente, K está relacionado con la distribución de los electrones y $\nu_c = \frac{4}{3}\gamma^2\nu_0$ con ν_0 la frecuencia de los fotones isotrópicos y monocromáticos. La función genérica $U_r(\nu)$ es la densidad de energía para una radiación específica. En este caso, la densidad de energía es la radiación sincrotrón, y se define como[12]:

$$U_s(\nu) = 4\pi \frac{3R}{4c} \epsilon_s(\nu), \quad (3.27)$$

donde $\epsilon_s(\nu)$ es la emisividad sincrotrón, la cual podemos escribir como:

$$\epsilon_s(\nu) = \epsilon_0 \nu^{-\alpha}. \quad (3.28)$$

Reemplazando la ecuación (3.28) en la emisividad por dispersión Compton inverso, vamos a tener la emisividad para el proceso sincrotrón auto Compton expresada como:

$$\epsilon_{ssc}(\nu_c) = \frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2} \tau_c \epsilon_0 \nu_c^{-\alpha} \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \frac{d\nu}{\nu}. \quad (3.29)$$

Si colocamos a $\epsilon_0 \nu_c^{-\alpha} = \epsilon_s(\nu_c)$ como la emisividad sincrotrón calculada en la frecuencia Compton (ν_c) e integrando respecto a la frecuencia vamos a tener[12]:

$$\epsilon_{ssc}(\nu_c) = \frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2} \tau_c \epsilon_s(\nu_c) \ln \Lambda. \quad (3.30)$$

Se logra determinar que la tasa entre el flujo sincrotrón y el flujo sincrotrón auto Compton es:

$$\left[\frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2} \right] \tau_c \ln \Lambda \sim \tau_c \ln \Lambda. \quad (3.31)$$

Como $\tau_c = \sigma_T K R$ y la emisividad sincrotrón es $\epsilon_s(\nu_c) \propto K B^{1+\alpha}$, entonces la emisividad por emisión sincrotrón auto Compton será[12]:

$$\epsilon_{ssc}(\nu_c) \propto K^2, \quad (3.32)$$

lo que nos sugiere que los electrones hacen doble trabajo en el mecanismo sincrotrón auto Compton, esto quiere decir que están presentes tanto en la radiación sincrotrón así como en la dispersión Compton inverso[12]. En la Figura 3.5 observamos el espectro

asociado al mecanismo sincrotrón auto Compton.

Para fuentes de alta frecuencia se esperaría que el flujo del proceso SSC sea dominante.

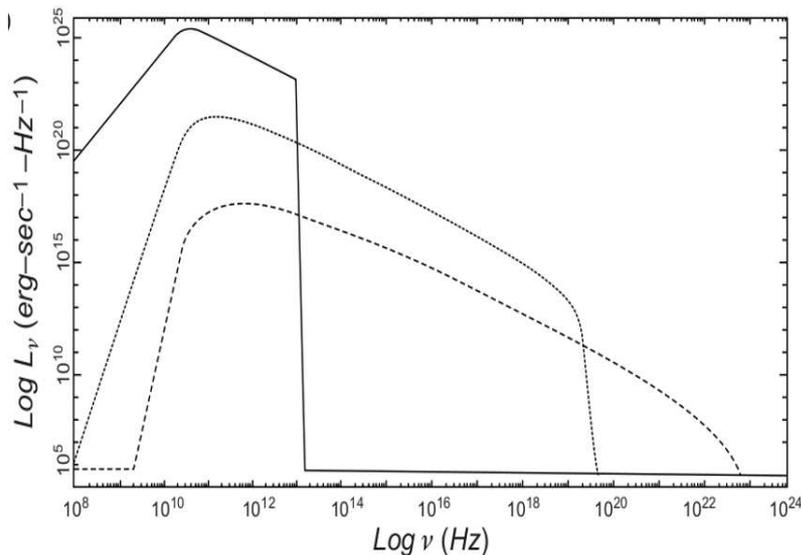


Figura 3.5: Espectro de la radiación sincrotrón auto Compton en escala logarítmica. Espectro tomado de G. Ghisellini[12].

Para encontrar el espectro de emisión SSC se considera el movimiento de la materia y el corrimiento al azul de la fuente (parámetros definidos por observaciones). Se obtiene el espectro de emisión sincrotrón auto Compton como[12]:

$$F_{ssc}(\nu_c) \propto F_t^{2(2+\alpha)} \nu_t^{-(5+3\alpha)} \theta_s^{-2(3+2\alpha)} \nu_c^{-\alpha} \delta^{-2(2+\alpha)}, \quad (3.33)$$

donde: $\delta = 1/[\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ es el factor Doppler, θ_s es el radio angular de la fuente y ν_t es la frecuencia para la auto absorción.

Si conocemos el espectro de emisión podemos determinar parámetros del progenitor como el campo magnético (B)[12].

3.4. Posibles mecanismos adicionales

Los mecanismos de emisión mencionados anteriormente no explican totalmente la emisión temprana y la posluminiscencia de las ráfagas de rayos gamma. Modelos teóricos adicionales sugieren que la emisión temprana de los GRBs surge de un *proceso quasi-térmico de comptonización*[4, 5]. El espectro de esta emisión sería un espectro plano ($F_\nu \propto \nu^0$). Otra de las alternativas propuestas para explicar la forma del espectro de los GRBs son los enfriamientos de Compton en el límite de Klein-Nishina.

Capítulo 4

Cálculo del desfase espectral y resultados

El *desfase espectral* o *lag espectral* se define como el retardo en el tiempo de arribo de los fotones de alta energía respecto a los de baja energía[25, 38]. Los modelos consideran al menos tres aportes al desfase espectral: *contribución radial*, *contribución angular* y la *contribución por la expansión del Universo*[24, 25, 26]. En este análisis se utilizó el modelo de Norris, con el cuál se obtuvo el lag espectral para cada pulso de la muestra. Dentro del contexto de la clasificación de los GRBs, el desfase espectral es una propiedad intrínseca de las ráfagas.

4.1. Contribuciones al desfase espectral

Primeramente, debemos definir tres sistemas de referencia necesarios para comprender las contribuciones al desfase espectral:

1. Sistema de referencia del observador.
2. Sistema de referencia de la fuente.
3. Sistema de referencia comóvil del choque.

Las partículas emitidas por el progenitor se mueven con una velocidad v respecto al sistema de referencia de la fuente. Esta velocidad depende del factor de Lorentz de las partículas del jet (Γ) en el sistema de referencia de la fuente como[24]:

$$\beta = v/c = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}. \tag{4.1}$$

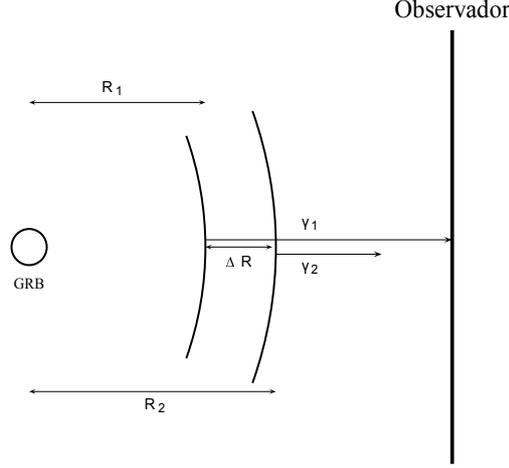


Figura 4.1: Esquema de la componente radial del tiempo de retardo.

4.1.1. Contribución radial al desfase espectral

Esta contribución considera que los fotones se emiten a diferentes distancias de la fuente, lo cuál va a generar el retardo. En la Figura 4.1 se observa el esquema de la contribución radial. Debemos considerar que un electrón emite dos fotones, el primer fotón es emitido en R_1 mientras que el segundo fotón es emitido en R_2 ($R_1 < R_2$). En consecuencia, el fotón emitido en R_1 llegará al observador antes que el fotón emitido en R_2 , donde el retardo temporal entre los dos fotones será[24]:

$$\Delta T = \frac{R_2 - R_1}{v} - \frac{R_2 - R_1}{c} = \frac{R_2 - R_1}{c} \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right). \quad (4.2)$$

En el caso de velocidades relativistas ($\Gamma \gg 1$), la capa se expande como $\beta^{-1} = (1 - 1/\Gamma^2)^{-1/2} \approx 1 + 1/(2\Gamma^2)$. Por lo tanto, el retardo será:

$$\Delta T = \frac{R_2 - R_1}{2c\Gamma^2} = \frac{\Delta R}{2c\Gamma^2} = T_R. \quad (4.3)$$

T_R representa el retardo en el tiempo de arribo de los fotones emitidos a diferentes distancias del progenitor[24]. Además, observando la ecuación (3.3), el retardo tiene una dependencia con el factor de Lorentz de la capa ($T_R \propto \Gamma^{-2}$).

4.1.2. Contribución angular al desfase espectral

La contribución angular al desfase espectral se genera por el retardo en el tiempo de arribo de un fotón emitido en la línea de visión del observador respecto a un fotón emitido en otro lugar de la capa. Por lo tanto, el retardo es producto de la curvatura o la geometría de la capa. En la Figura 4.2 se observa el esquema de la contribución angular al desfase espectral. La diferencia del camino recorrido por ambos fotones es

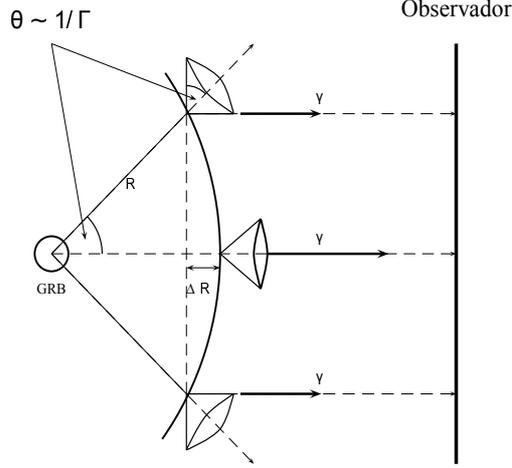


Figura 4.2: Esquema de la componente angular al tiempo de retardo.

$\Delta R = R(1 - \cos \theta)$, y la diferencia en el tiempo de arribo al observador debido a la geometría de la emisión es:

$$T_{\text{ang}} = \frac{R}{c} (1 - \cos \theta), \quad (4.4)$$

donde θ es el ángulo del cono de emisión de los fotones ($\theta = 1/\Gamma$). Si consideramos que el jet se mueve a velocidades relativistas ($\Gamma \gg 1$) y el ángulo de emisión es pequeño ($\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$), entonces tenemos que el retardo es[2]:

$$T_{\text{ang}} \approx \frac{R \theta^2}{c \cdot 2} = \frac{R}{2c\Gamma^2}. \quad (4.5)$$

Por lo tanto, podemos concluir que la contribución radial y angular al retardo temporal tienen la misma dependencia en R y Γ . Además, las dos contribuciones se comportan de manera similar ($T \propto R/(2c\Gamma^2)$)[2, 24].

4.1.3. Contribución de la expansión del Universo al desfase espectral

De acuerdo con teorías de gravedad cuántica, el retardo en el tiempo de arribo de fotones de alta energía respecto a fotones de baja energía es una consecuencia de la violación al invariante de Lorentz (LIV)[25, 26]. Frecuentemente, la LIV aparece en teorías de gravedad cuántica, donde se considera que en la escala de Planck las leyes físicas no son las mismas ($E_{\text{pl}} = \sqrt{\hbar c^5/G} \sim 1,2 \times 10^{28} \text{eV}$).

De igual manera, en eventos astrofísicos como los GRBs, la violación al invariante de Lorentz es un efecto que debería ser tomado en cuenta[25, 26].

Si consideramos dos fotones emitidos de una fuente al mismo instante con diferentes velocidades de propagación, los fotones arribarán a un observador (tierra) con un cierto

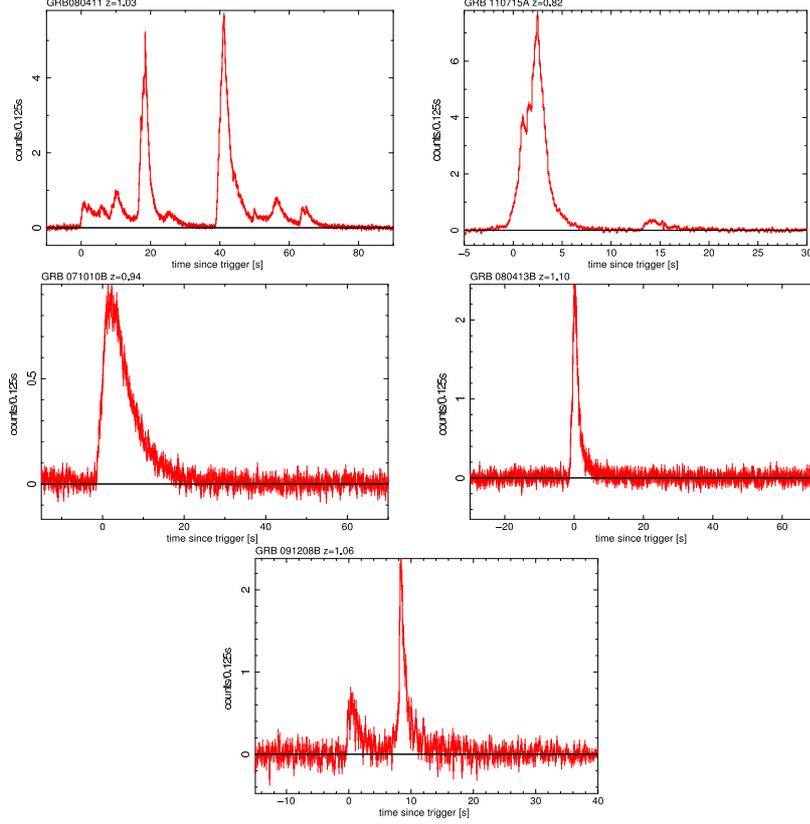


Figura 4.3: Ráfagas de rayos gamma analizadas con una resolución temporal de 0,125 segundos (15-150 KeV).

retardo temporal. Si la fuente se encuentra a una distancia cosmológica ($z \geq 5$), entonces la distancia propia de los fotones será diferente como consecuencia de la expansión del Universo[25, 26].

Si examinamos un fotón de baja energía emitido en z que llega a tierra en $z = 0$, y un fotón de alta energía emitido en z que llega con un retardo de $-\Delta z$, entonces el retraso temporal entre los dos fotones por efecto de la expansión del Universo es:

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{H_0} = \frac{1+n}{2H_0} \left(\frac{E_0}{\xi E_{\text{pl}}} \right)^n \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}}, \quad (4.6)$$

donde E_0 es la energía del fotón medido en $z = 0$. Ω_m , Ω_Λ y H_0 son parámetros cosmológicos en el presente, n es el orden del término de corrección de la LIV y ξE_{pl} es el rompimiento de la simetría de Lorentz a altas energías[25, 26].

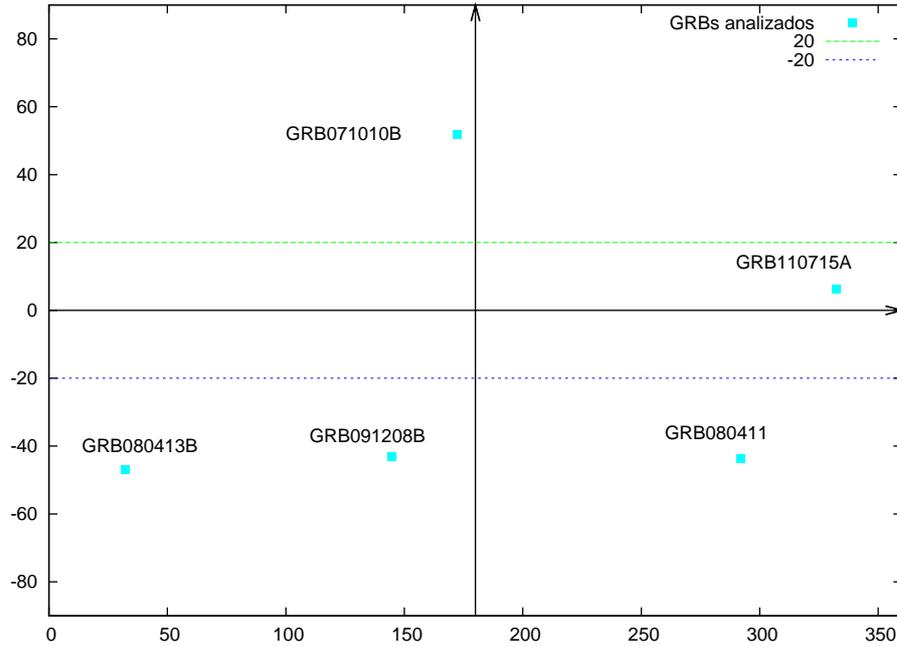


Figura 4.4: Ubicación espacial de los GRBs analizados respecto al plano galáctico (*líneas entrecortadas*).

4.2. Selección de la muestra y obtención de las curvas de luz

De una muestra de 62 GRBs detectados por el satélite *Swift* entre el 2006 y 2012 analizados por Baquero[22], se seleccionó a GRBs con pulsos bien definidos (crecimiento rápido y decaimiento exponencial), corrimiento al rojo similar ($z \sim 1$) y fluencia mayor a 30×10^{-7} erg/s cm². Seleccionamos GRBs con pulsos bien definidos para aplicar el modelo de pulsos individuales de Norris[2, 3] y obtener el desfase espectral. Otra condición que impusimos es que los GRBs seleccionados tienen alta fluencia para trabajar con alta resolución temporal.

Seleccionamos este corrimiento al rojo, el cual es bastante frecuente, para despreciar los efectos de la expansión cosmológica en el desfase espectral (el aporte de la expansión del Universo al desfase espectral es válido para fuentes con $z \geq 5$ [25, 26]). Además, los GRBs seleccionados se encuentran en la misma edad del Universo, lo cuál nos define una muestra homogénea. Los GRBs seleccionados fueron: 071010B ($z = 0,94$), 080411 ($z = 1,03$), 080413B ($z = 1,10$), 091208B ($z = 1,06$) y 110715A ($z = 0,82$). En la Figura 4.3 se observa las curvas de luz de los GRBs seleccionados. En la Figura 4.4 se observa la ubicación de los GRBs analizados, donde solamente el GRB 110715A se encuentra en el plano galáctico.

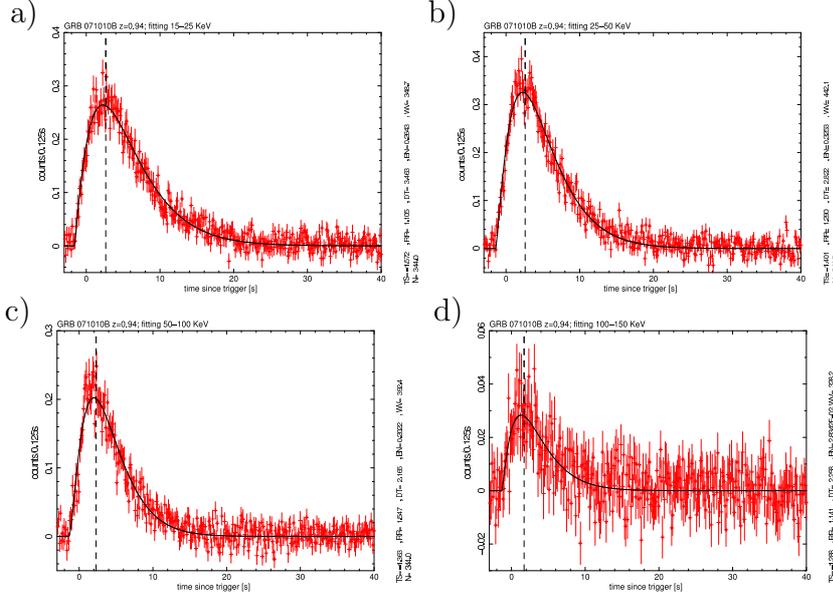


Figura 4.5: Ajuste del GRB 071010B con el modelo de Norris para cuatro bandas energéticas. La línea entrecortada es el tiempo de máxima intensidad (t_{peak}) en cada canal energético. (a) 15-25 KeV, (b) 25-50 KeV, (c) 50-100 KeV y (d) 100-150 KeV.

Para obtener las curvas de luz utilizamos el paquete computacional Heasoft 6.15.1 (High Energy Astrophysics Software)[8] y el paquete de análisis de *Swift*. Con este paquete computacional obtuvimos las curvas de luz en cuatro diferentes bandas energéticas (15-25 KeV (*canal 1*; Ch1), 25-50 KeV (*canal 2*; Ch2), 50-100 KeV (*canal 3*; Ch3) y 100-150 KeV (*canal 4*; Ch4)) con resolución temporal de 0,125 segundos. Escogimos este intervalo de energías porque está dentro del rango de sensibilidad del detector[2, 3, 24]. Además, seleccionamos esta resolución temporal porque está en el orden de magnitud del desfase espectral registrado por Arimoto, Ukwatta y Norris[3, 20, 24].

4.3. Metodología

El modelo de Norris es un método que permite encontrar el desfase espectral ajustando los pulsos con un modelo exponencial y comparando sus máximos en diferentes bandas energéticas. Este modelo es importante porque permite analizar el desfase espectral pulso por pulso. Sin embargo, solo es posible aplicarlo a GRBs brillantes con pulsos bien definidos (comportamiento exponencial), además el ajuste de los pulsos va a depender del ruido que presentan las curvas de luz.

Se aplicó el modelo de Norris a los pulsos en cuatro bandas energéticas, para el ajuste se utilizó los paquetes computacionales Gnuplot[36] y QDP/PLT[8] que utilizan el método

de mínimos cuadrados con parámetros dependientes. En la Figura 4.5 se observa el ajuste del GRB 071010B con el modelo de Norris en cuatro canales energéticos (15-25KeV y 25-50KeV fotones de baja energía, 50-100KeV y 100-150KeV fotones de alta energía).

Para encontrar los coeficientes de correlación entre los parámetros temporales se utilizó QDP/PLT[27]. Este modelo de ajuste fue propuesto por Norris en el 2005[2, 3, 38] para obtener el desfase espectral pulso por pulso, donde la curva de ajuste se define como[2, 3]:

$$I(t) = A \exp(2\sqrt{\tau_1\tau_2}) \exp(\tau_1/t - t/\tau_2), \quad (4.7)$$

donde los parámetros independientes obtenidos por el ajuste son τ_1 , τ_2 y A (constante de normalización). El tiempo de máxima intensidad de la curva se define como[2, 3]:

$$t_{\text{peak}} = \sqrt{\tau_1\tau_2}. \quad (4.8)$$

Obtuvimos el tiempo de máxima intensidad (t_{peak}) de cada pulso en cuatro bandas energéticas. Según Norris [2, 3], el desfase espectral es definido como la diferencia del tiempo de máxima intensidad (t_{peak}) entre dos bandas energéticas de un mismo pico[2, 3, 5]:

$$\tau_{\text{lag}} = t_{\text{peak,low}} - t_{\text{peak,high}}. \quad (4.9)$$

Como extrajimos cuatro curvas de luz por GRB, entonces vamos a tener seis desfases espectrales por pulso. Adicionalmente, se determinó otros parámetros asociados a la emisión como es el ancho del pulso (w) que se define como el ancho entre dos puntos de intensidad $1/e$:

$$w = \tau_2(1 + 4(\tau_1/\tau_2)^{1/2})^{1/2}. \quad (4.10)$$

Además, se calculó el parámetro asociado a la asimetría del pulso, que se define según Norris[3] como:

$$\kappa = (1 + 4(\tau_1/\tau_2)^{1/2})^{-1/2} = \tau_2/w. \quad (4.11)$$

Este método es importante, ya que permite estudiar el desfase espectral pulso por pulso. Sin embargo, un gran inconveniente para el método de Norris es que solo es aplicable para GRBs brillantes con pulsos de forma exponencial. Para GRBs más complejos se debe usar otros métodos para obtener el lag espectral como la función de autocorrelación (ACF)[22, 24].

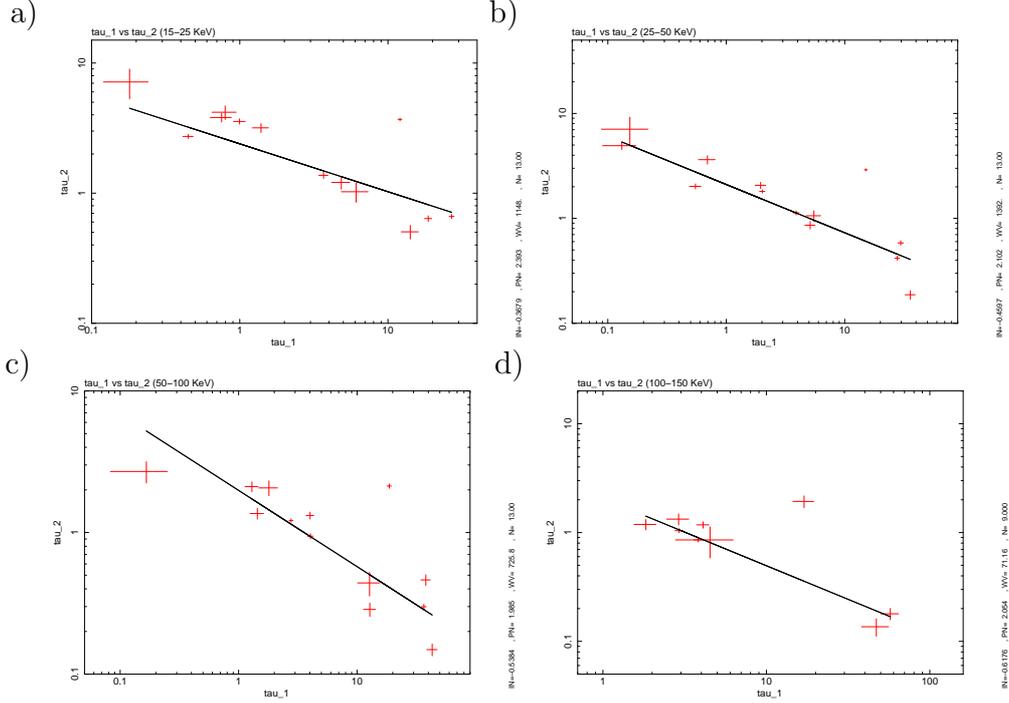


Figura 4.6: τ_1 vs τ_2 para cada uno de los canales energéticos (Canal 1 (a), Canal 2 (b), Canal 3 (c) y Canal 4 (d)).

4.4. Resultados

Al ajustar los pulsos con el modelo de Norris, se obtuvo parámetros temporales asociados al modelo. En el *Apéndice A*, Cuadro A.7 están los parámetros obtenidos de cada pulso de la muestra. Los GRBs seleccionados en su mayoría presentan 1 solo pulso (GRB 071010B y GRB 080413B) o 2 pulsos (GRB 091208B y 110715A). El GRB 080411 es muy peculiar ya que en un tiempo de emisión de aproximadamente 80 segundos tiene un total de nueve pulsos. Para el GRB 080411 solamente tres de sus pulsos ($8 < t < 16$, $16 < t < 24$ y $38 < t < 49$ segundos) están presentes en todas las bandas energéticas.

Como la sensibilidad del detector no es favorable en el canal 4 (100 – 150 KeV) y canal 1 (15 – 25 KeV), entonces el nivel de ruido en estos dos canales es mayor que en el resto de canales energéticos. Por lo tanto, muchos picos con alto nivel de ruido en los canales 1 y 4 no fueron considerados en el análisis.

En la Figura 4.6 se observa que existe una anticorrelación entre los parámetros τ_1 y τ_2 . Además, se encontró que al aumentar la energía la pendiente de la curva de ajuste y el coeficiente de correlación disminuyen (ver Cuadro 4.1). Por lo tanto, podemos concluir que los parámetros τ_1 y τ_2 están anticorrelacionados. Sin embargo, según Norris[3]

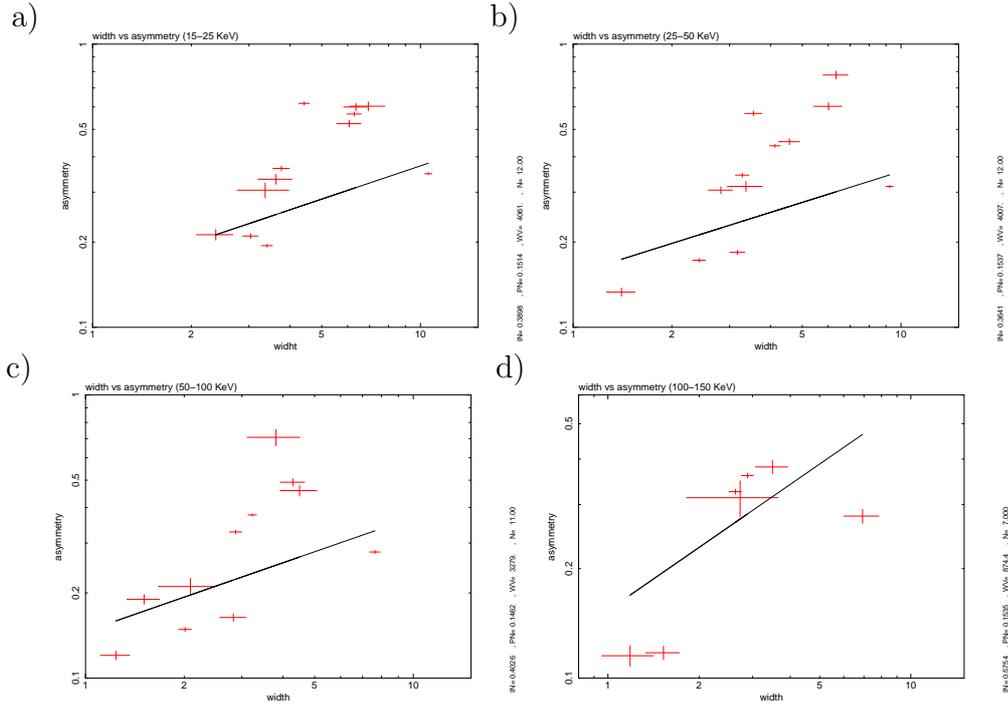


Figura 4.7: Ancho de pico (w) vs asimetría (κ) para cada uno de los canales energéticos. (a) canal 1, (b) canal 2, (c) canal 3 y (d) canal 4.

y Arimoto[2], τ_1 y τ_2 no tienen una interpretación física dentro del modelo.

En la Figura 4.7 se observa que existe una relación entre el ancho de pico (w) y la asimetría del pulso (κ), además se encontró que la pendiente asociada al ajuste aumenta conforme aumenta la energía (ver Cuadro 4.1). Sin embargo, el coeficiente de correlación (ver Cuadro 4.1) entre estos dos parámetros va disminuyendo al aumentar la energía. Por lo tanto, se puede concluir que existe una correlación débil entre w y κ .

En la Figura 4.8 se observa una relación entre el tiempo de máxima intensidad (t_{peak}) y la asimetría del pulso (κ), además se observa que la pendiente del ajuste cambia al aumentar la energía. Sin embargo, al incrementar la energía, el coeficiente de correlación disminuye. Por lo tanto, se pierde la correlación entre t_{peak} y κ mientras se incrementa la energía (ver Cuadro 4.1).

En el Cuadro 4.1 tenemos los parámetros de los ajuste de las Figuras 4.6, 4.7 y 4.8 con sus respectivos coeficiente de correlación.

En las Figuras 4.6, 4.7 y 4.8, las gráficas correspondientes al canal 4 (100 – 150 KeV) tienen un menor número de datos respecto a los demás canales, ya que no todos los pulsos están presentes en la banda de alta energía o porque el ruido en este canal es

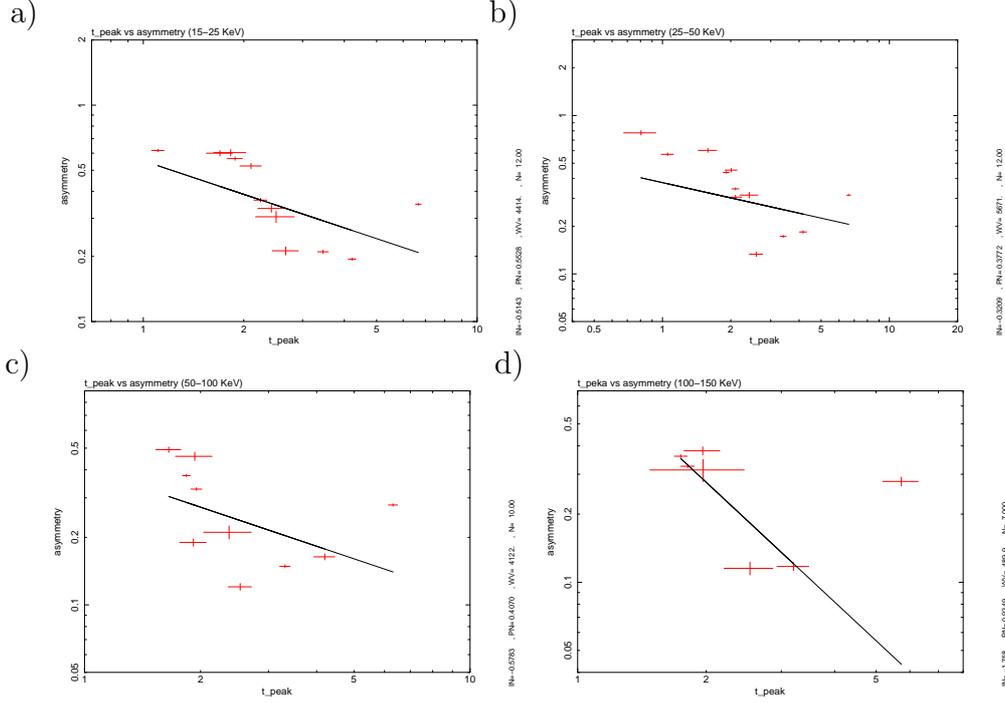


Figura 4.8: t_{peak} vs κ (asimetría) para cada uno de los canales energéticos (Canal 1 (a), Canal 2 (b), Canal 3 (c) y Canal 4 (d)).

	$\tau_2 = A\tau_1^p$			$\kappa = Bt_{\text{peak}}^q$			$\kappa = Cw^s$		
	A	p	r	B	q	r	C	s	r
Canal 1:	2,393	-0,368	-0,613	0,553	-0,514	-0,621	0,151	0,390	0,492
Canal 2:	2,102	-0,460	-0,571	0,377	-0,321	-0,593	0,154	0,364	0,506
Canal 3:	1,985	-0,538	-0,664	0,407	-0,5783	-0,524	0,146	0,403	0,436
Canal 4:	2,054	-0,618	-0,694	0,935	-1,758	-0,289	0,154	0,575	0,444

Cuadro 4.1: Parámetros de los ajustes de las Figuras 4.6, 4.7 y 4.8. El parámetro r representa el coeficiente de correlación para cada ajuste.

mayor que la señal detectada. Lo fundamental de este análisis se presenta en la Figura 4.9, donde se muestra el histograma del desfase espectral sin corrección cosmológica (*izquierda*) y con corrección cosmológica (*derecha*).

Analizando los parámetros del Cuadro 4.1 (pendiente de la curva de ajuste y coeficiente de correlación), vemos que las pendientes de los ajustes y los coeficientes de correlación cambian respecto al incremento de la energía. Esto nos sugiere que el comportamiento de los parámetros temporales dependen de la energía de los fotones. Se puede concluir que debe existir una relación entre el lag espectral y la energía de las ráfagas.

Adicionalmente, se encontró que el 88 % del lag espectral obtenido es positivo (primero arriban los fotones de alta energía). Por lo tanto, estamos confirmando que existe un retardo en los fotones de baja energía. El lag espectral negativo lo interpretamos

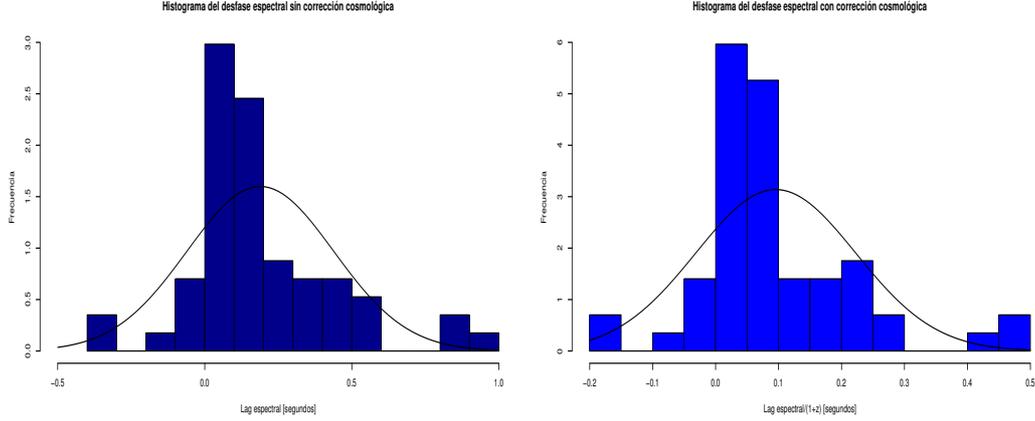


Figura 4.9: (*izquierda*) Histograma del desfase espectral sin corrección cosmológica. (*derecha*) Histograma del desfase espectral con corrección cosmológica.

como resultado del ruido de las curvas de luz. El modelo de Norris no discrimina las contribuciones al retardo temporal. Sin embargo, podemos despreciar la contribución por la expansión del Universo ya que el grupo de GRBs analizados tienen un corrimiento al rojo cercano a 1. Además, encontramos que existe correlación entre $w-\kappa$ y una anticorrelación entre $\tau_1-\tau_2$ y $t_{\text{peak}}-\kappa$, donde estos parámetros dependen de la energía de cada canal energético. El desfase espectral obtenido de cada pulso de la muestra se encuentra en el Cuadro 4.2.

El GRB 110715A es el único de la muestra que se encuentra en el plano galáctico, y los desfases obtenidos de sus picos no muestran diferencias con el resto de las ráfagas analizadas. Por lo tanto, la ubicación espacial de las ráfagas no va a influenciar al desfase espectral, pero estaría asociado con a galaxia anfitriona.

El hecho que ciertos picos de las ráfagas solo están presentes en ciertas bandas energéticas, nos hace pensar que el progenitor genera las ráfagas por etapas. Este hecho lo podemos ver en el GRB 080411, donde los picos iniciales son de alta energía, mientras que los picos finales son de baja energía. Además, proponemos asociar a GRBs largos con lag espectral grande a medios interestelares densos, mientras que los GRBs largos con lag espectral corto relacionarlos a medios poco densos.

GRB	z	Pulso	$\tau_{\text{lag1}}(\text{ch1-ch2})$	$\tau_{\text{lag2}}(\text{ch1-ch3})$	$\tau_{\text{lag3}}(\text{ch1-ch4})$	$\tau_{\text{lag4}}(\text{ch2-ch3})$	$\tau_{\text{lag5}}(\text{ch2-ch4})$	$\tau_{\text{lag6}}(\text{ch3-ch4})$
071010B	0.94	1	0.049 ± 0.180	0.354 ± 0.216	0.935 ± 0.563	0.305 ± 0.212	0.886 ± 0.561	0.581 ± 0.574
080413B	1.10	1	0.050 ± 0.165	0.143 ± 0.164	0.252 ± 0.303	0.093 ± 0.146	0.201 ± 0.293	0.109 ± 0.293
091208B	1.06	1	0.322 ± 0.254	0.503 ± 0.264	-	0.181 ± 0.201	-	-
		2	0.082 ± 0.295	0.138 ± 0.296	0.139 ± 0.408	0.056 ± 0.247	0.057 ± 0.374	0.001 ± 0.375
110715A	0.82	1	0.059 ± 0.188	0.025 ± 0.286	-	-0.034 ± 0.305	-	-
		2	0.088 ± 0.396	0.129 ± 0.470	0.533 ± 0.590	0.041 ± 0.400	0.445 ± 0.536	0.405 ± 0.593
080411	1.03	1	-	-	-	-	-	0.106 ± 0.160
		2	-	-	-	-	-	-0.074 ± 0.176
		3	0.240 ± 0.249	0.172 ± 0.236	-0.137 ± 0.276	-0.068 ± 0.191	-0.378 ± 0.239	-0.310 ± 0.225
		4	0.147 ± 0.125	0.294 ± 0.119	0.435 ± 0.120	0.147 ± 0.098	0.288 ± 0.099	0.141 ± 0.091
		5	0.892 ± 0.199	-	-	-	-	-
		6	-0.024 ± 0.113	0.047 ± 0.105	0.139 ± 0.114	0.071 ± 0.073	0.163 ± 0.085	0.092 ± 0.074
		7	0.093 ± 0.361	-	-	-	-	-
		8	0.095 ± 0.198	0.170 ± 0.260	-	0.076 ± 0.243	-	-
		9	0.053 ± 0.080	0.436 ± 0.184	-	0.383 ± 0.189	-	-

Cuadro 4.2: Lag espectrales obtenidos con el modelo de Norris. Como ciertos pulsos no tienen componente de alta o baja energía, entonces ciertos desfases no fueron obtenidos.

Capítulo 5

Metodología para el análisis espectral

De acuerdo con las observaciones, el espectro de los GRBs es de naturaleza no térmica. El modelo que mejor se ajusta a la forma de los espectros de las ráfagas es el modelo empírico de Band. En los análisis espectrales realizados, no se estudia a los GRBs como un todo, más bien se analiza la estructura interna por regiones o por pulsos de las ráfagas. En este capítulo se explica la metodología usada para los análisis espectrales y los modelos espectrales seleccionados.

5.1. Generalidades del espectro de las ráfagas de rayos gamma

El comportamiento del espectro en cada GRB es diferente, además sus flujos máximos de energía van desde los cientos de KeV hasta los GeV[4, 5]. Band en 1993 propuso un excelente ajuste al espectro de las ráfagas introduciendo dos leyes de potencia[37]. A este ajuste se lo conoce como el modelo empírico de Band (ver *Sección 5.4*)[4, 5, 37].

El espectro de las ráfagas generalmente se definen como el número de fotones por unidad de energía ($N_E = dN/dE$), y tiene la forma de una ley de potencias rota (ver Figura 5.1 *izquierda, panel superior*). Por otro lado, el espectro también se lo representa como la cantidad de energía en fotones por energía ($E^2 N_E$)[5, 23], donde tiene la forma de una ley de potencias rota pero con diferente pendiente (ver Figura 5.1 *izquierda, panel inferior*)[23].

En la Figura 5.1 (*izquierda*) vemos que existe un punto de quiebre en donde la pendiente cambia, la energía asociada a este cambio se la conoce como la energía de

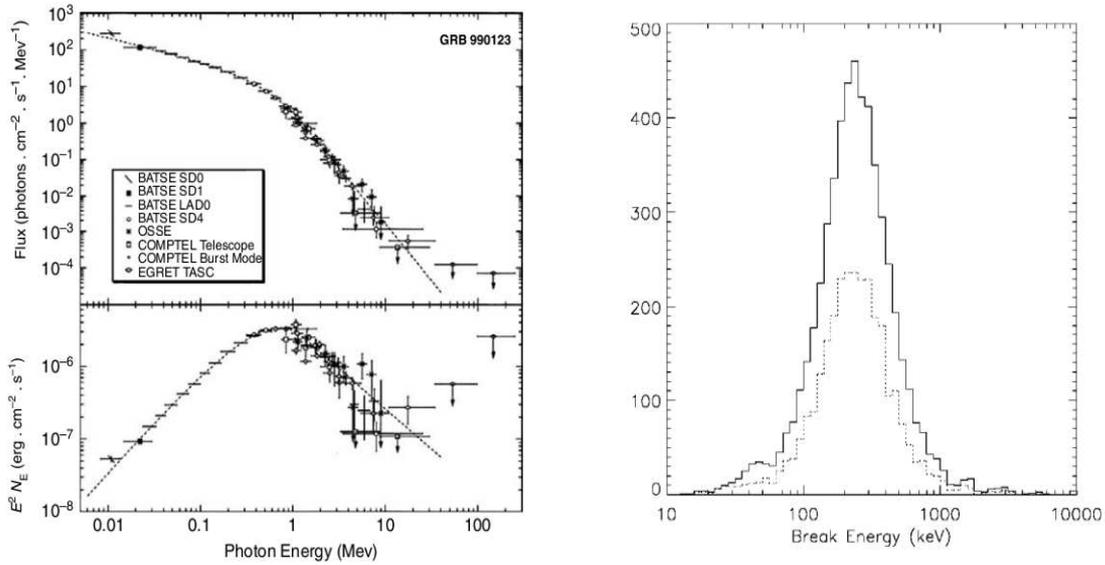


Figura 5.1: (*izquierda*) Espectro del GRB 990123 detectado por BATSE. En el *panel superior* observamos el espectro del número de fotones $N_E \equiv dN/dE$ respecto a la energía de los fotones. En el *panel inferior* observamos la cantidad de energía en fotones por energía ($E^2 N_E$) respecto a la energía[23]. (*derecha*) Distribución de la energía de ruptura (E_b) con el modelo de Band de una muestra de 156 GRBs detectados con BATSE[5].

ruptura (E_b). En la Figura 5.1 (*derecha*), se observa un histograma de la energía de ruptura de una muestra de GRBs detectados por BATSE[5], donde el máximo está en aproximadamente 250 KeV.

5.2. Selección de la muestra

De una muestra de 187 GRBs largos detectados por el satélite *Swift* entre 2006 y 2012, se pre-seleccionó 63 GRBs con corrimiento al rojo (z) conocido. Del grupo de 63 GRBs se seleccionó únicamente a cinco GRBs que cumplieran ciertos requisitos para nuestro análisis. Los cinco GRBs se caracterizan por tener una alta fluencia, pulsos regulares y corrimiento al rojo cercano a 1.

La regularidad de los pulsos fue discutida en el *Capítulo 4*. Se escogió a GRBs con similar corrimiento al rojo para trabajar con una muestra en la misma edad del Universo (muestra homogénea). Además, al ser una muestra homogénea, las relaciones entre los parámetros espectrales no cambia considerablemente al realizar correcciones cosmológicas. No fue tomada en cuenta una localización espacial para la selección de la muestra. Necesitamos GRBs con alta fluencia para que la resolución de los parámetros

GRB	z	Fluencia [$\times 10^{-7}$ erg/s cm ²][16]	T_{90} [seg][22]
071010B	0.94	44	35.7
080411	1.03	264	56
080413B	1.10	32	8
091208B	1.06	33	14.9
110715A	0.82	118	13

Cuadro 5.1: GRBs analizados y su respectivo corrimiento al rojo, fluencia y tiempo al 90 % de las cuentas en la curva de luz (T_{90}).

espectrales y de las curvas de luz sean adecuados. En el Cuadro 5.1 tenemos la fluencia, corrimiento al rojo y el T_{90} de los GRBs de la muestra.

5.3. Metodología para el análisis espectral

Se realizó dos tipos de análisis. El primero es un *análisis espectral por regiones*. En este análisis se estudió la evolución de los parámetros espectrales en regiones de 1 segundo con dos modelos espectrales (*ley de potencias* (PL) y *ley de potencia rota normalizado a 50 KeV* (PLN)). Además, se encontró el aporte de la emisión sincrotrón en cada región de la ráfaga.

El segundo es un *análisis espectral por pulsos*. En este análisis se investigó el espectro de las ráfagas por pulso, y se buscó correlaciones entre el desfase espectral y parámetros espectrales como índice fotónico y luminosidad con tres modelos espectrales (*ley de potencias* (PL), *modelo de Band* (BD) y *ley de potencias rota normalizado a 50 KeV* (PLN)).

5.3.1. Análisis espectral por regiones

En este análisis se obtuvo la evolución de los parámetros espectrales asociados a los modelos PL y PLN. Adicionalmente, al encontrar el índice fotónico (α) de las regiones de emisión, se descubrió que en algunas regiones de las ráfagas existe una violación a las “líneas de muerte sincrotrón” ($-3/2 < \alpha < -2/3$) (ver *Sección 3.1.3*). Si el índice fotónico no está dentro de este rango se puede concluir que existen procesos de emisión adicionales a la emisión sincrotrón[29, 30, 31].

Para analizar la evolución de los parámetros espectrales en la ráfaga, primero se extrajo las curvas de luz en la banda energética de 15 – 150 KeV con una resolución temporal de 0,125 segundos. Para obtener las curvas de luz usamos el programa Heasoft 6.15.1[8]. Después, dividimos a las ráfagas en regiones de 1 segundo en las zonas de

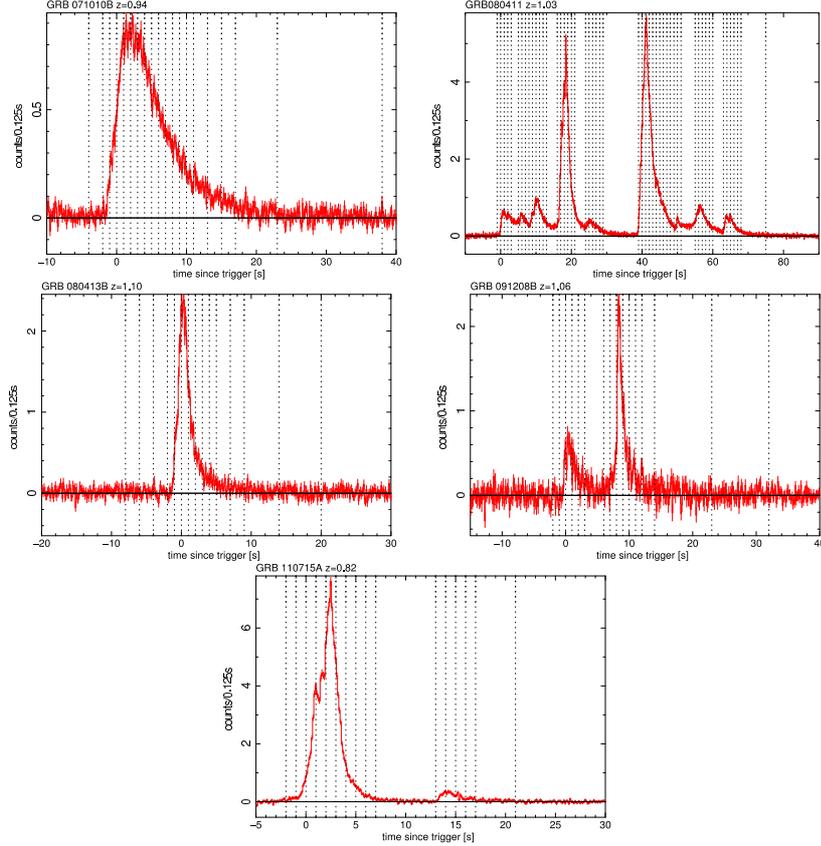


Figura 5.2: GRBs divididos para el análisis espectral por regiones.

alta intensidad, mientras que las regiones de baja intensidad o de alto ruido no fueron divididas (ver Figura 5.2). Después de realizar este procedimiento, se obtuvo el espectro de las regiones utilizando los algoritmos de corrección de *Swift*. Posteriormente, ajustamos los espectros obtenidos de las ráfagas con dos modelos espectrales (*ley de potencias* y *ley de potencia rota normalizado a 50 KeV*). En la Figura 5.2 se observan las regiones en que fueron divididas las ráfagas en este análisis.

El ajuste del espectro detectado por *Swift* se lo realizó con el paquete computacional Xspec 12.8.2 (X-Ray Spectral Fitting Package)[8], el cuál utiliza el método de mínimos cuadrados[8]. Se realizó este desarrollo por regiones para estudiar la estructura interna de las ráfagas, la evolución temporal de los parámetros espectrales dentro de la emisión y determinar el aporte de la emisión sincrotrón a la generación de los GRBs. En la Figura 5.4 (*superior*) observamos el ajuste del espectro de una región del GRB 080411 con los modelos PL y PLN.

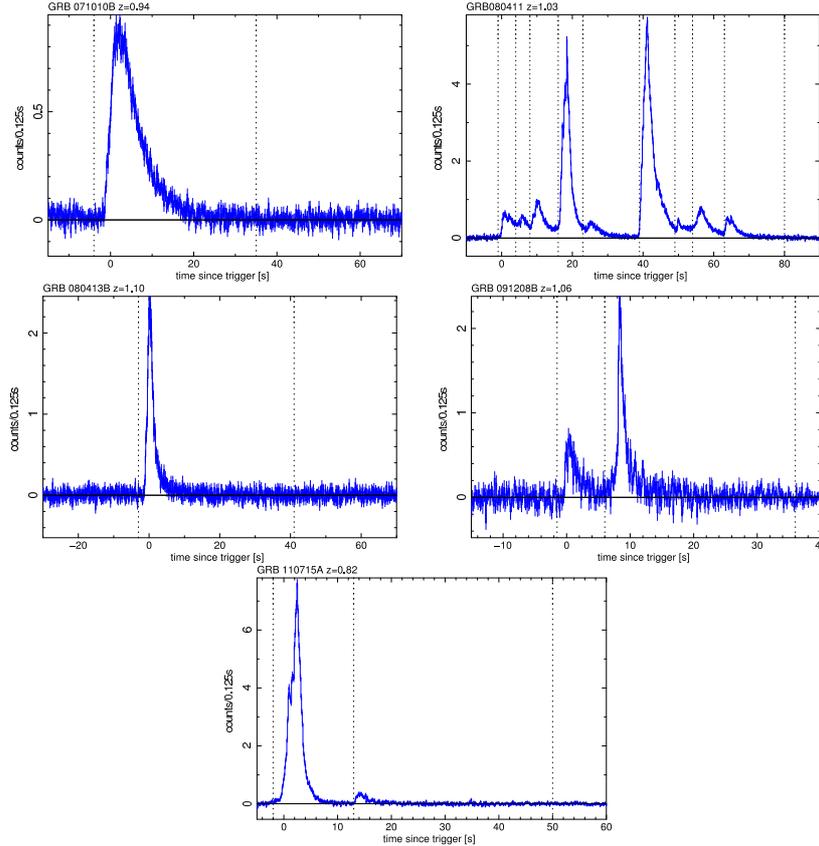


Figura 5.3: GRBs divididos para el análisis espectral por pulsos.

5.3.2. Análisis espectral de pulsos

En este análisis se estudió el espectro asociado a los pulsos individuales de las ráfagas. Por otra parte, se buscó correlaciones entre parámetros espectrales (índice fotónico y luminosidad) y el lag espectral de los pulsos. El desfase espectral se lo calculó con el modelo de ajuste por pulso de Norris. Por lo tanto, para estudiar el espectro se utilizó el mismo tiempo por pulso que el usado por el modelo de Norris (ver *Capítulo 4*). El objetivo de este análisis es realizar un estudio de la subestructura de los pulsos que conforman las ráfagas.

Primeramente, se dividió a la ráfaga en regiones que abarquen a todo un pulso de emisión, es decir, las regiones tienen la misma duración que las regiones analizadas en el *Capítulo 4*. Después, se obtuvo el espectro de los pulsos con las herramientas de calibración de *Swift*. Se ajustó los espectros con tres modelos espectrales (*ley de potencias*, *modelo de Band* y *ley de potencias rota normalizado a 50 KeV*), donde se obtuvo los parámetros espectrales asociados a cada pulso. Este análisis se lo realizó con el paquete computacional Xspec 12.8.2 (X-Ray Spectral Fitting Package)[8]. En la Figura 5.4 se observa los pulsos que fueron analizados.

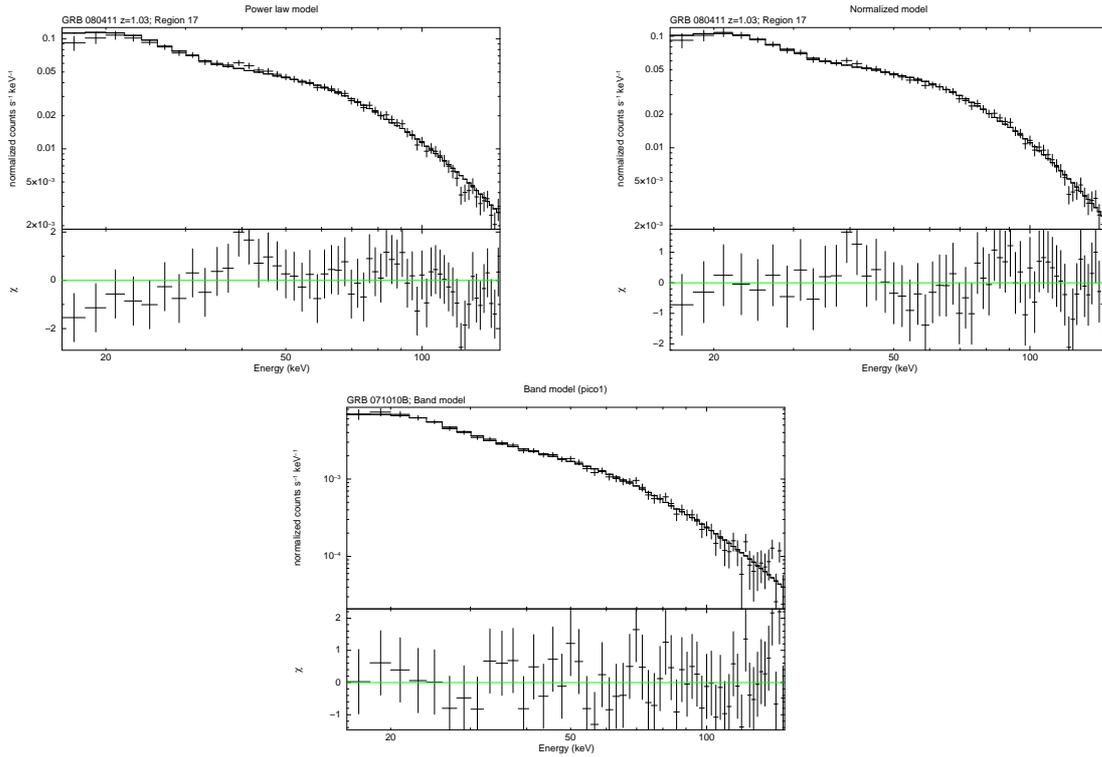


Figura 5.4: Espectro de emisión del GRB 080411 (región: $18 < t < 19$ segundos) y su ajuste con el modelo (*izquierda superior*) ley de potencias y (*derecha superior*) ley de potencias rota normalizado. (*inferior*) Ajuste al GRB 071010B con el modelo de Band.

Las correlaciones se las obtuvo comparando el desfase espectral de los pulsos en cada uno de los cuatro canales energéticos (ver *Capítulo 4*) con los parámetros espectrales de los pulsos. Para analizar las correlaciones, se usó el paquete computacional QDP/PLT[27].

El método de mínimos cuadrados es usado por el paquete Xspec 12.8.2 para ajustar los espectros. En el análisis se encontró que existe una anticorrelación entre el desfase espectral y la luminosidad. Por otro lado, se encontró que el coeficiente de correlación lineal entre el índice fotónico y el desfase espectral es cercano a cero. En la Figura 5.4 (*inferior*) se observa el ajuste al espectro del GRB 071010B con el modelo de Band.

5.4. Modelos espectrales propuestos

Para ajustar el espectro de las ráfagas se usó tres modelos espectrales. Los modelos espectrales tienen parámetros como el índice fotónico y la energía de pico. Hay que mencionar que los modelos que fueron considerados están asociados a procesos específicos de generación de radiación, los modelos que utilizamos son:

Modelo de Band: Este modelo fue propuesto por Band en 1993[5, 37], y es un modelo empírico. Este modelo nos proporciona información de los índices fotónicos de baja y alta energía, además de la energía de pico y de ruptura. El modelo de Band se define como[5, 37]:

$$N(\nu) = N_0 \begin{cases} E^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & \text{para } E < (\alpha - \beta)E_0, \\ [(\alpha - \beta)E_0]^{(\alpha - \beta)} E^\beta \exp(\beta - \alpha) & \text{para } E > (\alpha - \beta)E_0, \end{cases} \quad (5.1)$$

donde E_0 está relacionado con la energía de ruptura del espectro $E_b = (\alpha - \beta)E_0$, α es el índice espectral de baja energía y β es el índice espectral de alta energía. La energía de pico se define como la energía donde ocurre la maximización del flujo, y se define como:

$$E_p = (\alpha + 2)E_0 = \frac{(\alpha + 2)}{(\alpha - \beta)}E_b. \quad (5.2)$$

Debemos mencionar que no existe un modelo teórico que se ajuste tan bien al espectro de un GRB como lo hace el modelo de Band.

Modelo de ley de potencias (PL): Este modelo esta basado en la emisión sincrotrón de una distribución de electrones relativistas (emisión sincrotrón puro)[19]. El modelo es útil para todas las regiones de la emisión, tanto para regiones de alta y baja intensidad, así como zonas de alto ruido. El modelo se ajusta muy bien a la ráfaga, además proporciona información del índice fotónico (α), y se define como:

$$A(E) = KE^{-\alpha}. \quad (5.3)$$

Hay que recalcar que este modelo representa a la emisión sincrotrón puro.

Modelo de ley de potencia rota normalizado a 50 KeV (Normalized model o modelo normalizado; PLN): Este modelo consta de una ley de potencias y un corte exponencial. Además, esta normalizado a 50 KeV que es el valor medio de la sensibilidad del detector BAT. Este modelo podría imitar el espectro producido por múltiples emisiones Compton de un medio térmico[19].

Este modelo espectral estaría asociado a los procesos sincrotrón y Compton inverso, ya que la energía de pico (E_{peak}) se relaciona con la reacceleración de los electrones por el proceso auto-Compton. El modelo es útil para regiones de alta intensidad y bajo ruido. Por otro lado, para regiones de alto ruido no es muy eficiente, y los parámetros obtenidos tienen errores considerables. Este modelo concuerda con el modelo de Band cuando $\beta \rightarrow -\infty$. Este modelo proporciona información de la energía de pico (E_p) y

del índice fotónico (α), y se define como:

$$A(E) = \left(\frac{E}{50}\right)^{-\alpha} \exp\left[-\frac{E(2-\alpha)}{E_p}\right]. \quad (5.4)$$

La ventaja de este modelo es que el índice fotónico está normalizado a 50 KeV, y la energía de pico es una cantidad muy ligada a la naturaleza de los GRBs.

Para analizar parámetros espectrales como la energía de pico (E_p), podemos realizar correcciones cosmológicas para trabajar en el sistema de referencia de la ráfaga[2, 5, 7, 24].

Capítulo 6

Resultado del análisis espectral por regiones

En este Capítulo se expone los resultados del análisis por regiones de la muestra de GRBs. Además, en este análisis obtuvimos el porcentaje de regiones que están asociadas solamente a la emisión sincrotrón, así como la evolución de los parámetros espectrales dentro de las ráfagas para dos modelos espectrales propuestos (PL y PLN).

6.1. Resultados

En este análisis obtuvimos la evolución de los parámetros espectrales ajustando el espectro de las ráfagas con dos modelos: *ley de potencias* (PL) y *ley de potencias rota normalizado a 50 KeV* (PLN). Con el modelo de ley de potencias (PL) se obtuvo parámetros espectrales como: índice fotónico (α), luminosidad y flujo. Mientras que con el modelo de ley de potencias rota (PLN) obtuvimos el índice fotónico (α), energía de pico (E_P), luminosidad y flujo. Ambos modelos fueron ajustados a regiones con duración de 1 segundo. Debemos mencionar que el modelo PL se ajusta muy bien a regiones de alta o baja intensidad. Para cada región obtuvimos los datos de bondad de ajuste (χ^2) y grados de libertad. Por otra parte, se estudió el aporte de la emisión sincrotrón en cada región de las ráfagas analizando el comportamiento del índice fotónico en cada modelo espectral.

En la Figura 6.1 observamos los histogramas del índice fotónico (*arriba*) y del χ^2 reducido (*abajo*) para cada modelo espectral. El máximo en el histograma del χ^2 no se desplaza en los dos modelos espectrales (ver Figura 6.1 *abajo*). Sin embargo, para el histograma del índice fotónico, el máximo no concuerda en ambos modelos. Este hecho podría estar relacionado con el poco conocimiento de la producción de fotones en los GRBs. En las Figuras 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 y 6.7 se observa la evolución del índice

Modelo	$\langle\alpha\rangle$	$\langle E_p\rangle$	$\langle\chi^2(\text{d.f.})\rangle$
PL	2.098 ± 0.294	-	1.050(56)
PLN	1.403 ± 0.403	56.099 ± 37.835	1.000(55)

Cuadro 6.1: Parámetros espectrales promedio para los modelos PL y PLN en el análisis por regiones.

fotónico (α), energía de pico (E_p) y el χ^2 dentro de las ráfagas a partir de los modelo PL y PLN, estas gráficas fueron realizadas con el programa QDP/PLT[27], mientras que los histogramas fueron realizados con el programa computacional para estadística R[28]. En cada una de las emisiones se observa que el χ^2 toma valores cercanos a

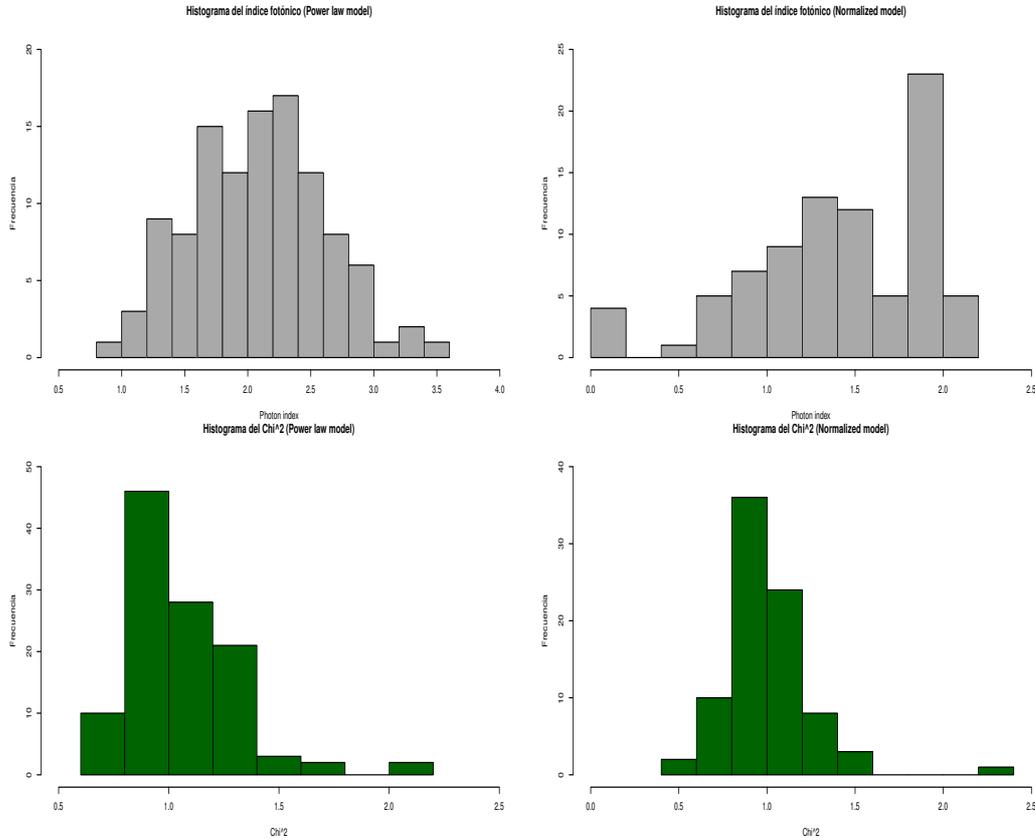


Figura 6.1: (*izquierda superior*) Histograma del índice fotónico asociado al modelo de ley de potencias. (*derecha superior*) Histograma del índice fotónico asociado al modelo normalizado. Los histogramas tienen un ancho de 0,5. (*izquierda inferior*) Histograma del χ^2 asociado al modelo de ley de potencias. (*derecha inferior*) Histograma del χ^2 asociado al modelo normalizado. Los histogramas tienen un ancho de 0,5.

1. Además, los parámetros espectrales en regiones de alta intensidad tienen errores estadístico similares a los registrados por la literatura[20, 24, 34].

En el Cuadro 6.1 se encuentran los valores promedio de los parámetros espectrales de cada modelo. El promedio del χ^2 tanto para los modelos PL y PLN es 1,050 y 1,000 respectivamente, esto nos lleva a concluir que la emisión sincrotrón no es el mecanismo

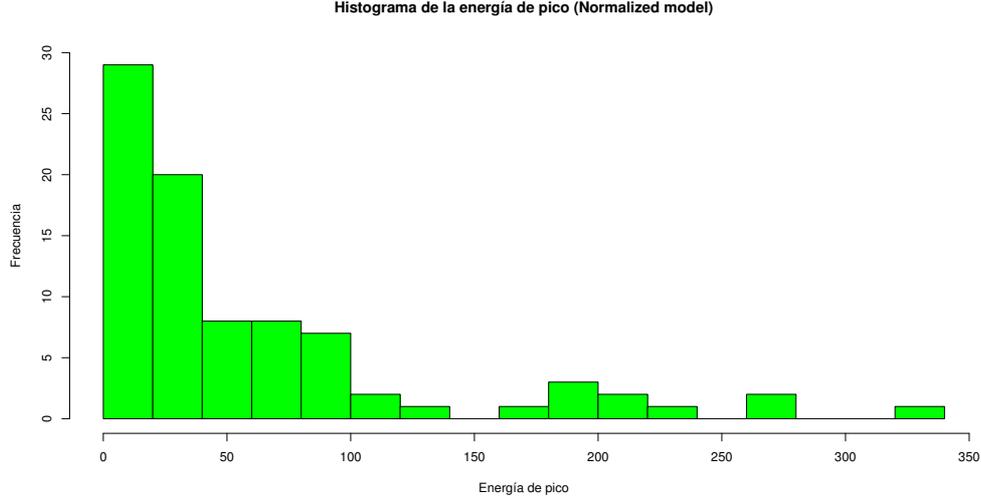


Figura 6.2: Histograma de la energía de pico obtenida con el modelo normalizado (PLN).

predominante en los GRBs, pero cumple un rol importante en la generación de fotones. En la Figura 6.2 se observa el histograma de la energía de pico (E_P) obtenida con el modelo PLN.

De acuerdo al modelo más simple de *la bola de fuego*[29, 30], el mecanismo sincrotrón es el único encargado de generar fotones de alta energía, donde el rango del índice espectral es $-2/3$ y $-3/2$ (cuando el espectro es definido como: $dN/dE \propto E^\alpha$; ver *Sección 3.1.3*)[30, 31, 32]. Por lo tanto, si el índice fotónico (α) del modelo PL está en la región de las líneas de muerte sincrotrón $[-2/3; -3/2]$, entonces el único mecanismo de emisión asociado será sincrotrón puro. Caso contrario, el mecanismo sincrotrón por si solo no genera los rayos gamma. Ahora, si el índice fotónico (α) del modelo PLN se encuentra entre $-2/3$ y $-3/2$, entonces la emisión sincrotrón es uno de los mecanismos en la generación de fotones, pero no el único. Caso contrario, la emisión sincrotrón no está presente en la generación de rayos gamma.

6.1.1. GRB 071010B

Esta ráfaga tienen un tiempo de emisión de 40 segundos desde el tiempo de activación ($-1 < t < 40$ segundos). Este GRB fue dividido en 19 regiones, de las cuales 14 regiones son de 1 segundo. En las regiones de emisión, los modelos espectrales (PL y PLN) se ajustan sin ningún problema.

En la Figura 6.3 se observa la evolución de los parámetros espectrales de la ráfaga de los modelos PL y PLN. En los modelos PL y PLN observamos que el χ^2 es cercano a 1, además el χ^2 promedio de los modelos PL y PLN son 1,038 y 0,957 respectivamente,

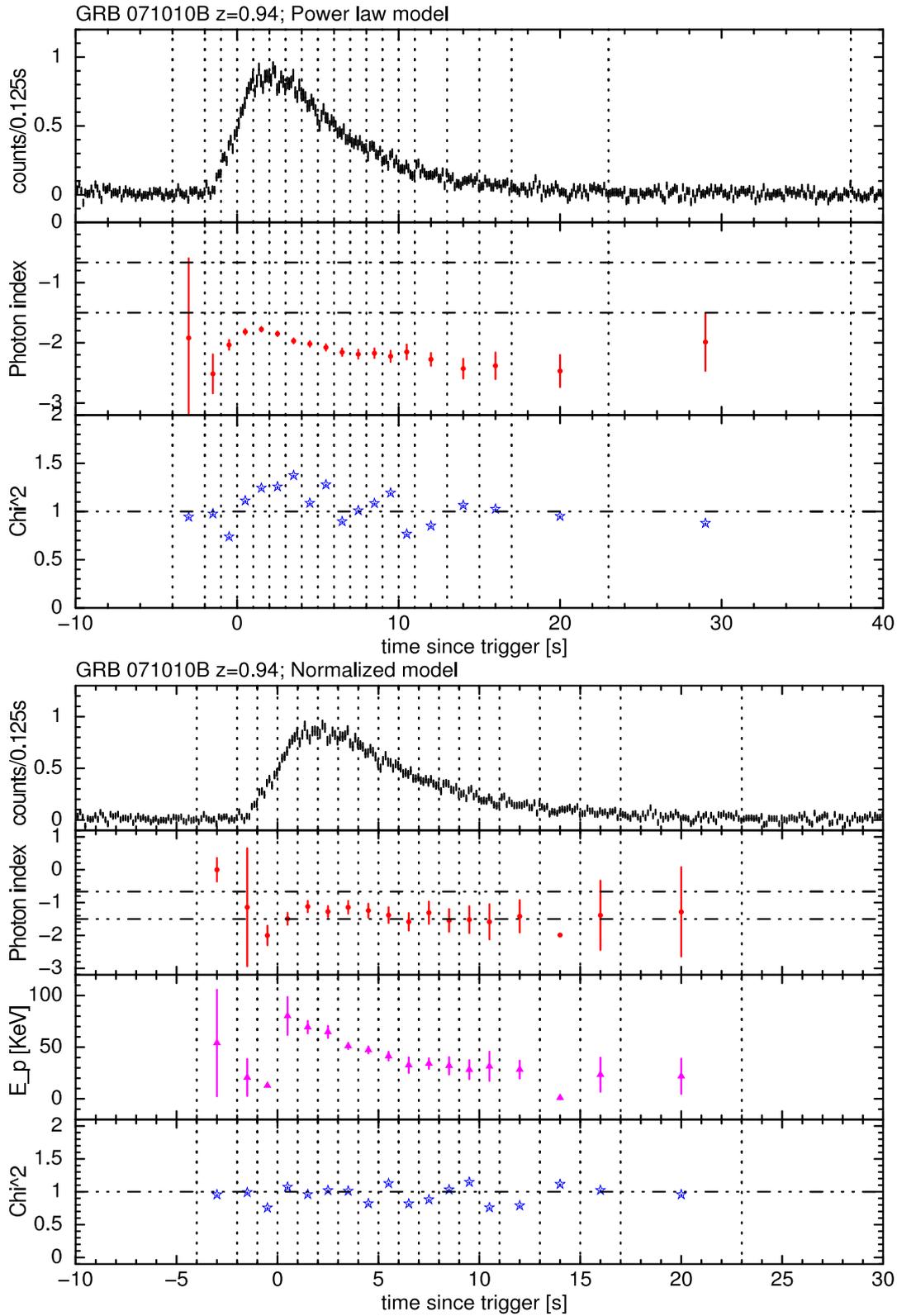


Figura 6.3: Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 071010B con el modelo de ley de potencias (*arriba*) y el modelo de ley de potencias rota (*abajo*). (*arriba*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (*abajo*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.

donde el modelo PL es el que en promedio mejor se ajusta. Por lo tanto, para este GRB la emisión sincrotrón es importante, pero no es el único mecanismo presente. En ambos modelos, el pico de emisión concuerda con el máximo índice fotónico (α) y con el máximo de la energía de pico (E_p). En los modelos PL y PLN tenemos que α y E_p se suavizan conforme evoluciona la ráfaga (*comportamiento de duro a suave*). Según Basak et al.[20], este tipo de comportamiento de los parámetros espectrales sugiere un tipo diferente de emisión.

Observando el comportamiento del índice fotónico (α) respecto a las líneas de muerte sincrotrón en el modelo PL, podemos concluir que la producción de rayos gamma no es sincrotrón puro en ninguna región del GRB. Además, según el modelo PLN el aporte de la emisión sincrotrón en el pico de emisión es importante, sin embargo en las otras regiones de la ráfaga no. Por lo tanto, aparentemente hay otros mecanismos de emisión más importantes para la producción de rayos gamma que el sincrotrón. En el Cuadro 6.2 observamos los valores promedio de los parámetros espectrales del GRB 071010B.

Adicionalmente, en el Cuadro A.2 se encuentran los parámetros espectrales obtenidos para cada una de las regiones del GRB 071010B.

6.1.2. GRB 080411

Esta ráfaga tiene un tiempo de emisión de aproximadamente 80 segundos, y fue dividida en 51 regiones de las cuales 45 regiones tiene un ancho de 1 segundo. Este GRB es especial ya que tiene 9 pulsos de emisión de los cuales 3 aparecen solamente en canales de alta energía (dos entre $0 < t < 9$ segundos y otro entre $23 < t < 39$ segundos), 3 en canales de baja energía (entre $49 < t < 70$ segundos) y los 3 pulsos restantes aparecen en todos los canales energéticos (dos en $9 < t < 23$ segundos y otro en $39 < t < 49$ segundos). En la región de $29 < t < 39$ segundos la emisión es nula.

En la Figura 6.4 se observa la evolución de los parámetros espectrales de los modelos PL y PLN del GRB 080411. El comportamiento del índice fotónico (α) del modelo PL (ver Figura 6.4) es muy similar al del modelo PLN cerca a los picos de emisión. Adicionalmente, en ambos modelos el índice fotónico decrece en las mismas regiones que decrecen los pulsos en la curva de luz.

El promedio de χ^2 (ver Cuadro 6.2) para los modelos PL y PLN son 1,008 y 1,013 respectivamente, esto nos dice que el modelo PL es el que mejor se ajusta al espectro del GRB 080411. Analizando el comportamiento de α respecto a las líneas de muerte sincrotrón en el modelo PL, vemos que los primeros picos de emisión del GRB

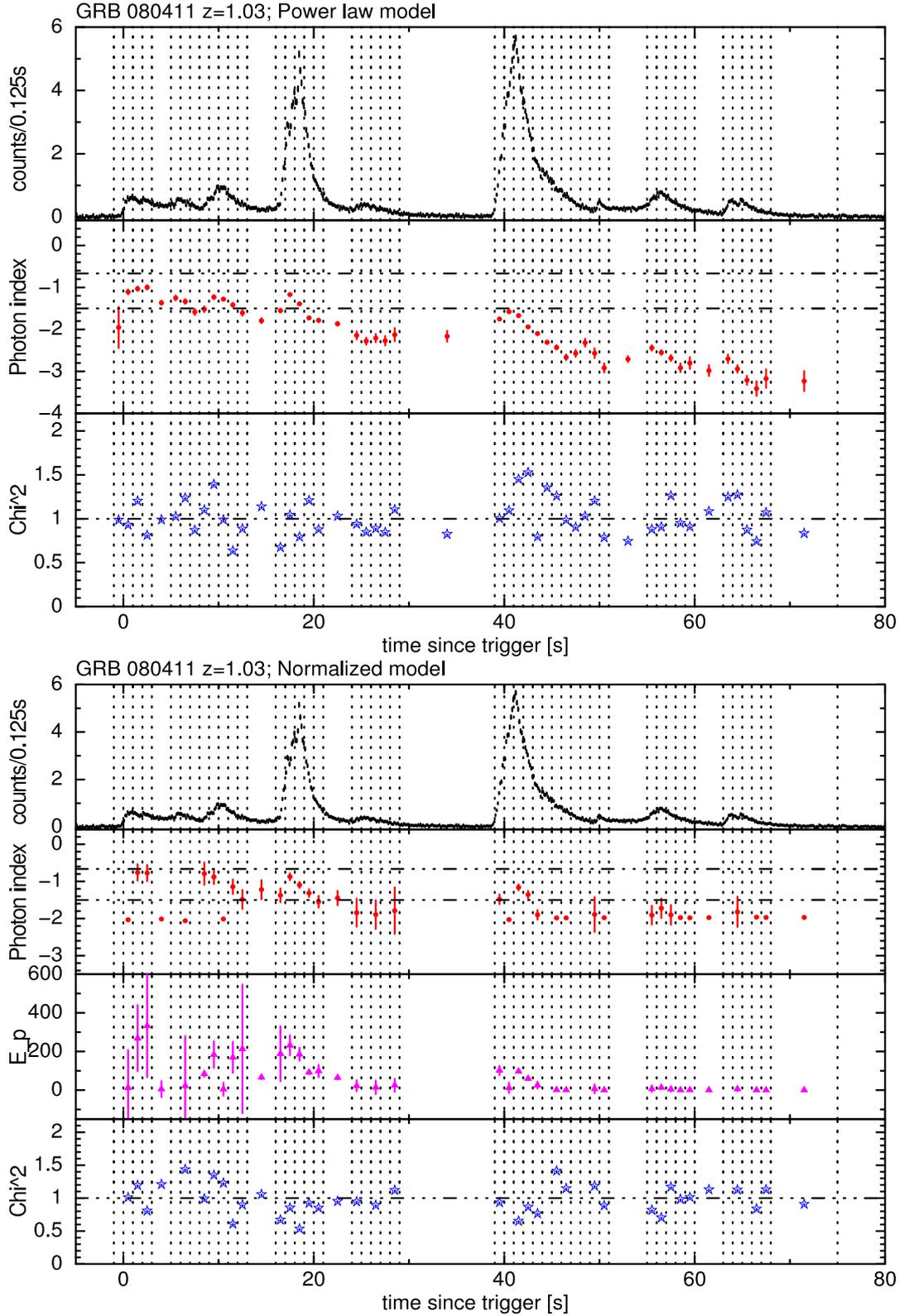


Figura 6.4: Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 080411 con el modelo de ley de potencias (*arriba*) y el modelo de ley de potencias rota (*abajo*). (*arriba*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (*abajo*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.

están asociados a procesos sincrotrón puros, mientras que el resto de la emisión no es sincrotrón puro. Los picos entre $49 < t < 70$ segundos, aparentemente estarían relacionados a procesos donde el aporte de la emisión sincrotrón es casi nulo. Por otro lado, los pulsos entre $15 < t < 45$ segundos están relacionados a procesos con poco aporte de la radiación sincrotrón. Analizando la tendencia del índice fotónico en el modelo PL, vemos que al evolucionar el GRB el índice fotónico se aleja de los límites de la emisión sincrotrón.

La energía de pico (E_p , ver Figura 6.4 *abajo*) tiene máximos en los picos de emisión, mientras que en regiones donde la emisión decae, E_p también disminuye. Por lo tanto, la energía de pico no se suaviza al evolucionar en el tiempo (*duro a suave*). En el índice fotónico no tenemos esta clase de comportamiento.

En los primeros segundos de la emisión, el χ^2 es mayor que en el resto de regiones, esto estaría asociado a la rotación y al tiempo de posicionamiento del satélite *Swift* en los primeros segundos de la emisión. En el Cuadro 6.2 observamos los valores promedio de los parámetros espectrales del GRB 080411.

Adicionalmente, en los Cuadros A.4 y A.5 se encuentran los parámetros espectrales obtenidos para cada una de las regiones del GRB 080411.

6.1.3. GRB 080413B

El GRB 080413B está compuesto de un solo pulso con un tiempo de emisión de 25 segundos, además la emisión esta presente en todos los canales energéticos. El GRB fue dividido en 14 regiones, de los cuales 7 son regiones de 1 segundo. El comportamiento de la energía de pico (E_p) es muy interesante ya que se suaviza mientras evoluciona con el tiempo (*duro a suave*). Además, el máximo de la energía de pico (E_p) concuerda con el máximo del pico de emisión, lo cual sugeriría un tipo diferente de ráfaga según R. Basak et al.[20].

El promedio del χ^2 en los modelos PL y PLN son 1,056 y 1,040 respectivamente, por lo tanto tenemos un mejor ajuste con el modelo PLN. Además, el comportamiento del índice fotónico (α) es muy similar en ambos modelos. Sin embargo, existe un cambio en el comportamiento de la cola de emisión del GRB, para el modelo PL el índice fotónico decrece mientras que en PLN aumenta. Observando α en el modelo PL, podemos decir que en las colas de emisión el proceso es sincrotrón puro, pero en el pico de la emisión no lo es. Según el comportamiento de α en el modelo PLN, en el pico de emisión el mecanismo sincrotrón no es predominante, pero si es importante. Por lo tanto, la emisión sincrotrón es natural pero no es el único mecanismo dentro de la

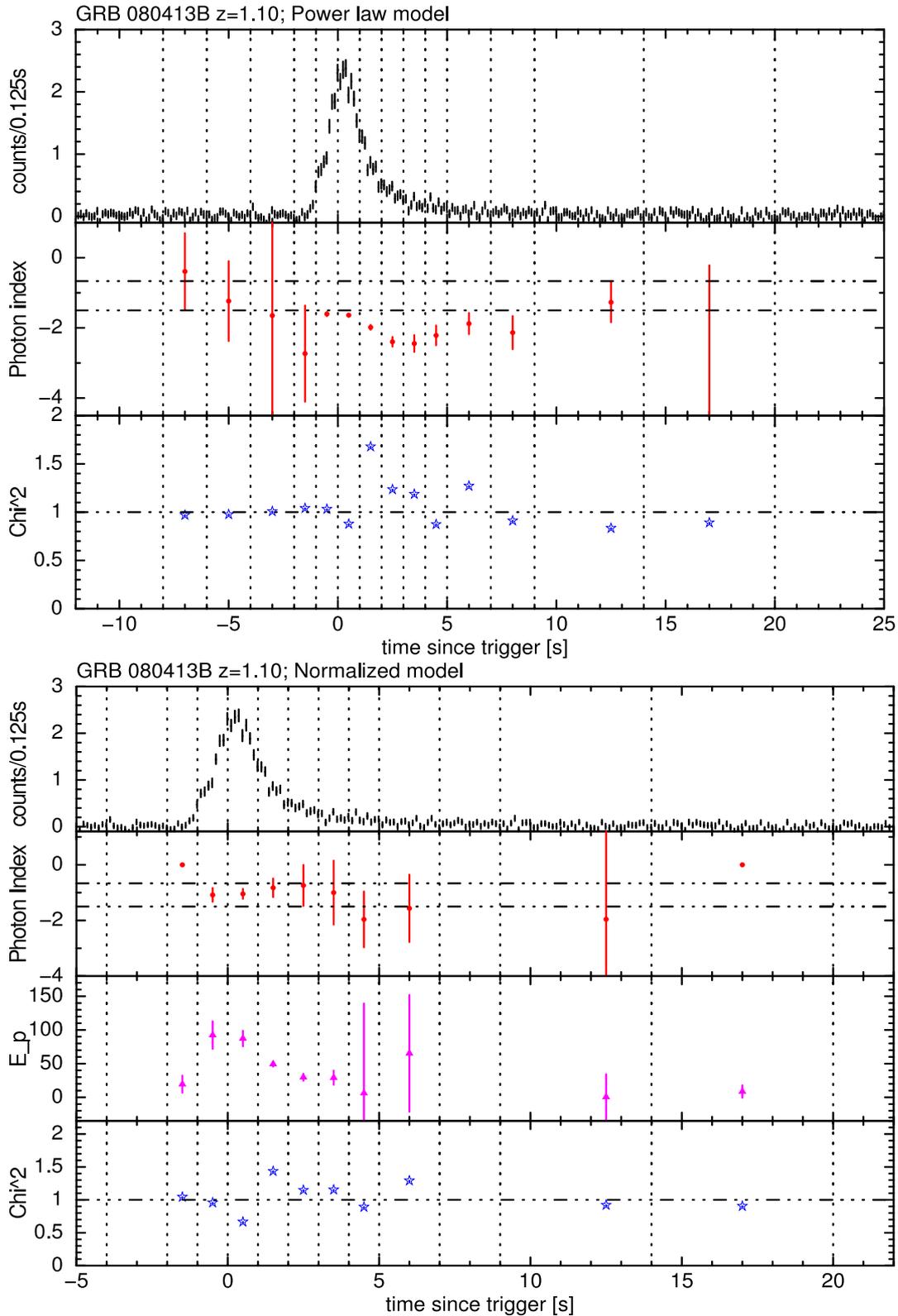


Figura 6.5: Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 080413B con el modelo de ley de potencias (*arriba*) y el modelo de ley de potencias rota (*abajo*). (*arriba*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (*abajo*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.

ráfaga. Adicionalmente, el comportamiento de α es de duro a suave solamente en el modelo PLN. En el Cuadro 6.2 observamos los valores promedio de los parámetros espectrales del GRB 080413B.

Además, en el Cuadro A.1 se encuentran los parámetros espectrales obtenidos para cada una de las regiones del GRB 080413B.

6.1.4. GRB 091208B

Este GRB consta de dos pulsos, y tiene un tiempo de emisión de 35 segundos. El primero de ellos es un pulso de baja energía ($0 < t < 5$ segundos), mientras que el segundo pulso se encuentra en todos los canales energéticos ($5 < t < 35$ segundos). Esta ráfaga fue dividida en 15 regiones, de las cuales 11 regiones tienen una duración de 1 segundo. Muchas de las regiones analizadas en este GRB no tienen un buen ajuste asociado al modelo PLN, esto se observa en la Figura 6.6. Para el modelo PL si tenemos un ajuste adecuado en las 15 regiones.

El χ^2 promedio asociado a los modelos PL y PLN son 1,047 y 1,129 respectivamente, donde el modelo PL es el que mejor se ajusta al espectro detectado. Como el modelo PLN no se ajusta para un número considerable de regiones del GRB, solamente vamos a analizar los parámetros espectrales relacionados al modelo PL.

El índice fotónico (α) del modelo PL tienen un comportamiento muy particular, el máximo de α concuerda con los máximos de los picos de emisión. Adicionalmente, después del primer pico el índice fotónico decae, mientras que en el segundo pico α crece. A partir del comportamiento de α respecto a las líneas de muerte sincrotrón, se puede concluir que ninguna región que la ráfaga está asociada al mecanismo sincrotrón puro. Podemos concluir que existen mecanismos de emisión complementarios al sincrotrón dentro de la ráfaga. Ya que el modelo PLN no se ajusta para un número considerable de regiones, no podemos hablar del comportamiento de la energía de pico (E_p) respecto a la evolución de la ráfaga. En el Cuadro 6.2 observamos los valores promedio de los parámetros espectrales del GRB 091208B.

Adicionalmente, en el Cuadro A.3 se encuentran los parámetros espectrales obtenidos para cada una de las regiones del GRB 091208B.

6.1.5. GRB 110715A

Este GRB consta de dos pulsos de emisión, ambos pulsos (primer pulso: $-2 < t < 12$ segundos; segundo pulso: $13 < t < 21$ segundos) aparecen en todos los canales energéticos. Sin embargo, en el primer pico al aumentar la energía el pulso cambia

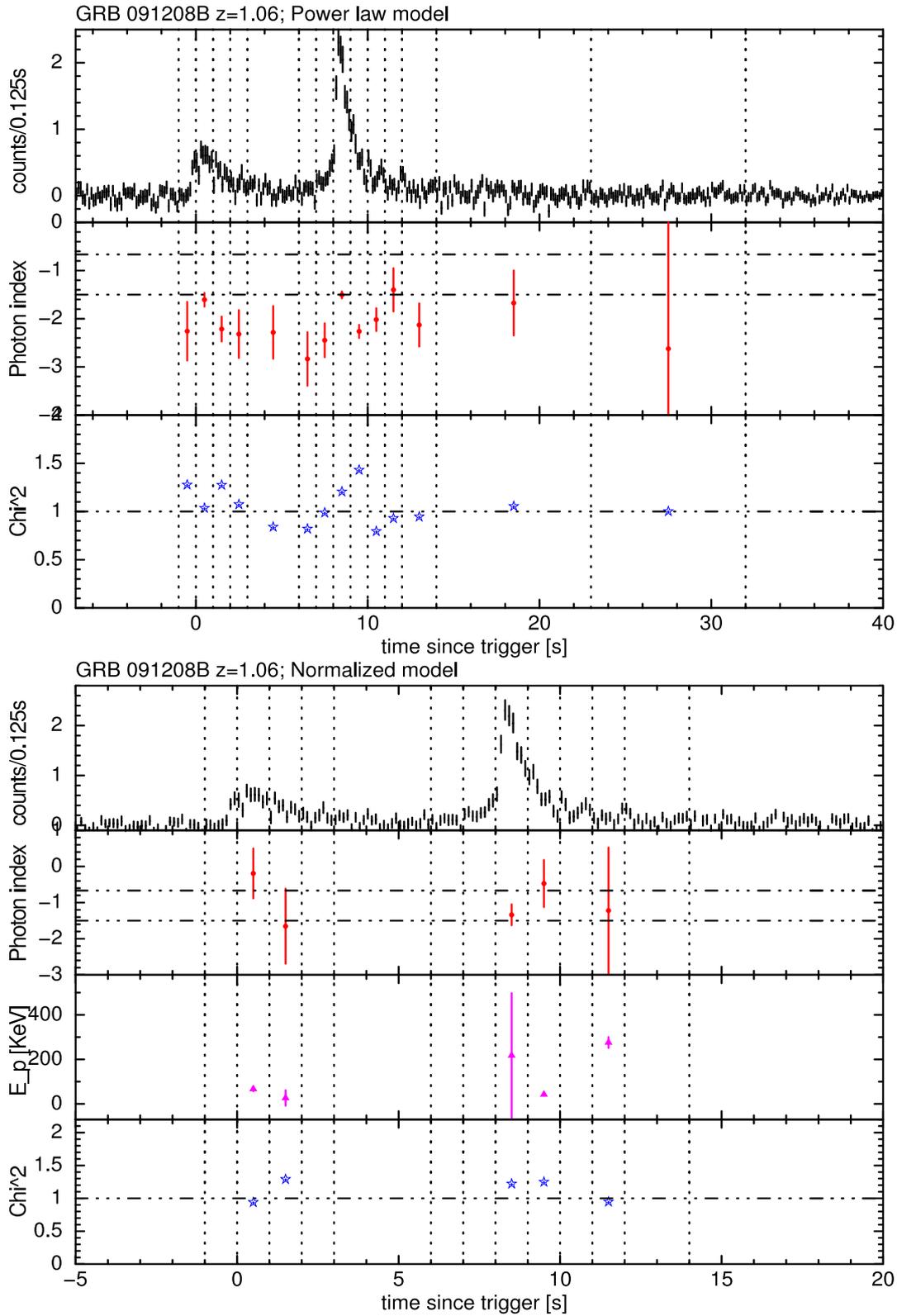


Figura 6.6: Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 091208B con el modelo de ley de potencias (*arriba*) y el modelo de ley de potencias rota (*abajo*). (*arriba*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (*abajo*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.

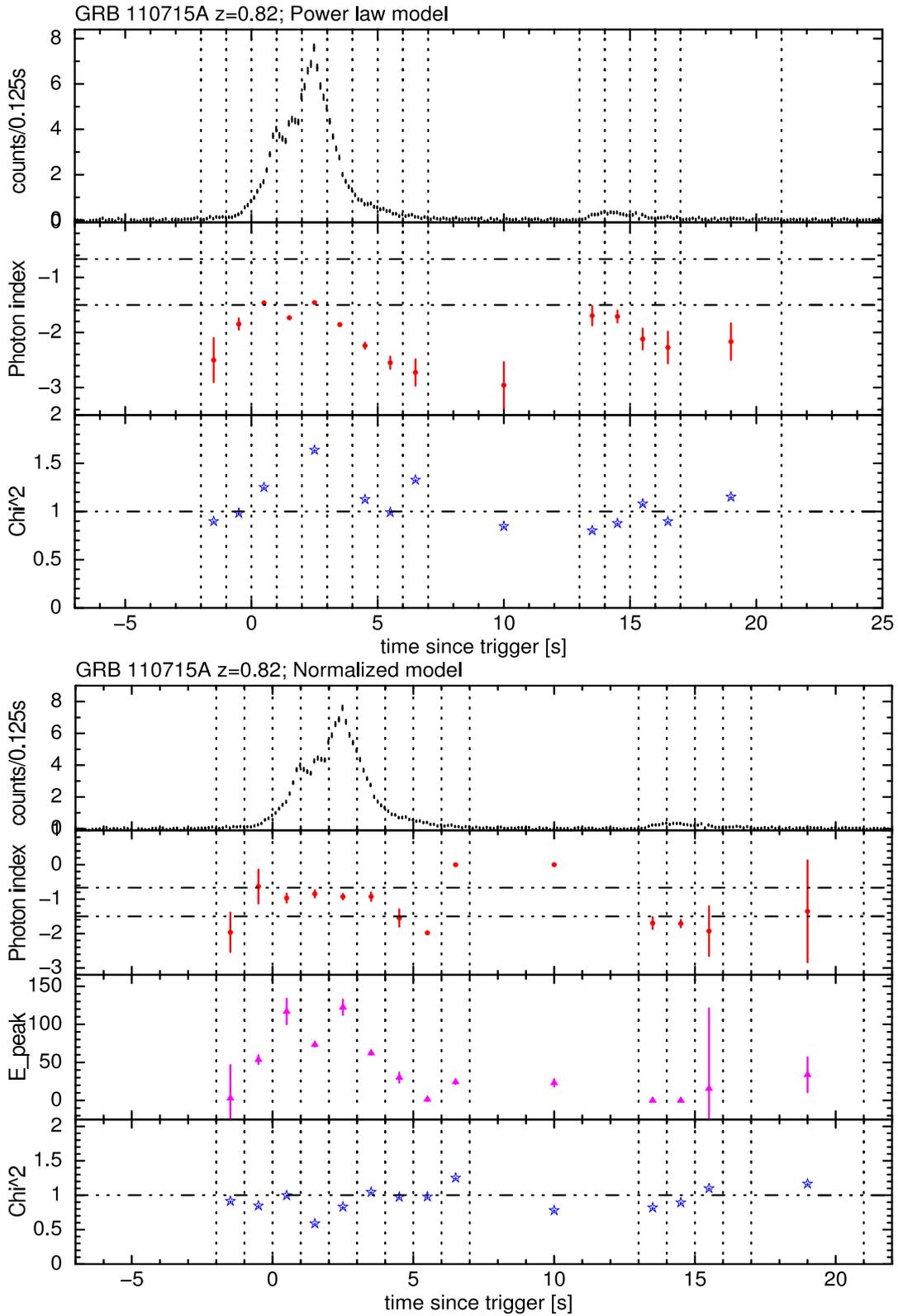


Figura 6.7: Evolución temporal de los parámetros espectrales del GRB 110715A con el modelo de ley de potencias (*arriba*) y el modelo de ley de potencias rota (*abajo*). (*arriba*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α) y del χ^2 . (*abajo*) Se muestra al GRB dividido por regiones. Además, se muestra la evolución del índice fotónico (α), energía de pico (E_p) y del χ^2 . Las líneas entre cortadas horizontales representan los límites de la emisión sincrotrón.

GRB	Modelo	$\langle\alpha\rangle$	$\langle E_p\rangle$	$\langle\chi^2\rangle$ (d.f.)
071010B	PL	2.127 ± 0.194	-	1.038(56)
071010B	PLN	1.356 ± 0.469	37.494 ± 12.179	0.957(55)
080411	PL	2.091 ± 0.086	-	1.008(56)
080411	PLN	1.624 ± 0.156	67.486 ± 51.533	1.012(55)
080413B	PL	1.813 ± 0.673	-	1.056(56)
080413B	PLN	1.134 ± 1.034	42.162 ± 34.903	1.040(55)
091208B	PL	2.112 ± 0.607	-	1.047(56)
091208B	PLN	0.976 ± 0.884	88.471 ± 82.862	1.129(55)
110715A	PL	2.086 ± 0.169	-	1.210(56)
110715A	PLN	1.373 ± 0.501	46.662 ± 18.991	0.940(55)

Cuadro 6.2: Parámetros espectrales promedio de los modelos PL y PLN asociados a cada ráfaga.

su forma. Este GRB fue dividido en 15 regiones, de las cuales 13 regiones tienen una duración de 1 segundo. El comportamiento de α en los modelos PL y PLN va de duro a suave pero localmente en cada pulso. El comportamiento de la energía de pico (E_p) se suaviza al evolucionar la emisión, es decir también tiene un comportamiento de duro a suave. Esta clase de comportamiento en E_p nos sugiere un nuevo tipo de emisión según R. Basak et al.[20].

El χ^2 promedio para los modelos PL y PLN fueron 1,210 y 0,940 respectivamente, esto nos sugiere que el modelo PLN es el que mejor se ajusta a los espectros de las regiones detectadas. Si observamos el comportamiento de α en el modelo PL respecto a las líneas de muerte sincrotrón, podemos concluir que existe el mecanismo sincrotrón puro en el primer pico, pero no en el segundo pulso. Sin embargo, la emisión sincrotrón está presente en la ráfaga, pero no es el único mecanismo para la producción de rayos gamma. Además, según el comportamiento del índice fotónico en el modelo PLN, en las colas de la emisión el mecanismo sincrotrón no estaría presente. En el Cuadro 6.2 observamos los valores promedio de los parámetros espectrales del GRB 110715A. Adicionalmente, en el Cuadro A.3 se encuentran los parámetros espectrales obtenidos para cada una de las regiones del GRB 110715A.

En este análisis por regiones, de los 5 GRBs seleccionados encontramos que el modelo PLN fue el que mejor se ajustó al espectro de las ráfagas. Adicionalmente, se encontró que el 14 % de las regiones analizadas están asociadas con el mecanismo sincrotrón puro, mientras que el 45 % de las regiones tendrían a la emisión sincrotrón como un mecanismo importante pero no el único para generar las ráfagas de rayos gamma. Mientras que en el 55 % de las regiones la emisión sincrotrón no es preponderante. Por lo tanto, el mecanismo sincrotrón es un proceso muy importante dentro de la emisión

GRB	Pulso	Puro	Dominante	Otros procesos
071010B	I		×	
080411	I	×		
080411	II	×		
080411	III	×		
080411	IV	×		
080411	V			×
080411	VI		×	
080411	VII			×
080411	VIII			×
080411	IX			×
080413B	I		×	
091208B	I		×	
091208B	II		×	
110715A	I		×	
110715A	II			×

Cuadro 6.3: Importancia del proceso sincrotrón en los pulsos de la muestra. *Puro*: proceso asociado exclusivamente a la emisión sincrotrón. *Dominante*: proceso donde la emisión sincrotrón es dominante pero no el único mecanismo. *Otros procesos*: pulsos asociados a procesos diferentes al sincrotrón.

de los GRBs, pero no es el único que genera a las ráfagas.

Además, de acuerdo con R. Basak y A. R. Rao[20] los GRBs con una energía de pico que se comporta *de duro a suave*, estarían asociados a un nuevo tipo de emisión. Los GRBs que tienen este tipo de comportamiento son: 071010B, 080413B y 110715A. El GRB 080411 no presenta este comportamiento, mientras que el GRB 091208B no se ajustó con el modelo PLN, por lo tanto no obtuvimos el comportamiento de la energía de pico.

En el Cuadro 6.3 se observa la importancia del proceso sincrotrón asociado a cada pulso de la muestra. Se puede concluir que solamente 4 pulsos (26,67 %) se relacionan exclusivamente al proceso sincrotrón, mientras que 6 pulsos (40,00 %) están asociados a procesos de aceleración donde la emisión sincrotrón es predominante pero no la única. Por otro lado, 5 pulsos (33,33 %) estarían asociados a procesos de reaceleración como el Compton inverso o el sincrotrón auto-Compton.

Capítulo 7

Resultado del análisis espectral por pulsos

En este Capítulo se presenta los resultados del análisis espectral de los pulsos que conforman los GRBs, además se estudia las correlaciones entre el lag espectral y parámetros espectrales como el índice fotónico y la luminosidad. Además, se confirmó la anticorrelación entre el desfase espectral y la luminosidad (descubierto por Ukwatta, Norris y Hakkila) pero analizando la estructura interna de las ráfagas.

7.1. Resultados

Se realizó este análisis para estudiar la estructura interna pulso por pulso de las ráfagas, en donde se encontró correlaciones entre los parámetros espectrales (índice fotónico y luminosidad) y el desfase espectral (τ_{lag}).

El coeficiente de correlación (r) relaciona a dos variables para determinar si existe una posible relación lineal entre ellas. Si el coeficiente de correlación está entre $0 < r < 1$ se dice que las variables están correlacionadas, mientras que si el coeficiente está entre $-1 < r < 0$ se dice que las variables están anticorrelacionadas[35]. En este análisis se estudió los parámetros espectrales asociados a los pulsos que conforman los GRBs, además se consideró las mismas regiones de los pulsos que en el *Capítulo 4*.

En este análisis se utilizó tres modelos espectrales (PL, PLN, BD) para el ajuste del espectro de los pulsos. Adicionalmente, para el ajuste se utilizó el paquete computacional Xspec 12.8.2 (X-Ray Spectral Fitting Package)[8]. Por otra parte, para encontrar los coeficiente de correlación se utilizó el programa QDP/PLT[27].

En la Figura 7.1 se muestran los histogramas del χ^2 asociados a los tres modelos

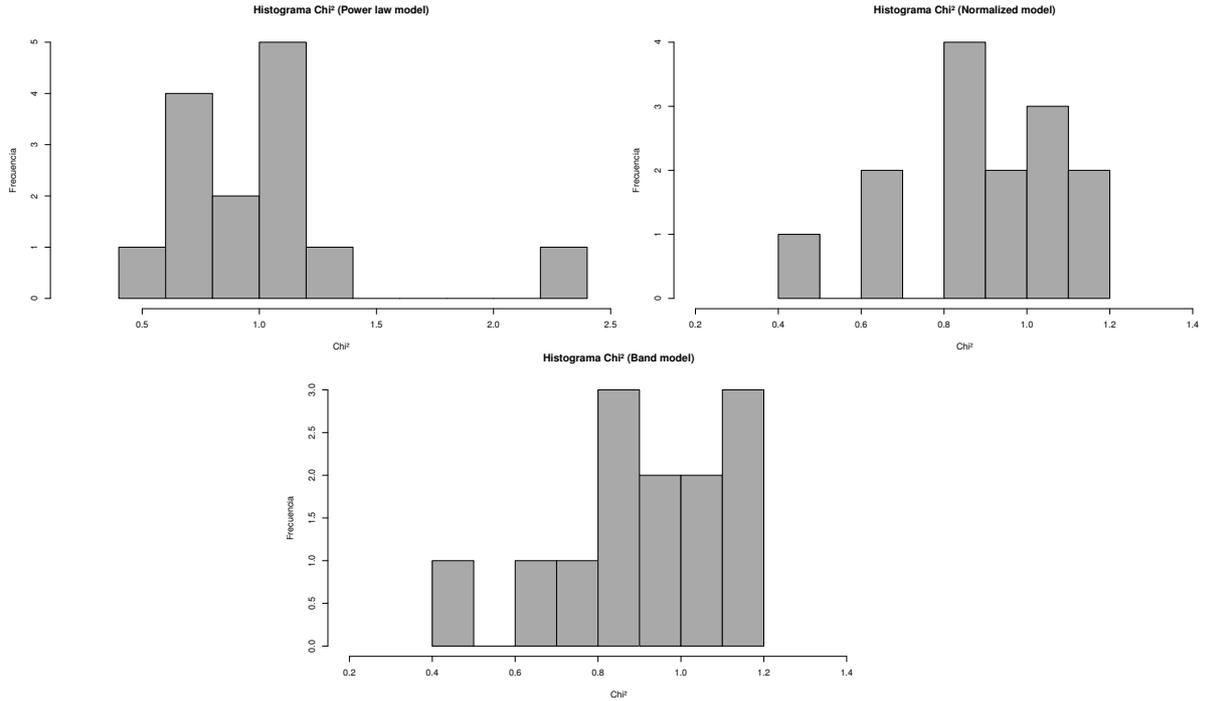


Figura 7.1: Histogramas del χ^2 para los tres modelos espectrales usados en el segundo análisis, y eficiencia del detector. (*superior izquierda*) Histograma del χ^2 para el modelo power law (PL). (*superior derecha*) Histograma del χ^2 para el modelo normalizado (PLN). (*inferior*) Histograma del χ^2 para el modelo de Band (BD).

espectrales del análisis. Los histogramas del χ^2 de los modelos PL y PLN se ajustan de mejor manera que el histograma relacionado al modelo BD. Este hecho estaría asociado con la componente de alta energía (β) que está asociada al modelo de Band, la cual está fuera del rango de sensibilidad del detector BAT (~ 100 MeV). En la Figura 7.2 se observa la eficiencia del detector BAT.

En el Cuadro 7.1 tenemos el promedio de los parámetros espectrales de cada GRB analizado, en donde observamos el valor del χ^2 promedio. El modelo que mejor se ajusta es el modelo PL. Se esperaría que el modelo de Band (BD) sea el que mejor se ajuste al espectro de los GRBs, sin embargo este hecho está relacionado con la sensibilidad del detector (BAT) y la componente de alta energía del modelo.

En el Cuadro A.6 del *Apéndice A*, se observan los parámetros espectrales obtenidos del ajuste del espectro de los pulsos que componen las ráfagas de cada modelo espectral.

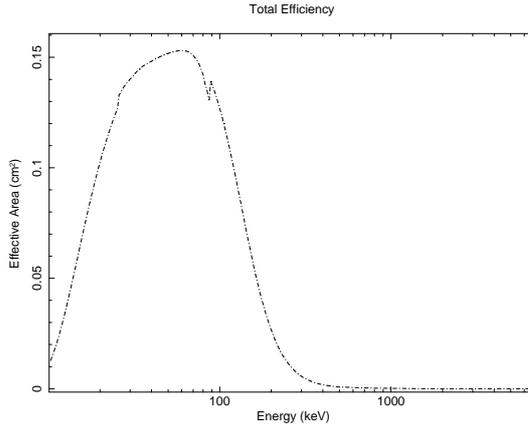


Figura 7.2: Energía vs área efectiva del detector BAT.

Modelo	$\langle\alpha\rangle$	$\langle\beta\rangle$	$\langle E_p\rangle$	$\langle\chi^2\rangle(d.f)$
PL	1.973 ± 0.059	-	-	0.998(56)
PLN	1.517 ± 0.167	-	105.850 ± 76.392	0.890(55)
BD	1.416 ± 0.743	4.331 ± 2.028	109.972 ± 162.342	0.900(54)

Cuadro 7.1: Índice fotónico de baja y alta energía (α y β respectivamente), energía de pico (E_p) y χ^2 promedio de todo el análisis para tres modelos espectrales (PL, PLN, BD).

7.1.1. Correlación: lag espectral-índice fotónico

Se buscó una posible correlación entre el índice fotónico (α) y el desfase espectral (τ_{lag}) obtenido con el modelo de Norris. Según Norris[3], el desfase espectral es la diferencia del tiempo de máxima intensidad (t_{peak}) entre dos bandas energéticas, y como se trabajó con cuatro canales energéticos se obtuvo seis tipos de lags. Por lo tanto, para encontrar las correlaciones comparamos cada lag espectral (τ_i con $i = 1, 2, \dots, 6$) con su respectivo parámetro espectral pulso por pulso. Analizando el intervalo de confianza del área efectiva y la sensibilidad del experimento BAT, se propuso que los desfases espectrales: τ_3 (ch1-ch4), τ_4 (ch2-ch3), τ_5 (ch2-ch4) y τ_6 (ch3-ch4) serán los únicos lags que vamos a usar para buscar correlaciones con los parámetros espectrales, ya que están dentro del área de mayor efectividad del detector BAT (15-300 KeV).

Para explorar posibles correlaciones entre el lag espectral y el índice fotónico, trabajamos en el sistema de referencia del observador (no se realizó correcciones cosmológicas), ya que el índice fotónico no depende del sistema de referencia y que la muestra es homogénea ($z \sim 1$). Entonces no es necesario realizar correcciones cosmológicas al lag espectral. En el Cuadro 7.2 tenemos los coeficientes de correlación entre el lag espectral (τ_{lag}) y el índice fotónico (α) para tres modelos espectrales. Para encontrar esta correlación se usó 4 desfases temporales definidos de acuerdo al modelo de Norris:

Lag	$[\tau(1+z)^{-1}]$	Modelo	Coefficiente de correlación
$\tau_{\text{lag}3}(\text{ch1-ch4})$	no	PL	0,563
$\tau_{\text{lag}3}(\text{ch1-ch4})$	no	PLN	0,189
$\tau_{\text{lag}3}(\text{ch1-ch4})$	no	BD	$4,398 \times 10^{-2}$
$\tau_{\text{lag}4}(\text{ch2-ch3})$	no	PL	0,554
$\tau_{\text{lag}4}(\text{ch2-ch3})$	no	PLN	0,229
$\tau_{\text{lag}4}(\text{ch2-ch3})$	no	BD	0,241
$\tau_{\text{lag}5}(\text{ch2-ch4})$	no	PL	0,659
$\tau_{\text{lag}5}(\text{ch2-ch4})$	no	PLN	0,368
$\tau_{\text{lag}5}(\text{ch2-ch4})$	no	BD	0,226
$\tau_{\text{lag}6}(\text{ch3-ch4})$	no	PL	0,623
$\tau_{\text{lag}6}(\text{ch3-ch4})$	no	PLN	0,332
$\tau_{\text{lag}6}(\text{ch3-ch4})$	no	BD	0,402

Cuadro 7.2: Coeficiente de correlación entre el lag espectral (τ_i con $i = 3, \dots, 6$) y el índice fotónico (α) para tres modelos espectrales. En esta correlación no se realizó correcciones cosmológicas.

$$\tau_3 = (\text{ch1-ch4}), \tau_4 = (\text{ch2-ch3}), \tau_5 = (\text{ch2-ch4}) \text{ y } \tau_6 = (\text{ch3-ch4}).$$

De acuerdo al análisis, solamente existe correlación entre el lag espectral y el índice fotónico del modelo de ley de potencias (PL). Por lo tanto, podemos concluir que la correlación entre τ_{lag} y α es producto de la presencia del mecanismo sincrotrón en los pulsos. Aparentemente, no existe correlaciones entre estos dos parámetros en los modelos PLN y BD. La máxima correlación encontrada esta asociada al τ_5 (ch2-ch4; $r = 0,659$) para el modelo power law (PL), mientras que la menor correlación esta asociada al τ_3 (ch1-ch4; $r = 4,298 \times 10^{-2}$) para el modelo de Band (BD). En la Figura 7.3 se observa el *lag espectral vs el índice fotónico* asociados al modelo de ley de potencias (PL).

En resumen, existe una correlación entre el índice fotónico y el lag espectral solamente con el modelo PL, mientras que el coeficiente de correlación para los modelos PLN y BD es muy bajo (ver Cuadro 7.2). Este hecho estaría asociado a la presencia del mecanismo sincrotrón en los pulsos de emisión y por la geometría de la emisión. Por lo tanto, los datos no son suficientes para concluir una posible correlación entre el lag espectral y el índice fotónico pulso por pulso independientemente del modelo espectral.

7.1.2. Anticorrelación: lag espectral-luminosidad

En esta sección se describe la correlación entre el desfase espectral y la luminosidad. Para este análisis consideramos que a partir de la sensibilidad y eficiencia del

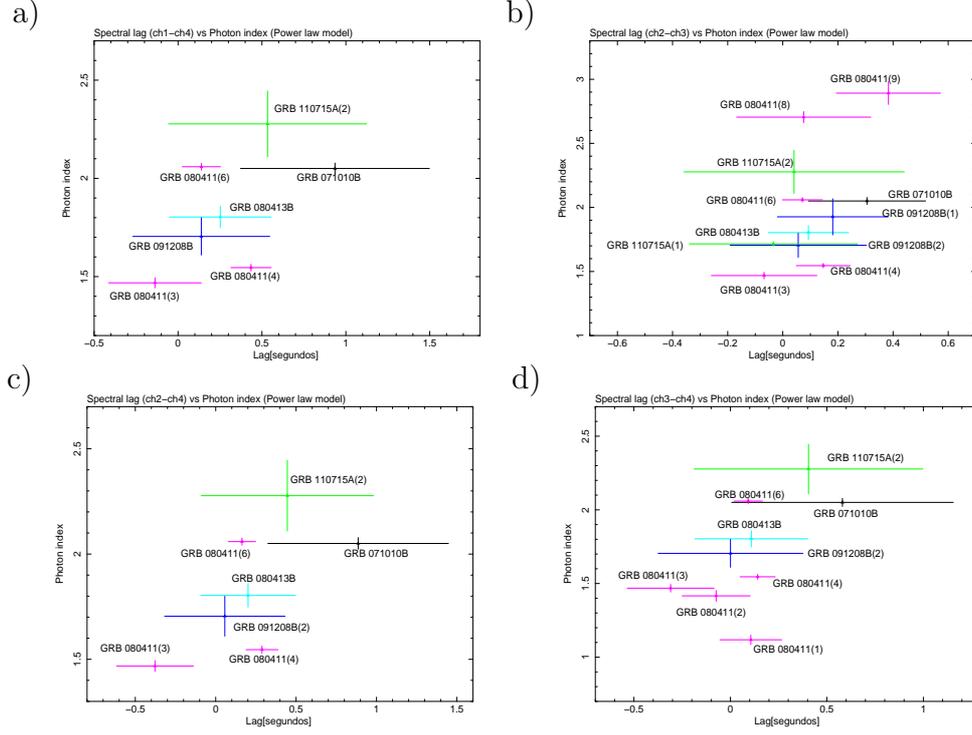


Figura 7.3: Lag espectral vs índice fotónico de pulsos individuales con el modelo power law (PL). (a) $\tau_3 = \text{ch1-ch4}$, (b) $\tau_4 = \text{ch2-ch3}$, (c) $\tau_5 = \text{ch2-ch4}$ y (d) $\tau_6 = \text{ch3-ch4}$.

experimento BAT (ver Figura 7.2), proponemos que los desfases espectrales τ_3 (ch1-ch4), τ_4 (ch2-ch3), τ_5 (ch2-ch4) y τ_6 (ch3-ch4) serán los únicos que consideramos para encontrar una posible correlaciones con la luminosidad, ya que sus rangos energéticos se encuentran dentro del área de mayor efectividad del detector BAT (15-300 KeV). Para obtener la luminosidad necesitamos el flujo de pico en el sistema de referencia de la fuente, el cual se define de acuerdo a Ukwatta[34] como:

$$f_{\text{obs}}^{\text{new}} = \int_{E_1/(1+z)}^{E_2/(1+z)} N(E) E dE, \quad (7.1)$$

donde la integral va sobre un rango de energías en el sistema de referencia de la fuente. Además, $N(E)$ es el modelo espectral (para este análisis tenemos tres modelos espectrales). Entonces la luminosidad de acuerdo a [34] se define como:

$$L = 4\pi d_L^2 f_{\text{obs}}^{\text{new}}, \quad (7.2)$$

donde d_L es la distancia lumínica a la fuente, la cual está definida como:

$$d_L = \frac{(1+z)c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + \Omega_L}}. \quad (7.3)$$

Lag	$[\tau(1+z)^{-1}]$	Modelo	C.C.	a	b
$\tau_{\text{lag3}}(\text{ch1-ch4})$	si	PL	-0,419	-	-
$\tau_{\text{lag3}}(\text{ch1-ch4})$	si	PLN	-0,536	$2,054 \pm 2,917$	$-0,729 \pm 0,608$
$\tau_{\text{lag3}}(\text{ch1-ch4})$	si	BD	-0,541	$2,046 \pm 2,892$	$-0,722 \pm 0,606$
$\tau_{\text{lag4}}(\text{ch2-ch3})$	si	PL	-0,249	-	-
$\tau_{\text{lag4}}(\text{ch2-ch3})$	si	PLN	-0,533	$4,597 \pm 6,169$	$-0,157 \pm 0,448$
$\tau_{\text{lag4}}(\text{ch2-ch3})$	si	BD	-0,534	$4,537 \pm 6,063$	$-0,159 \pm 0,446$
$\tau_{\text{lag5}}(\text{ch2-ch4})$	si	PL	-0,403	-	-
$\tau_{\text{lag5}}(\text{ch2-ch4})$	si	PLN	-0,502	$1,409 \pm 2,968$	$-0,874 \pm 0,916$
$\tau_{\text{lag5}}(\text{ch2-ch4})$	si	BD	-0,505	$1,336 \pm 2,847$	$-0,895 \pm 0,925$
$\tau_{\text{lag6}}(\text{ch3-ch4})$	si	PL	-0,485	-	-
$\tau_{\text{lag6}}(\text{ch3-ch4})$	si	PLN	-0,581	$1,106 \pm 2,323$	$-0,767 \pm 0,722$
$\tau_{\text{lag6}}(\text{ch3-ch4})$	si	BD	-0,582	$0,949 \pm 1,450$	$-0,885 \pm 0,524$

Cuadro 7.3: Coeficiente de correlación entre el lag espectral (τ_i con $i = 3, \dots, 6$) y luminosidad para tres modelos espectrales. Se realizó correcciones cosmológicas al lag espectral.

Los parámetros cosmológicos que usamos para calcular la luminosidad están asociados a un Universo actual, $\Omega_M = 0,27$, $\Omega_L = 0,73$ y la constante de Hubble $H_0 = 70 \text{Km s}^{-1}/\text{Mpc} = 2,268 \times 10^{-18} \text{s}^{-1}$ [8].

La luminosidad de acuerdo a la ecuación (7.2), depende del corrimiento al rojo, por lo tanto es necesario realizar correcciones cosmológica al lag espectral (dividir el lag espectral obtenido por $(1+z)$). Además, la corrección cosmológica al desfase espectral afectaría la correlación con la luminosidad aunque de forma mínima.

En el Cuadro 7.3 observamos los coeficientes de correlación entre el lag espectral y la luminosidad para tres modelos espectrales. Además, tenemos los parámetros de la curva de ajuste ($\log y(x) = \log a + b \log x$) a los datos en escala logarítmica. Los resultados que obtuvimos sugieren que con los modelos de ley de potencias rota (PLN) y de Band (BD) tenemos los mejores coeficiente de anticorrelación. Este hecho estaría asociado a los mecanismos de emisión relacionados con cada uno de los modelos espectrales. Por ejemplo, el modelo de Band (BD) y el modelo de ley de potencias rota (PLN) están asociados a procesos de generación de radiación por medio de una reacceleración complementara a la emisión sincrotrón. Por lo tanto, la luminosidad obtenida a partir de estos dos procesos estaría más ligada a la naturaleza real de los GRBs. Los coeficientes de correlación mayores que obtuvimos están relacionados al modelo de Band ($r = -0,582$) y al modelo PLN ($r = -0,581$), mientras que la menor correlación está asociada al modelo PL ($r = -0,249$).

Considerando los coeficientes de correlación obtenidos (ver Cuadro 7.3), podemos concluir que existe una anticorrelación entre el lag espectral y la luminosidad pulso por pulso de la muestra. Adicionalmente, podemos concluir que la anticorrelación se incrementa mientras aumenta la energía en los canales energéticos para una muestra con $z \sim 1$. Analizando la Figura 7.4, vemos que el GRB más energético de la muestra es el GRB 080411 para todos los canales energéticos. Las Figuras 7.4 y 7.5 representan al *lag espectral vs luminosidad* en escala lineal y logarítmica respectivamente. En la Figura 7.5 se muestra la curva exponencial de ajuste, además para obtener esta curva de ajuste no fueron considerados los pulsos con lag espectral negativo.

En resumen, de acuerdo al análisis realizado, obtuvimos la anticorrelación entre el lag espectral y la luminosidad. Por lo tanto, estaríamos confirmando lo descubierto por Ukwatta[34], Bernardini[33] y Norris[3] con otra clase de análisis y metodología. Adicionalmente, analizando la Figura 7.4 podemos proponer que los pulsos con lag corto están asociados a altas luminosidades, mientras que pulsos con lag largos están asociados a bajas luminosidades.

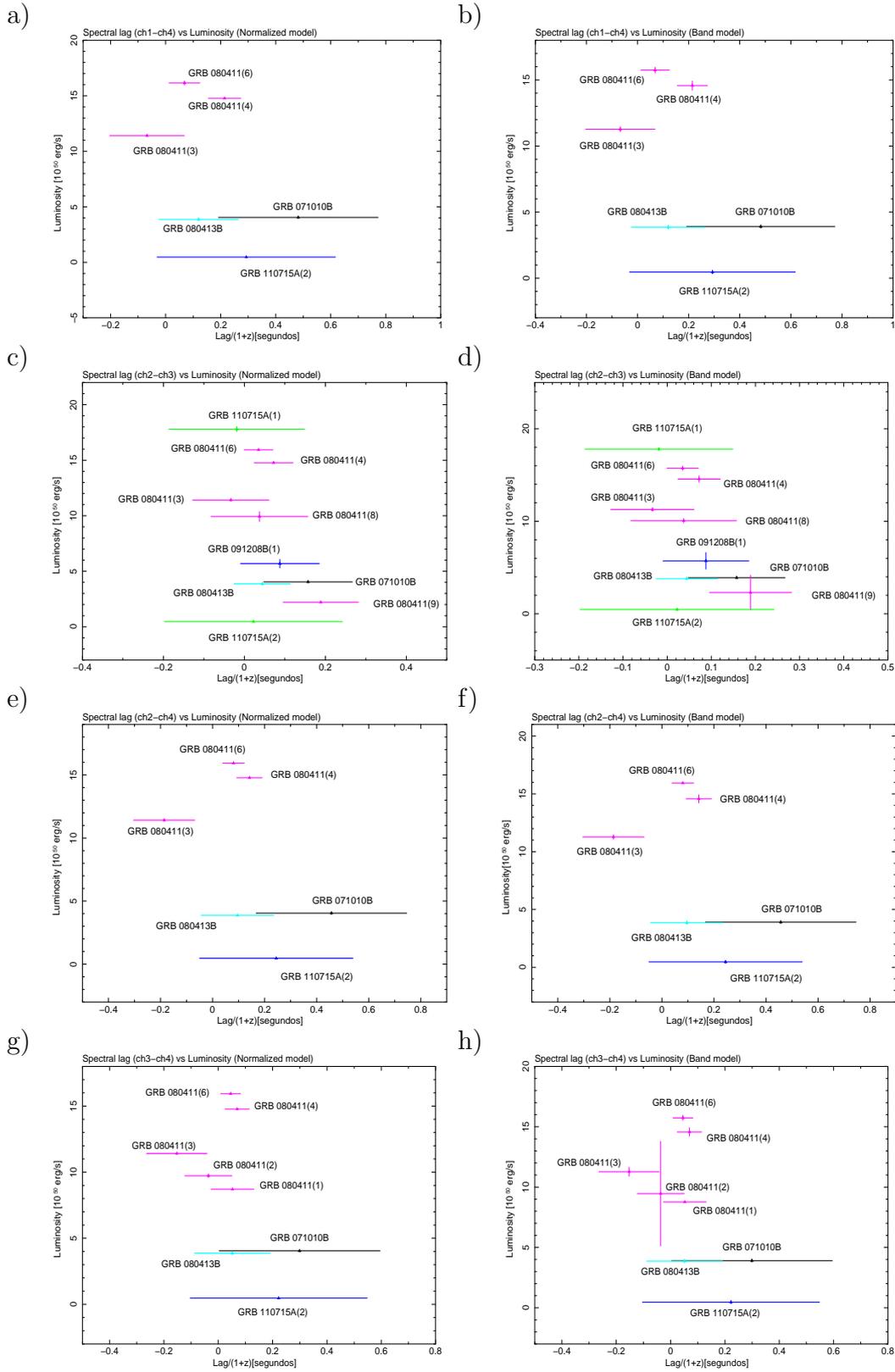


Figura 7.4: Lag espectral vs luminosidad para pulsos individuales con el modelo de ley de potencias rota (PLN) y con el modelo de Band (BD). (a,b) $\tau_3 = \text{ch1-ch4}$, (c,d) $\tau_4 = \text{ch2-ch3}$, (e,f) $\tau_5 = \text{ch2-ch4}$ y (g,h) $\tau_6 = \text{ch3-ch4}$.

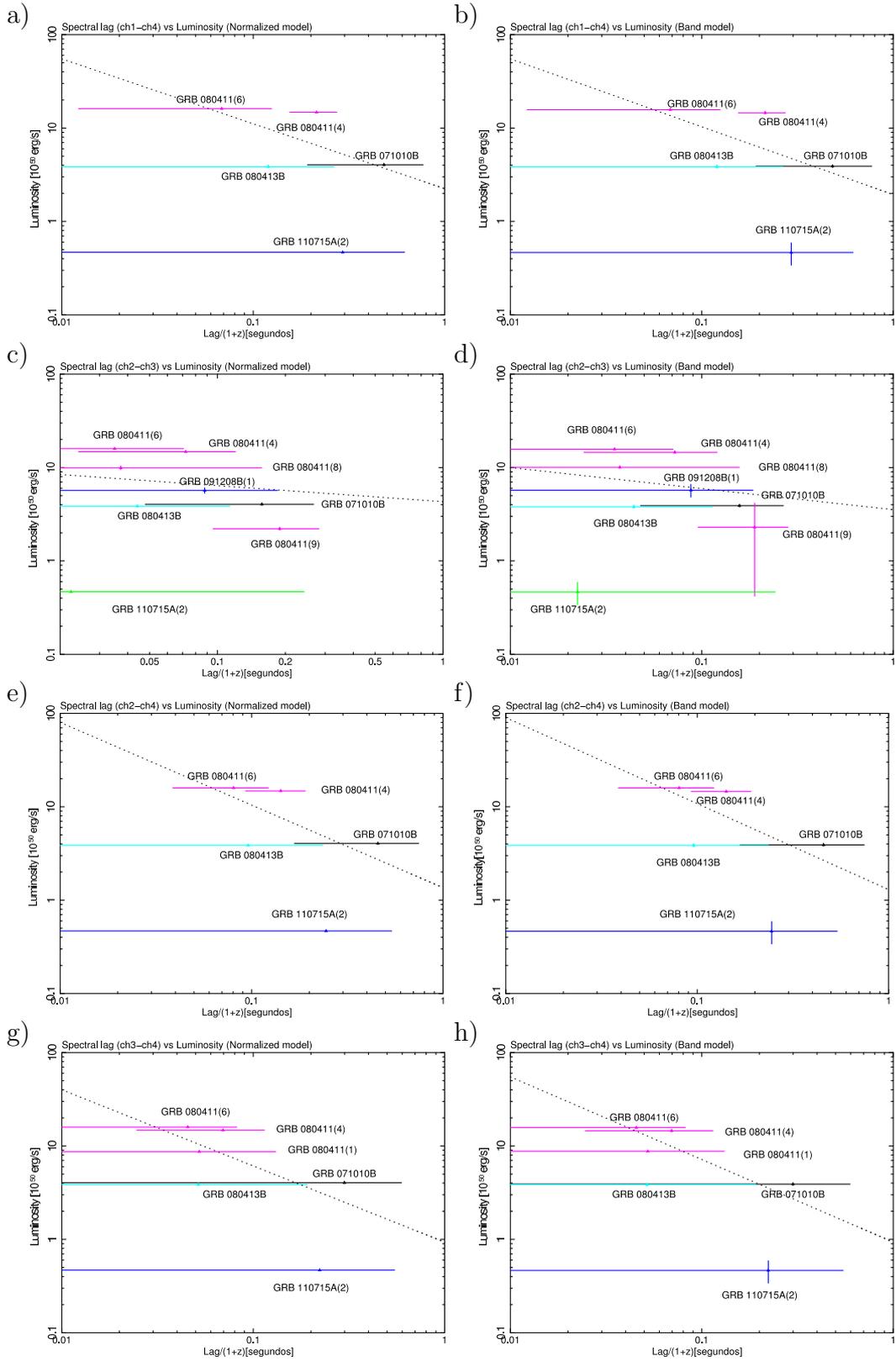


Figura 7.5: Lag espectral vs luminosidad en escala logarítmica para pulsos individuales con el modelo de ley de potencias rota (PLN) y con el modelo de Band (BD). (a,b) $\tau_3 = \text{ch1-ch4}$, (c,d) $\tau_4 = \text{ch2-ch3}$, (e,f) $\tau_5 = \text{ch2-ch4}$ y (g,h) $\tau_6 = \text{ch3-ch4}$.

Capítulo 8

Conclusiones y discusiones

En este trabajo estudiamos la estructura temporal (con resolución de 1 segundo) y espectral interna de una muestra homogénea de GRBs largos ($z \sim 1$). Es necesario que los GRBs tengan un corrimiento al rojo similar para poder trabajar en la misma edad del universo y evitar un sesgo en el análisis. Al analizar a un GRB como un todo, se pierde el comportamiento evolutivo de los parámetros temporales y espectrales que componen a la ráfaga, por lo tanto es importante realizar un estudio temporal y espectral del comportamiento interno de los GRBs. En definitiva en esta investigación se realizó un análisis pulso por pulso y por regiones de la naturaleza y evolución interna de las ráfagas de rayos gamma.

Para el análisis temporal se utilizó el modelo de ajuste por pulsos de Norris, mientras que para el análisis espectral se realizó dos tipos diferentes de análisis. En el primer análisis espectral obtuvimos la evolución temporal de parámetros espectrales, mientras que en el segundo análisis espectral buscamos correlaciones entre el desfase espectral y parámetros espectrales (índice fotónico y luminosidad) de pulsos individuales. A diferencia de estudios anteriores, en esta investigación se analizó la evolución de los parámetros espectrales y temporales de la estructura interna de las ráfagas, lo cual nos permite estudiar el aporte de la radiación sincrotrón dentro de los GRBs y la correlación del lag con parámetros espectrales.

El lag espectral es un parámetro que permite clasificar GRBs, además su naturaleza está asociada a los mecanismos de generación de radiación, galaxias anfitrionas y sus progenitores, esto lo convierte en un tópico abierto en la astrofísica de GRBs. Con la función de auto correlación (CCF) se puede obtener el lag espectral analizando al GRB como un “todo”. Por otro lado, con el modelo de Norris es posible encontrar el lag de cada pulso que conforma la ráfaga, lo cual permite estudiar la naturaleza y evolución de los GRBs. Con el método de Norris demostramos que efectivamente existe un retardo

en el tiempo de arribo de los fotones de baja energía respecto a los de alta energía, donde obtuvimos un 88 % de lags positivos (lag positivo: los fotones de alta energía arriban antes que los de baja energía). Sin embargo, supusimos que el lag espectral negativo estaría asociado a la contaminación o baja S/N de las curvas de luz en el canal de alta energía. Además, no se logró discriminar el aporte de la geometría de la emisión al desfase espectral al no tener información del ángulo del jet. Encontramos que existen correlaciones entre los parámetros temporales del modelo de Norris ($\tau_1-\tau_2$, $w-\kappa$ y $t_{\text{peak}}-\kappa$), donde estas correlaciones tienen una dependencia con la energía de las ráfagas. Por lo tanto, hemos re-afirmado lo que proponen Hakkila[38] y Arimoto[2], que el lag espectral es una propiedad de pulsos y que al verlo como un promedio no se puede especular sobre los mecanismos de emisión o la estructura de los GRBs.

En el análisis espectral por regiones, obtuvimos la evolución temporal de parámetros espectrales como el índice fotónico (α) y energía de pico (E_p), además obtuvimos la evolución de la bondad de ajuste dentro de la ráfaga (χ^2) para dos modelos espectrales (PL y PLN) con una resolución de 1 segundo, en donde se estudió el comportamiento del índice fotónico respecto a las líneas de muerte sincrotrón. Se logró determinar que la radicación sincrotrón es un mecanismo importante para la generación de fotones dentro de las ráfagas. Además, obtuvimos que el 45 % de las regiones analizadas tienen a la emisión sincrotrón como un mecanismo importante para la generación de rayos gamma (pero no el único), mientras que el resto de las regiones están relacionadas a otros mecanismos de reaceleración. Ahora, analizando el comportamiento del índice fotónico del modelo PL respecto a las líneas de muerte sincrotrón, obtenemos que el 14,28 % de las regiones están asociadas exclusivamente al proceso sincrotrón, mientras que las demás regiones estarían asociadas a la emisión sincrotrón y a procesos de reaceleración.

Los GRBs 071010B, 080411 (primeros cuatro picos), 080413B y 110715A tienen un aporte importante de la emisión sincrotrón en sus espectros, mientras que el GRB 091208B no tiene a la emisión sincrotrón como principal aporte (índice fotónico fuera de la región de muerte sincrotrón). Los parámetros espectrales como índice fotónico y energía de pico tienen una tendencia de duro a suave en los GRBs 071010B, 080413B y 110715A, mientras que este tipo de comportamiento no se observa en los GRBs 080411 y 091208B. Adicionalmente, de acuerdo con Basak et al.[20], este comportamiento de la energía de pico (E_p) podría definir un nuevo tipo de emisión en donde no exista una re-inyección de energía.

Por otra parte, en el análisis por regiones estudiamos el índice fotónico promedio de cada pulso respecto a las líneas de muerte sincrotrón, donde encontramos que el

66,67 % de los pulsos de la muestra están asociados a la radiación sincrotrón como uno de los mecanismos presentes en la emisión, mientras que el 33,33 % de los pulsos no tienen a la emisión sincrotrón como mecanismo asociado. Sin embargo, solamente el 26,67 % de los pulsos que conforman las ráfagas tienen a la emisión sincrotrón como su único mecanismo de radiación.

En el segundo análisis espectral se estudió la estructura interna de los GRBs pulso por pulso. Para este análisis se aplico tres modelos espectrales por pulso (PL, PLN y BD). Exploramos posibles correlaciones entre el lag espectral y parámetros espectrales como el índice fotónico y la luminosidad isotrópica. Para este análisis se utilizó los lags positivos, ya que el lag espectral negativo estaría asociado a un exceso de ruido en las curvas de luz de alta energía. Se propuso analizar el índice fotónico ya que es un parámetro esencial para determinar el tipo de emisión asociada al espectro del GRB, mientras que la luminosidad esta relacionada a la cantidad de energía emitida por el progenitor. El resto de parámetros espectrales fueron despreciados porque están relacionados de alguna manera con el índice fotónico o con la luminosidad. Hay que señalar que solamente usamos cuatro tipos de lag espectral (τ_3 , τ_4 , τ_5 y τ_6), ya que se encuentran dentro de la región de mayor sensibilidad del detector.

Comparando el comportamiento del lag espectral y el índice fotónico, observamos que el coeficiente de correlación entre ambos parámetros es $r > 0,5$ en el modelo de ley de potencias (PL). Esto podría estar asociado a una componente mayoritaria de la emisión sincrotrón en las ráfagas. Para los otros modelos espectrales el coeficiente de correlación es demasiado bajo para afirmar una posible correlación. Por lo tanto, el análisis no es concluyente para decir que exista una correlación entre estos dos parámetros. Para mejorar este análisis es necesario aumentar el número de GRBs para tener una estadística más robusta, y con esto afirmar o no la existencia de la correlación entre el lag espectral y el índice fotónico.

En el caso del lag espectral y la luminosidad, obtuvimos coeficientes de correlación que confirman una anticorrelación entre estos dos parámetros en los tres modelos espectrales. Es muy interesante señalar que el modelo de ley de potencias rota (PLN) y el modelo de Band (BD) son los que tienen un mejor coeficiente de correlación. Al demostrar que existe una anticorrelación entre el lag espectral y la luminosidad, estamos confirmando resultados de otras investigaciones donde no estudian a los GRBs pulso por pulso (Norris, Ukwatta, Bernardini, Hakkila y Piran).

De acuerdo a este análisis, los pulsos del GRB 080411 son los más energéticos de toda la muestra. Adicionalmente, partiendo de la anticorrelación se podría interpretar al

desfase espectral como un efecto de la radiación generada por el GRB o por su geometría de la emisión. Observando las Figuras 7.4 y 7.5, vemos que los pulsos con lag espectral alto están asociados a baja luminosidad, mientras que los pulsos con lag espectral pequeño están asociados a alta luminosidad. A partir de esto, las emisiones de alta energía podrían estar asociadas a una menor interacción con el medio interestelar que las emisiones de baja energía.

Para tener una mayor certeza en los resultados y conclusiones realizadas en este estudio, debemos incrementar el número de GRBs con las mismas condiciones presentadas, lo cual es complicado con los catálogos de *Swift*. Sin embargo, se podría encontrar GRBs con estas características en los catálogos del satélite *Fermi*. Además, se debe estudiar el medio interestelar, las galaxias anfitrionas de las ráfagas, su respectiva posluminiscencia y la estructura de sus jets asociados.

Apéndice A

Tablas

A.1. Primer análisis espectral

Para el primer análisis espectral encontramos los parámetros espectrales asociados a regiones de 1 segundo de las ráfagas. Adicionalmente, utilizamos dos modelos: ley de potencias (PL) y ley de potencias rota (PLN). Los parámetros espectrales estudiados fueron:

- Índice fotónico (α [adimensional]).
- Energía de pico (E_p [erg]).
- Luminosidad (Lumin [erg/s]).
- Flujo (Flux [erg/cm²s⁻¹]).

Adicionalmente, encontramos parámetros estadísticos asociados al ajuste de los modelos espectrales como son:

- Chi cuadrado (χ^2).
- Chi cuadrado reducido (χ_{red}^2).
- Grados de libertad (d.f.).

El Chi cuadrado reducido se define como: $\chi_{\text{red}} = \chi / (\text{d.f.})$.

Los Cuadros A.1, A.2, A.3, A.4 y A.5 muestran los parámetros espectrales de las regiones asociadas a los GRBs que estamos considerando para este análisis.

GRB	Región	Modelo	α	E_p [KeV]	Lumin $[\times 10^{50} \text{erg/s}]$	Flujo $[\times 10^{-7} \text{erg/cm}^2\text{s}]$	$\chi^2(\text{d.f.})$
080413B	1	PL	0.393 \pm 1.092	-	0.434 $^{+0.032}_{-0.032}$	0.212 $^{+0.088}_{-0.088}$	0.969(56)
	2	PL	1.236 \pm 1.141	-	0.531 $^{+0.161}_{-0.161}$	0.145 $^{+0.080}_{-0.080}$	0.976(56)
	3	PL	1.649 \pm 2.962	-	0.031 $^{+0.027}_{-0.027}$	0.067 $^{+0.062}_{-0.062}$	0.976(56)
	4	PL	2.733 \pm 1.370	-	1.486 $^{+0.725}_{-0.725}$	0.172 $^{+0.103}_{-0.103}$	1.040(56)
	4	PLN	0.011 \pm 1.001	19.446 \pm 12.829	-	-	1.040(55)
	5	PL	1.604 \pm 0.059	-	33.222 $^{+0.448}_{-0.448}$	7.189 $^{+0.200}_{-0.200}$	1.031(56)
	5	PLN	1.084 \pm 0.248	92.467 \pm 20.641	32.626 $^{+0.304}_{-4.446}$	6.999 $^{+0.526}_{-1.336}$	0.956(55)
	6	PL	1.637 \pm 0.043	-	61.583 $^{+0.998}_{-2.912}$	13.057 $^{+0.233}_{-0.567}$	0.877(56)
	6	PLN	1.047 \pm 0.182	87.307 \pm 11.521	59.840 $^{+1.100}_{-3.950}$	12.719 $^{+0.101}_{-1.209}$	0.664(55)
	7	PL	1.984 \pm 0.072	-	29.859 $^{+0.621}_{-2.549}$	5.146 $^{+0.109}_{-0.435}$	1.678(56)
	7	PLN	0.829 \pm 0.338	49.366 \pm 3.798	28.020 $^{+0.190}_{-4.39}$	4.857 $^{+0.062}_{-0.879}$	1.434(55)
	8	PL	2.396 \pm 0.139	-	14.883 $^{+0.347}_{-2.413}$	2.045 $^{+0.005}_{-0.559}$	1.235(56)
	8	PLN	0.744 \pm 0.739	29.788 \pm 0.739	13.433 $^{+0.083}_{-13.097}$	1.837 $^{+0.062}_{-1.196}$	1.147(55)
	9	PL	2.446 \pm 0.242	-	7.806 $^{+0.244}_{-3.903}$	1.044 $^{+0.018}_{-0.735}$	1.186(56)
9	PLN	1.001 \pm 1.152	29.148 \pm 10.655	7.079 $^{+0.136}_{-0.136}$	0.980 $^{+0.240}_{-0.240}$	1.152(55)	
10	PL	2.214 \pm 0.283	-	5.421 $^{+0.031}_{-4.013}$	0.821 $^{+0.008}_{-0.008}$	0.874(56)	
10	PLN	1.962 \pm 1.005	6.243 \pm 133.202	5.341 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.802 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.891(55)	
11	PL	1.877 \pm 0.304	-	2.828 $^{+0.040}_{-0.40}$	0.519 $^{+0.467}_{-0.437}$	1.270(56)	
11	PLN	1.566 \pm 1.212	65.281 \pm 86.819	2.789 $^{+0.163}_{-0.163}$	0.506 $^{+0.035}_{-0.035}$	1.291(55)	
12	PL	2.136 \pm 0.473	-	2.074 $^{+0.020}_{-0.020}$	0.328 $^{+0.014}_{-0.014}$	0.910(56)	
13	PL	1.269 \pm 0.573	-	0.702 $^{+0.091}_{-0.091}$	0.188 $^{+0.023}_{-0.023}$	0.834(56)	
13	PLN	1.959 \pm 3.429	0.415 \pm 33.922	0.906 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.061 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.919(55)	
14	PL	5.556 \pm 5.340	-	0.827 $^{+0.712}_{-0.712}$	0.028 $^{+0.027}_{-0.027}$	0.890(56)	

Cuadro A.1: Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 080413B.

GRB	Región	Modelo	α	E_p [KeV]	Lumin $[\times 10^{50} \text{erg/s}]$	Flujo $[\times 10^{-7} \text{erg/cm}^2\text{s}]$	$\chi^2(\text{d.f.})$
071010B	1	PL	1.920 \pm 1.324	-	0.202 $^{+0.089}_{-0.099}$	0.051 $^{+0.027}_{-0.027}$	0.944(56)
	1	PLN	0.000 \pm 0.359	54.049 \pm 51.631	0.197 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.051 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.955(55)
	2	PL	2.515 \pm 0.324	-	1.708 $^{+0.041}_{-1.487}$	0.319 $^{+0.031}_{-0.031}$	0.976(56)
	2	PLN	1.142 \pm 1.796	20.645 \pm 17.883	1.539 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.275 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.989(55)
	3	PL	2.035 \pm 0.083	-	6.927 $^{+0.155}_{-0.633}$	1.651 $^{+0.049}_{-0.132}$	0.738(56)
	3	PLN	1.999 \pm 0.298	12.918 \pm 19.770	6.861 $^{+0.304}_{-0.304}$	1.664 $^{+0.115}_{-0.115}$	0.755(55)
	4	PL	1.816 \pm 0.046	-	14.055 $^{+0.185}_{-0.615}$	3.771 $^{+0.109}_{-0.138}$	1.112(56)
	4	PLN	1.492 \pm 0.186	80.226 \pm 18.423	13.748 $^{+0.072}_{-1.458}$	3.688 $^{+0.004}_{-0.711}$	1.072(55)
	5	PL	1.775 \pm 0.039	-	17.998 $^{+0.272}_{-0.538}$	4.939 $^{+0.075}_{-0.202}$	1.244(56)
	5	PLN	1.121 \pm 0.173	69.451 \pm 6.088	17.336 $^{+0.174}_{-1.256}$	4.744 $^{+0.073}_{-0.287}$	0.959(55)
	6	PL	1.850 \pm 0.040	-	18.610 $^{+0.170}_{-0.170}$	4.902 $^{+0.051}_{-0.159}$	1.257(56)
	6	PLN	1.274 \pm 0.171	64.773 \pm 5.906	17.872 $^{+0.178}_{-0.922}$	4.720 $^{+0.074}_{-0.327}$	1.020(55)
	7	PL	1.968 \pm 0.043	-	17.791 $^{+0.299}_{-0.811}$	4.396 $^{+0.072}_{-0.372}$	1.374(56)
	7	PLN	1.144 \pm 0.194	51.147 \pm 3.054	16.763 $^{+0.117}_{-1.083}$	4.153 $^{+0.024}_{-0.289}$	1.011(55)
	8	PL	2.018 \pm 0.048	-	15.407 $^{+0.183}_{-0.837}$	3.706 $^{+0.071}_{-0.204}$	1.087(56)
	8	PLN	1.245 \pm 0.215	47.335 \pm 3.418	14.536 $^{+0.224}_{-0.816}$	3.510 $^{+0.037}_{-0.285}$	0.819(55)
	9	PL	2.076 \pm 0.055	-	12.705 $^{+0.215}_{-0.685}$	2.963 $^{+0.039}_{-0.173}$	1.278(56)
	9	PLN	1.381 \pm 0.242	41.325 \pm 4.311	12.075 $^{+0.185}_{-1.045}$	2.810 $^{+0.029}_{-0.274}$	1.126(55)
	10	PL	2.156 \pm 0.064	-	10.652 $^{+0.148}_{-0.632}$	2.384 $^{+0.041}_{-0.185}$	0.896(56)
10	PLN	1.584 \pm 0.269	32.602 \pm 7.577	10.190 $^{+0.290}_{-0.715}$	2.273 $^{+0.114}_{-0.099}$	0.816(55)	
11	PL	2.188 \pm 0.075	-	8.719 $^{+0.119}_{-0.660}$	1.919 $^{+0.049}_{-0.146}$	1.010(56)	
11	PLN	1.309 \pm 0.343	34.154 \pm 5.173	8.169 $^{+0.082}_{-1.047}$	1.782 $^{+0.048}_{-0.224}$	0.881(55)	
12	PL	2.173 \pm 0.080	-	7.445 $^{+0.016}_{-0.899}$	1.651 $^{+0.042}_{-0.197}$	1.085(56)	
12	PLN	1.543 \pm 0.346	31.961 \pm 8.512	7.112 $^{+0.271}_{-0.601}$	1.568 $^{+0.077}_{-0.156}$	1.032(55)	
13	PL	2.224 \pm 0.094	-	6.161 $^{+0.049}_{-0.619}$	1.331 $^{+0.032}_{-0.159}$	1.193(56)	
13	PLN	1.520 \pm 0.410	28.245 \pm 9.306	5.869 $^{+0.183}_{-0.836}$	1.247 $^{+0.056}_{-0.113}$	1.146(55)	
14	PL	2.151 \pm 0.126	-	4.199 $^{+0.095}_{-0.854}$	0.942 $^{+0.012}_{-0.215}$	0.766(56)	
14	PLN	1.585 \pm 0.535	31.459 \pm 14.152	4.052 $^{+0.116}_{-1.106}$	0.896 $^{+0.115}_{-0.181}$	0.759(55)	
15	PL	2.275 \pm 0.108	-	3.681 $^{+0.043}_{-0.558}$	0.775 $^{+0.016}_{-0.096}$	0.851(56)	
15	PLN	1.418 \pm 0.493	28.378 \pm 8.756	3.447 $^{+0.014}_{-0.868}$	0.719 $^{+0.031}_{-0.148}$	0.789(55)	
16	PL	2.429 \pm 0.165	-	2.493 $^{+0.074}_{-0.720}$	0.486 $^{+0.012}_{-0.137}$	1.065(56)	
16	PLN	1.989 \pm 0.001	1.072 \pm 1.480	2.382 $^{+0.055}_{-0.055}$	0.469 $^{+0.058}_{-0.058}$	1.115(55)	
17	PL	2.382 \pm 0.222	-	1.659 $^{+0.037}_{-0.672}$	0.331 $^{+0.015}_{-0.286}$	1.025(56)	
17	PLN	1.388 \pm 1.058	23.340 \pm 16.605	1.548 $^{+0.018}_{-0.914}$	0.302 $^{+0.007}_{-0.189}$	1.023(55)	
18	PL	2.468 \pm 0.268	-	0.826 $^{+0.002}_{-0.507}$	0.158 $^{+0.003}_{-0.093}$	0.951(56)	
18	PLN	1.282 \pm 1.361	21.812 \pm 17.184	0.755 $^{+0.038}_{-0.038}$	0.141 $^{+0.008}_{-0.008}$	0.956(55)	
19	PL	1.987 \pm 0.481	-	0.238 $^{+0.017}_{-0.017}$	0.058 $^{+0.007}_{-0.007}$	0.877(56)	

Cuadro A.2: Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 071010B.

GRB	Región	Modelo	α	E_p [KeV]	Lumin [$\times 10^{50}$ erg/s]	Flujo [$\times 10^{-7}$ erg/cm ² s]	χ^2 (d.f)
110715A	1	PL	2.501 \pm 0.403	-	1.599 ^{+0.008} _{-0.008}	0.415 ^{+0.043} _{-0.043}	0.897(56)
	1	PLN	1.962 \pm 0.575	2.875 \pm 43.786	1.517 ^{+0.001} _{-0.001}	0.398 ^{+0.001} _{-0.001}	0.913(55)
	2	PL	1.847 \pm 0.104	-	5.186 ^{+0.138} _{-0.743}	1.853 ^{+0.029} _{-0.268}	0.983(56)
	2	PLN	0.632 \pm 0.495	53.662 \pm 6.055	4.979 ^{+0.042} _{-2.852}	1.717 ^{+0.030} _{-0.566}	0.846(55)
	3	PL	1.462 \pm 0.032	-	29.676 ^{+0.474} _{-0.556}	12.984 ^{+0.136} _{-0.324}	1.250(56)
	3	PLN	0.969 \pm 0.135	116.924 \pm 16.931	29.243 ^{+0.237} _{-1.443}	12.678 ^{+0.072} _{-0.818}	0.996(55)
	4	PL	1.733 \pm 0.023	-	66.715 ^{+1.025} _{-1.225}	25.290 ^{+0.314} _{-0.460}	2.143(56)
	4	PLN	0.845 \pm 0.107	73.489 \pm 2.804	63.219 ^{+0.751} _{-1.449}	24.383 ^{+0.287} _{-0.663}	0.586(55)
	5	PL	1.456 \pm 0.019	-	97.205 ^{+1.035} _{-1.585}	42.670 ^{+0.370} _{-0.570}	1.637(56)
	5	PLN	0.927 \pm 0.085	122.435 \pm 10.225	94.666 ^{+0.704} _{-2.386}	41.918 ^{+0.152} _{-1.018}	0.829(55)
	6	PL	1.857 \pm 0.027	-	49.306 ^{+0.604} _{-1.026}	17.534 ^{+0.216} _{-0.314}	2.147(56)
	6	PLN	0.927 \pm 0.128	62.213 \pm 2.278	46.264 ^{+0.545} _{-1.544}	16.728 ^{+0.152} _{-0.598}	1.043(55)
	7	PL	2.239 \pm 0.058	-	15.281 ^{+0.299} _{-0.781}	4.490 ^{+0.052} _{-0.253}	1.125(56)
	7	PLN	1.545 \pm 0.253	30.106 \pm 6.777	14.363 ^{+0.407} _{-0.783}	4.275 ^{+0.183} _{-0.190}	0.974(55)
	8	PL	2.549 \pm 0.114	-	7.389 ^{+0.163} _{-1.142}	1.874 ^{+0.029} _{-0.283}	0.991(56)
8	PLN	1.979 \pm 0.024	1.443 \pm 2.132	6.966 ^{+1.223} _{-1.223}	1.784 ^{+0.215} _{-0.215}	0.978(55)	
9	PL	2.726 \pm 0.239	-	3.281 ^{+0.008} _{-1.550}	0.767 ^{+0.001} _{-0.455}	1.327(56)	
9	PLN	0.000 \pm 1.645	24.401 \pm 3.054	-	-	1.251(55)	
10	PL	2.957 \pm 0.420	-	0.811 ^{+0.019} _{-0.019}	0.171 ^{+0.010} _{-0.010}	0.846(56)	
10	PLN	0.000 \pm 0.066	23.126 \pm 5.046	0.638 ^{+0.001} _{-0.001}	0.156 ^{+0.001} _{-0.001}	0.778(55)	
11	PL	1.696 \pm 0.176	-	2.617 ^{+0.058} _{-0.866}	1.012 ^{+0.028} _{-0.378}	0.802(56)	
11	PLN	1.696 \pm 0.176	-	-	-	0.817(55)	
12	PL	1.709 \pm 0.110	-	4.728 ^{+0.138} _{-1.013}	1.815 ^{+0.028} _{-0.331}	0.876(56)	
12	PLN	1.709 \pm 0.110	-	-	-	0.892(55)	
13	PL	2.118 \pm 0.191	-	2.939 ^{+0.111} _{-0.882}	0.916 ^{+0.015} _{-0.015}	1.080(56)	
13	PLN	1.928 \pm 0.726	15.559 \pm 105.672	2.908 ^{+0.035} _{-0.035}	0.897 ^{+0.067} _{-0.067}	1.098(55)	
14	PL	2.273 \pm 0.289	-	2.063 ^{+0.112} _{-1.449}	0.596 ^{+0.013} _{-0.345}	0.897(56)	
15	PL	2.166 \pm 0.334	-	0.782 ^{+0.012} _{-0.685}	0.238 ^{+0.007} _{-0.007}	1.151(56)	
15	PLN	1.354 \pm 1.483	33.714 \pm 23.136	0.742 ^{+0.198} _{-0.198}	0.222 ^{+0.233} _{-0.233}	1.165(55)	
091208B	1	PL	2.259 \pm 0.611	-	4.257 ^{+0.268} _{-0.268}	0.685 ^{+0.044} _{-0.044}	1.276(56)
	2	PL	1.605 \pm 0.143	-	15.619 ^{+0.271} _{-3.929}	3.652 ^{+0.125} _{-1.173}	1.035(56)
	2	PLN	0.193 \pm 0.693	67.085 \pm 10.809	15.488 ^{+4.462} _{-4.568}	3.509 ^{+0.704} _{-2.174}	0.940(55)
	3	PL	2.214 \pm 0.261	-	10.767 ^{+0.273} _{-7.437}	1.775 ^{+0.047} _{-1.329}	1.274(56)
	3	PLN	1.654 \pm 1.040	26.692 \pm 35.249	10.419 ^{+1.411} _{-2.944}	1.708 ^{+0.675} _{-0.131}	1.289(55)
	4	PL	2.318 \pm 0.498	-	5.609 ^{+0.268} _{-0.268}	0.875 ^{+0.049} _{-0.049}	1.073(56)
	5	PL	2.284 \pm 0.548	-	2.619 ^{+0.423} _{-0.423}	0.415 ^{+0.046} _{-0.046}	0.839(56)
	6	PL	2.834 \pm 0.557	-	2.170 ^{+0.175} _{-0.175}	0.261 ^{+0.031} _{-0.031}	0.819(56)
	7	PL	2.447 \pm 0.354	-	8.924 ^{+0.618} _{-0.618}	1.301 ^{+0.029} _{-0.029}	0.987(56)
	8	PL	1.506 \pm 0.073	-	43.991 ^{+1.219} _{-3.801}	10.934 ^{+0.256} _{-1.002}	1.205(56)
	8	PLN	1.339 \pm 0.290	217.618 \pm 280.486	43.710 ^{+0.500} _{-0.500}	10.854 ^{+0.144} _{-0.144}	1.220(55)
	9	PL	2.262 \pm 0.138	-	21.635 ^{+0.875} _{-3.885}	3.476 ^{+0.008} _{-0.852}	1.430(56)
	9	PLN	0.472 \pm 0.654	42.488 \pm 4.902	19.739 ^{+1.441} _{-8.899}	3.434 ^{+0.244} _{-1.371}	1.249(55)
	10	PL	2.019 \pm 0.239	-	10.504 ^{+0.074} _{-5.292}	1.928 ^{+0.065} _{-1.117}	0.795(56)
11	PL	1.400 \pm 0.449	-	3.445 ^{+0.195} _{-0.195}	0.914 ^{+0.046} _{-0.046}	0.929(56)	
11	PLN	1.221 \pm 1.746	-	3.400 ^{+1.515} _{-1.515}	0.913 ^{+0.471} _{-0.471}	0.946(55)	
12	PL	2.129 \pm 0.449	-	3.579 ^{+0.066} _{-0.066}	0.618 ^{+0.033} _{-0.033}	0.945(56)	
13	PL	1.674 \pm 0.676	-	0.851 ^{+0.124} _{-0.124}	0.191 ^{+0.033} _{-0.033}	1.054(56)	
14	PL	2.622 \pm 3.506	-	0.245 ^{+0.242} _{-0.242}	0.032 ^{+0.032} _{-0.032}	1.001(56)	

Cuadro A.3: Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral de los GRBs 110715A y 091208B.

GRB	Región	Modelo	α	E_p [KeV]	Lumin [$\times 10^{50}$ erg/s]	Flujo [$\times 10^{-7}$ erg/cm ² s]	χ^2 (d.f)
080411	1	PL	1.953±0.490	-	1.251 ^{+0.039} _{-0.039}	0.254 ^{+0.032} _{-0.032}	0.986(56)
	2	PL	1.107±0.058	-	10.704 ^{+0.206} _{-0.206}	3.627 ^{+0.089} _{-0.089}	0.929(56)
	2	PLN	2.034±0.001	12.360±195.996	10.694 ^{+0.184} _{-0.184}	3.609 ^{+0.074} _{-0.074}	1.010(55)
	3	PL	1.031±0.055	-	11.351 ^{+0.129} _{-0.129}	4.039 ^{+0.024} _{-0.024}	1.202(56)
	3	PLN	0.760±0.224	269.188±171.097	11.319 ^{+0.011} _{-0.011}	3.988 ^{+0.036} _{-0.036}	1.194(55)
	4	PL	0.997±0.055	-	10.741 ^{+0.229} _{-0.229}	3.908 ^{+0.068} _{-0.068}	0.812(56)
	4	PLN	0.775±0.219	332.861±265.815	10.703 ^{+0.107} _{-0.107}	3.873 ^{+0.022} _{-0.022}	0.806(55)
	5	PL	1.364±0.049	-	9.012 ^{+0.089} _{-0.089}	2.594 ^{+0.055} _{-0.055}	0.988(56)
	5	PLN	2.013±0.001	5.263±41.798	5.941 ^{+0.420} _{-0.420}	1.253 ^{+0.001} _{-0.001}	1.208(55)
	6	PL	1.249±0.059	-	10.343 ^{+0.207} _{-0.207}	3.199 ^{+0.033} _{-0.033}	1.025(56)
	7	PL	1.334±0.058	-	11.201 ^{+0.149} _{-0.149}	3.286 ^{+0.086} _{-0.086}	1.237(56)
	7	PLN	2.060±0.018	22.979±256.923	11.138 ^{+0.062} _{-0.062}	3.228 ^{+0.024} _{-0.024}	1.435(55)
	8	PL	1.583±0.075	-	8.562 ^{+0.113} _{-0.113}	2.156 ^{+0.041} _{-0.041}	0.869(56)
	9	PL	1.518±0.069	-	9.184 ^{+0.098} _{-0.098}	2.406 ^{+0.019} _{-0.019}	1.099(56)
	9	PLN	0.792±0.304	84.238±15.472	9.058 ^{+0.001} _{-0.001}	2.282 ^{+0.034} _{-0.034}	0.988(55)
	10	PL	1.231±0.046	-	15.506 ^{+0.184} _{-0.184}	4.854 ^{+0.111} _{-0.111}	1.391(56)
	10	PLN	0.881±0.191	184.018±69.069	15.359 ^{+0.009} _{-0.009}	4.769 ^{+0.007} _{-0.007}	1.349(55)
	11	PL	1.278±0.039	-	20.412 ^{+0.288} _{-0.288}	6.203 ^{+0.088} _{-0.088}	0.988(56)
	11	PLN	2.013±0.001	4.908±33.597	11.996 ^{+0.001} _{-0.001}	2.534 ^{+2.311} _{-2.311}	1.229(55)
	12	PL	1.416±0.048	-	14.687 ^{+0.283} _{-0.283}	4.095 ^{+0.073} _{-0.073}	0.635(56)
	12	PLN	1.143±0.195	169.548±80.559	14.563 ^{+0.117} _{-0.117}	4.025 ^{+0.001} _{-0.001}	0.606(55)
	13	PL	1.607±0.067	-	10.281 ^{+0.239} _{-0.239}	2.552 ^{+0.165} _{-0.165}	0.886(56)
	13	PLN	1.485±0.258	213.711±333.417	10.235 ^{+0.175} _{-0.175}	2.528 ^{+0.044} _{-0.044}	0.898(55)
	14	PL	1.791±0.060	-	6.953 ^{+0.133} _{-0.133}	1.549 ^{+0.119} _{-0.119}	1.138(56)
	14	PLN	1.222±0.259	66.325±10.322	6.742 ^{+0.028} _{-0.028}	1.476 ^{+0.019} _{-0.019}	1.055(55)
	15	PL	1.551±0.047	-	17.489 ^{+0.371} _{-0.371}	4.490 ^{+0.068} _{-0.068}	0.674(56)
	15	PLN	1.376±0.187	188.225±142.110	17.341 ^{+0.149} _{-0.149}	4.434 ^{+0.007} _{-0.007}	0.669(55)
	16	PL	1.169±0.022	-	64.273 ^{+1.083} _{-1.083}	20.915 ^{+0.185} _{-0.185}	1.043(56)
	16	PLN	0.874±0.092	231.807±52.201	63.472 ^{+0.288} _{-0.288}	20.679 ^{+0.031} _{-0.031}	0.852(55)
	17	PL	1.392±0.019	-	98.138 ^{+1.192} _{-1.192}	27.770 ^{+0.240} _{-0.240}	0.792(56)
	17	PLN	1.096±0.082	185.334±33.924	96.009 ^{+0.641} _{-0.641}	27.423 ^{+0.147} _{-0.147}	0.533(55)
	18	PL	1.726±0.025	-	61.614 ^{+0.796} _{-0.796}	14.251 ^{+0.109} _{-0.109}	1.208(56)
	18	PLN	1.316±0.108	92.618±10.459	59.330 ^{+0.670} _{-0.670}	13.890 ^{+0.050} _{-0.050}	0.923(55)
	19	PL	1.783±0.039	-	25.611 ^{+0.309} _{-0.309}	5.732 ^{+0.071} _{-0.071}	0.878(56)
	19	PLN	1.548±0.158	99.019±32.502	25.160 ^{+0.010} _{-0.010}	5.632 ^{+0.028} _{-0.028}	0.851(55)
	20	PL	1.864±0.046	-	10.173 ^{+0.137} _{-0.137}	2.172 ^{+0.028} _{-0.028}	1.030(56)
	20	PLN	1.449±0.194	64.942±9.716	9.864 ^{+0.438} _{-0.438}	2.095 ^{+0.083} _{-0.083}	0.952(55)
	21	PL	2.142±0.096	-	8.238 ^{+0.146} _{-0.146}	1.507 ^{+0.015} _{-0.015}	0.939(56)
	21	PLN	1.844±0.380	22.267±28.753	8.074 ^{+0.208} _{-0.208}	1.462 ^{+0.189} _{-0.189}	0.945(55)
	22	PL	2.277±0.086	-	10.799 ^{+0.281} _{-0.281}	1.838 ^{+0.038} _{-0.038}	0.847(56)
	23	PL	2.206±0.098	-	8.364 ^{+0.090} _{-0.090}	1.478 ^{+0.207} _{-0.207}	0.888(56)
	23	PLN	1.893±0.386	14.362±35.581	8.364 ^{+0.125} _{-0.125}	1.478 ^{+0.177} _{-0.177}	0.891(55)
	24	PL	2.269±0.114	-	8.166 ^{+0.279} _{-0.279}	1.431 ^{+0.030} _{-0.030}	0.846(56)
	25	PL	1.126±0.156	-	6.959 ^{+0.154} _{-0.154}	1.189 ^{+0.030} _{-0.030}	1.104(56)
	25	PLN	1.788±0.629	24.948±33.632	4.235 ^{+0.396} _{-0.396}	0.782 ^{+0.087} _{-0.087}	1.119(55)
	26	PL	2.162±0.132	-	4.161 ^{+0.366} _{-0.366}	0.749 ^{+0.087} _{-0.087}	0.824(56)
	27	PL	1.753±0.032	-	1.528 ^{+0.018} _{-0.018}	0.276 ^{+0.004} _{-0.004}	1.004(56)
	27	PLN	1.480±0.132	101.907±24.347	34.102 ^{+0.368} _{-0.368}	7.766 ^{+0.093} _{-0.093}	0.933(55)
	28	PL	1.577±0.019	-	33.276 ^{+0.154} _{-0.154}	7.610 ^{+0.063} _{-0.063}	1.094(56)
	28	PLN	2.029±0.001	11.965±26.876	94.053 ^{+1.057} _{-1.057}	23.770 ^{+0.240} _{-0.240}	2.330(55)
	29	PL	1.669±0.019	-	85.406 ^{+1.966} _{-1.966}	17.780 ^{+0.750} _{-0.750}	1.450(56)
	29	PLN	1.162±0.082	97.523±6.761	118.300 ^{+1.600} _{-1.600}	28.299 ^{+0.151} _{-0.151}	0.651(55)
	30	PL	1.941±0.023	-	112.280 ^{+2.000} _{-2.000}	27.548 ^{+0.359} _{-0.359}	1.527(56)
	30	PLN	1.355±0.103	59.799±2.635	79.303 ^{+0.907} _{-0.907}	16.216 ^{+0.256} _{-0.256}	0.651(55)
	31	PL	2.097±0.032	-	74.116 ^{+1.194} _{-1.194}	15.579 ^{+0.111} _{-0.111}	0.865(55)
	31	PLN	1.902±0.129	25.414±18.253	46.088 ^{+0.702} _{-0.702}	8.639 ^{+0.072} _{-0.072}	0.795(56)
	32	PL	2.307±0.039	-	44.927 ^{+1.068} _{-1.068}	8.494 ^{+0.192} _{-0.192}	0.765(55)
	33	PL	2.429±0.050	-	36.827 ^{+0.563} _{-0.563}	6.171 ^{+0.058} _{-0.058}	1.354(56)
	33	PLN	1.984±0.002	1.680±0.787	26.695 ^{+1.357} _{-1.357}	4.200 ^{+0.163} _{-0.163}	1.259(56)
	34	PL	2.662±0.067	-	26.695 ^{+0.575} _{-0.575}	4.200 ^{+0.164} _{-0.164}	1.412(55)
	34	PLN	1.983±0.001	1.077±0.314	24.875 ^{+0.885} _{-0.885}	4.029 ^{+0.017} _{-0.017}	0.985(56)
	35	PL	2.569±0.085	-	20.636 ^{+4.365} _{-4.365}	2.889 ^{+0.655} _{-0.655}	1.147(55)
	36	PL	2.316±0.096	-	18.597 ^{+0.843} _{-0.843}	2.704 ^{+0.054} _{-0.054}	0.903(56)
	37	PL	2.566±0.118	-	13.034 ^{+3.027} _{-3.027}	1.911 ^{+0.316} _{-0.316}	1.029(56)
	37	PLN	1.892±0.471	6.349±23.452	7.828 ^{+0.248} _{-0.248}	1.149 ^{+0.024} _{-0.024}	1.203(56)
	37	PLN			7.284 ^{+0.931} _{-0.931}	1.082 ^{+0.156} _{-0.156}	1.183(55)

Cuadro A.4: Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 080411.

GRB	Región	Modelo	α	E_p [KeV]	Lumin [$\times 10^{50}$ erg/s]	Flujo [$\times 10^{-7}$ erg/cm ² s]	χ^2 (d.f)
080411	38	PL	2.917 \pm 0.109	-	11.737 ^{+0.273} _{-1.637}	1.454 ^{+0.027} _{-0.180}	0.786(56)
	38	PLN	1.978 \pm 0.001	0.852 \pm 0.453	10.353 ^{+0.487} _{-1.955}	1.337 ^{+0.049} _{-0.232}	0.887(55)
	39	PL	2.707 \pm 0.071	-	8.317 ^{+0.121} _{-0.022}	1.139 ^{+0.008} _{-0.066}	0.745(56)
	40	PL	2.440 \pm 0.066	-	15.441 ^{+0.379} _{-0.971}	2.416 ^{+0.051} _{-0.148}	0.879(56)
	40	PLN	1.909 \pm 0.255	7.048 \pm 16.716	14.596 ^{+0.166} _{-0.166}	2.293 ^{+0.022} _{-0.025}	0.817(55)
	41	PL	2.551 \pm 0.057	-	22.198 ^{+0.152} _{-1.288}	3.284 ^{+0.135} _{-0.135}	0.907(56)
	41	PLN	1.724 \pm 0.262	13.826 \pm 8.943	20.098 ^{+17.402} _{-0.318}	3.052 ^{+4.480} _{-0.020}	0.702(55)
	42	PL	2.681 \pm 0.073	-	17.174 ^{+0.406} _{-1.134}	2.382 ^{+0.016} _{-0.179}	1.262(56)
	42	PLN	1.903 \pm 0.267	4.949 \pm 12.231	15.561 ^{+0.111} _{-0.111}	2.222 ^{+0.045} _{-0.045}	1.170(55)
	43	PL	2.915 \pm 0.105	-	12.143 ^{+0.067} _{-1.653}	1.507 ^{+0.286} _{-0.189}	0.950(56)
	43	PLN	1.977 \pm 0.008	0.883 \pm 0.483	10.746 ^{+0.604} _{-1.941}	1.389 ^{+0.012} _{-0.185}	0.982(55)
	44	PL	2.800 \pm 0.141	-	7.518 ^{+0.086} _{-1.707}	0.985 ^{+0.009} _{-0.259}	0.909(56)
	44	PLN	1.980 \pm 0.010	0.927 \pm 0.777	6.741 ^{+0.124} _{-2.487}	0.916 ^{+0.031} _{-0.230}	1.013(55)
	45	PL	2.981 \pm 0.131	-	5.101 ^{+0.086} _{-0.932}	0.614 ^{+0.001} _{-0.100}	1.083(56)
	45	PLN	1.976 \pm 0.009	0.832 \pm 0.533	4.479 ^{+0.093} _{-1.318}	0.562 ^{+0.019} _{-0.126}	1.129(55)
	46	PL	2.701 \pm 0.104	-	10.165 ^{+0.215} _{-1.125}	1.396 ^{+0.018} _{-0.184}	1.249(56)
	47	PL	2.940 \pm 0.089	-	15.344 ^{+0.346} _{-1.694}	1.881 ^{+0.008} _{-0.179}	1.273(56)
	47	PLN	1.820 \pm 0.408	5.752 \pm 11.087	13.329 ^{+0.199} _{-0.199}	1.720 ^{+0.005} _{-0.005}	1.125(55)
	48	PL	3.210 \pm 0.109	-	14.572 ^{+0.108} _{-2.162}	1.579 ^{+0.019} _{-0.202}	0.872(56)
	49	PL	3.408 \pm 0.176	-	8.788 ^{+0.228} _{-2.602}	0.872 ^{+0.008} _{-0.206}	0.744(56)
49	PLN	1.963 \pm 0.022	0.768 \pm 0.648	7.310 ^{+0.077} _{-4.324}	0.784 ^{+0.006} _{-0.387}	0.837(55)	
50	PL	3.171 \pm 0.221	-	5.316 ^{+0.083} _{-1.796}	0.586 ^{+0.006} _{-0.265}	1.071(56)	
50	PLN	1.971 \pm 0.019	0.761 \pm 0.757	4.599 ^{+0.143} _{-1.225}	0.534 ^{+0.016} _{-0.531}	1.129(55)	
51	PL	3.230 \pm 0.239	-	1.815 ^{+0.029} _{-0.885}	0.194 ^{+0.001} _{-0.696}	0.833(56)	
51	PLN	1.970 \pm 0.021	0.737 \pm 0.792	1.550 ^{+0.179} _{-0.786}	0.177 ^{+0.005} _{-0.122}	0.909(55)	

Cuadro A.5: Parámetros espectrales relacionados al primer análisis espectral del GRB 080411.

A.2. Segundo análisis espectral

En el segundo análisis espectral obtuvimos parámetros espectrales asociados a los pulsos que componen las ráfagas. Para obtener los parámetros aplicamos modelos espectrales a pulsos completos, las regiones que consideramos son las mismas que consideramos para obtener el lag espectral.

Además, aplicamos tres modelos espectrales: ley de potencias (PL), ley de potencias rota (PLN) y modelo de Band (BD). Los parámetros espectrales que obtuvimos fueron:

- Índice fotónico de baja energía (α [adimensional]).
- Índice fotónico de alta energía (β [adimensional]).
- Energía de pico (E_p [erg]).
- Luminosidad (Lumin [erg/s]).
- Flujo (Flux [erg/cm²s⁻¹]).

Adicionalmente, encontramos parámetros estadísticos asociados al ajuste de los modelos espectrales como son:

GRB	Pulso	Modelo	α	β	E_p [KeV]	Lumin [$\times 10^{50}$ erg/s]	Flux [$\times 10^{-7}$ erg/cm ² s]	χ^2 (d.f.)
071010B	1	PL	2.050 \pm 0.028	-	-	4.260 ^{+0.082} _{-0.108}	1.007 ^{+0.012} _{-0.018}	0.962(56)
	1	PLN	1.622 \pm 0.119	-	45.269 \pm 3.830	4.044 ^{+0.084} _{-0.137}	0.971 ^{+0.013} _{-0.022}	0.718(55)
	1	BD	1.238 \pm 0.368	2.254 \pm 0.095	54.112 \pm 30.030	3.905 ^{+0.114} _{-3.207}	0.967 ^{+0.022} _{-0.795}	0.673(54)
080413B	1	PL	1.803 \pm 0.055	-	-	3.959 ^{+0.084} _{-0.191}	0.758 ^{+0.012} _{-0.043}	0.908(56)
	1	PLN	1.480 \pm 0.224	-	81.107 \pm 23.704	3.868 ^{+0.111} _{-0.457}	0.740 ^{+0.002} _{-0.149}	0.880(55)
	1	BD	1.465 \pm 0.233	9.372 \pm 9.058	149.309 \pm 114.622	3.863 ^{+0.151} _{-3.858}	0.739 ^{+0.344} _{-0.274}	0.896(54)
110715A	1	PL	1.715 \pm 0.017	-	-	18.792 ^{+0.248} _{-0.232}	7.190 ^{+0.044} _{-0.096}	2.271(56)
	1	PLN	1.121 \pm 0.076	-	88.296 \pm 4.114	17.805 ^{+0.225} _{-0.305}	6.994 ^{+0.028} _{-0.130}	0.977(55)
	1	BD	1.129 \pm 0.096	9.372 \pm 4.931	101.854 \pm 17.876	17.805 ^{+0.135} _{-0.525}	6.994 ^{+0.009} _{-0.256}	0.995(54)
	2	PL	2.277 \pm 0.168	-	-	0.495 ^{+0.019} _{-0.108}	0.143 ^{+0.006} _{-0.047}	1.036(56)
	2	PLN	1.550 \pm 0.746	-	24.937 \pm 17.650	0.468 ^{+0.007} _{-0.067}	0.133 ^{+0.021} _{-0.046}	1.035(55)
	2	BD	1.485 \pm 1.053	3.013 \pm 2.644	50.060 \pm 74.370	0.465 ^{+0.125} _{-0.122}	0.134 ^{+0.045} _{-0.134}	1.052(54)
091208B	1	PL	1.927 \pm 0.141	-	-	5.951 ^{+0.406} _{-1.290}	1.144 ^{+0.030} _{-0.298}	1.236(56)
	1	PLN	0.468 \pm 0.714	-	46.749 \pm 5.848	5.686 ^{+0.379} _{-2.066}	1.033 ^{+0.137} _{-0.337}	1.141(55)
	1	BD	0.975 \pm 0.710	9.372 \pm 2.363	48.715 \pm 40.109	5.723 ^{+0.996} _{-0.996}	1.053 ^{+0.128} _{-0.128}	1.175(54)
	2	PL	1.705 \pm 0.095	-	-	3.627 ^{+0.086} _{-0.587}	0.794 ^{+0.017} _{-0.117}	0.655(56)
	2	PLN	1.704 \pm 0.095	-	7.259 \pm 1.000	-	-	0.667(55)
080411	1	PL	1.118 \pm 0.032	-	-	8.827 ^{+0.125} _{-0.269}	2.968 ^{+0.042} _{-0.099}	1.106(56)
	1	PLN	0.934 \pm 0.131	-	348.193 \pm 202.001	8.766 ^{+0.048} _{-1.725}	2.943 ^{+0.022} _{-0.746}	1.085(55)
	1	BD	0.960 \pm 0.137	9.372 \pm 8.030	380.315 \pm 356.376	8.769 ^{+0.047} _{-1.367}	2.943 ^{+0.013} _{-0.337}	1.106(54)
	2	PL	1.416 \pm 0.036	-	-	9.760 ^{+0.150} _{-0.269}	2.721 ^{+0.042} _{-0.072}	1.035(56)
	2	PLN	1.333 \pm 0.142	-	438.603 \pm 624.446	9.724 ^{+0.126} _{-0.126}	2.706 ^{+0.035} _{-0.335}	1.047(55)
	2	BD	0.713 \pm 0.773	1.508 \pm 0.083	57.067 \pm 79.269	9.459 ^{+0.333} _{-4.333}	2.676 ^{+0.329} _{-0.329}	1.004(54)
	3	PL	1.468 \pm 0.026	-	-	11.644 ^{+0.116} _{-0.294}	3.144 ^{+0.045} _{-0.057}	1.065(56)
	3	PLN	1.179 \pm 0.109	-	162.165 \pm 39.197	11.417 ^{+0.083} _{-0.597}	3.090 ^{+0.011} _{-0.241}	0.943(55)
	3	BD	0.955 \pm 0.328	1.609 \pm 0.092	94.754 \pm 75.756	11.273 ^{+0.377} _{-9.180}	3.083 ^{+0.040} _{-2.497}	0.941(54)
	4	PL	1.546 \pm 0.017	-	-	14.954 ^{+0.176} _{-0.224}	3.852 ^{+0.030} _{-0.043}	0.522(56)
	4	PLN	1.442 \pm 0.071	-	329.598 \pm 178.333	14.775 ^{+0.045} _{-1.005}	3.829 ^{+0.002} _{-0.447}	0.488(55)
	4	BD	1.245 \pm 0.357	1.583 \pm 0.038	151.332 \pm 229.000	14.570 ^{+0.350} _{-12.110}	3.818 ^{+0.096} _{-3.091}	0.485(54)
	5	PL	2.186 \pm 0.055	-	-	3.843 ^{+0.056} _{-0.157}	0.687 ^{+0.004} _{-0.035}	0.772(56)
	5	PLN	1.988 \pm 0.001	-	2.762 \pm 0.001	3.751 ^{+0.002} _{-0.002}	0.674 ^{+0.011} _{-0.040}	0.802(55)
	5	BD	1.721 \pm 3.494	2.199 \pm 0.082	56.330 \pm 509.041	3.729 ^{+3.436} _{-3.436}	0.681 ^{+0.599} _{-0.599}	0.793(54)
	6	PL	2.059 \pm 0.017	-	-	16.152 ^{+0.178} _{-0.232}	3.092 ^{+0.018} _{-0.030}	0.641(56)
	6	PLN	1.988 \pm 0.065	-	9.955 \pm 44.775	15.936 ^{+0.026} _{-0.026}	3.073 ^{+0.025} _{-0.025}	0.633(55)
	6	BD	1.878 \pm 0.314	2.084 \pm 0.039	245.383 \pm 528.816	15.740 ^{+0.220} _{-11.424}	3.065 ^{+0.049} _{-2.3372}	0.641(54)
	7	PL	2.734 \pm 0.065	-	-	8.649 ^{+0.120} _{-0.608}	1.169 ^{+0.012} _{-0.063}	1.061(56)
7	PLN	1.985 \pm 0.001	-	0.811 \pm 0.171	7.684 ^{+0.321} _{-0.907}	1.084 ^{+0.016} _{-0.121}	1.191(55)	
7	BD	2.072 \pm 1.356	2.779 \pm 0.149	50.123 \pm 128.384	7.952 ^{+4.555} _{-4.555}	1.144 ^{+0.790} _{-0.790}	1.131(54)	
8	PL	2.705 \pm 0.044	-	-	11.185 ^{+0.165} _{-0.395}	1.534 ^{+0.022} _{-0.043}	0.933(56)	
8	PLN	1.981 \pm 0.004	-	1.144 \pm 0.382	9.927 ^{+0.443} _{-0.927}	1.426 ^{+0.020} _{-0.103}	0.871(55)	
8	BD	2.018 \pm 0.425	2.969 \pm 0.222	57.303 \pm 41.384	10.066 ^{+0.229} _{-8.846}	1.462 ^{+0.046} _{-1.259}	0.832(54)	
9	PL	2.892 \pm 0.089	-	-	2.532 ^{+0.004} _{-0.221}	0.317 ^{+0.001} _{-0.029}	0.759(56)	
9	PLN	1.978 \pm 0.006	-	0.903 \pm 0.434	2.213 ^{+0.063} _{-0.211}	0.291 ^{+0.002} _{-0.046}	0.870(55)	
9	BD	1.964 \pm 0.761	3.149 \pm 0.559	42.949 \pm 47.751	2.294 ^{+0.874} _{-1.874}	0.310 ^{+0.221} _{-0.221}	0.881(54)	

Cuadro A.6: Parámetros espectrales relacionados al segundo análisis espectral de la muestra de GRBs.

- Chi cuadrado (χ^2).
- Chi cuadrado reducido (χ^2_{red}).
- Grados de libertad (d.f.).

El Chi cuadrado reducido se define como: $\chi_{\text{red}} = \chi / (\text{d.f.})$.

En el Cuadro A.6 vemos los parámetros espectrales asociados a los pulsos individuales de la muestra de GRBs.

A.3. Modelo de Norris

Al aplicar el modelo de Norris a los pulsos que conforman los GRBs en cada canal energético, se obtuvo tres parámetros de ajuste: τ_1 , τ_2 y A . A partir de estos parámetros de ajuste, se obtuvo parámetros temporales como: tiempo de pico (t_{peak}), ancho de pulso (w) y asimetría del pulso (κ).

En el Cuadro A.7 están los parámetros de ajuste y temporales obtenidos a partir del modelo de Norris.

GRB	Pulso	Canal	A	τ_1	τ_2	t_{peak}	w	κ
071010B	1	1	0.269±0.003	12.054±0.370	3.687±0.0887	6.666±0.130	10.579±0.270	0.349±0.003
	1	2	0.332±0.004	15.090±0.437	2.902±0.069	6.617±0.124	9.232±0.233	0.314±0.003
	1	3	0.208±0.003	18.706±0.778	2.130±0.076	6.312±0.173	7.636±0.288	0.279±0.004
	1	4	0.029±0.002	17.008±2.469	1.931±0.240	5.731±0.548	6.928±0.914	0.279±0.012
091208B	1	1	0.128±0.007	4.844±0.677	1.208±0.135	2.419±0.216	3.627±0.430	0.333±0.013
	1	2	0.227±0.008	5.111±0.497	0.861±0.069	2.097±0.133	2.821±0.242	0.305±0.009
	1	3	0.215 ±0.010	12.819±1.476	0.286±0.031	1.916±0.151	1.509±0.172	0.190±0.007
	2	1	0.386±0.021	14.149±1.861	0.504±0.061	2.672±0.238	2.376±0.303	0.212±0.009
	2	2	0.720±0.029	35.848±3.473	0.187±0.017	2.590±0.174	1.405±0.139	0.133±0.004
	2	3	0.616±0.026	43.090±4.277	0.149±0.014	2.534±0.175	1.238±0.127	0.120±0.004
	2	4	0.158±0.012	47.077±8.827	0.136±0.025	2.533±0.331	1.183±0.229	0.115±0.007
080413B	1	1	0.542±0.012	18.710±1.027	0.638±0.032	3.455±0.129	3.037±0.162	0.210±0.004
	1	2	0.841±0.020	27.734±1.230	0.418±0.017	3.404±0.104	2.422±0.107	0.173±0.003
	1	3	0.664±0.012	36.661±1.637	0.299±0.013	3.312±0.102	2.013±0.091	0.149±0.002
	1	4	0.145±0.008	57.281±7.037	0.179±0.021	3.203±0.275	1.525±0.193	0.117±0.005
110715A	1	1	1.471±0.023	26.924±1.023	0.662±0.023	4.223±0.109	3.409±0.127	0.194±0.002
	1	2	2.310±0.050	29.734±1.592	0.583±0.029	4.164±0.153	3.170±0.168	0.184±0.003
	1	3	1.886±0.072	38.079±3.477	0.463±0.040	4.198±0.264	2.826±0.259	0.164±0.005
	2	1	0.095±0.007	6.096±1.239	1.025±0.173	2.500±0.330	3.362±0.601	0.305±0.018
	2	2	0.116±0.006	5.494±0.771	1.059±0.122	2.412±0.219	3.366±0.411	0.314±0.013
	2	3	0.082±0.007	12.762±2.660	0.440±0.084	2.371±0.335	2.091±0.423	0.211±0.014
	2	4	0.022±0.003	4.520±1.738	0.855±0.270	1.966±0.489	2.731±0.916	0.313±0.035
080411	1	3	0.241±0.006	4.012±0.293	1.320±0.075	2.301±0.106	3.728±0.225	0.354±0.007
	1	4	0.061±0.002	4.096±0.351	1.177±0.080	2.195±0.120	3.423±0.246	0.344±0.008
	2	3	0.178±0.007	1.439±0.186	1.362±0.119	1.400±0.109	3.079±0.285	0.442±0.014
	2	4	0.046±0.002	1.830±0.279	1.187±0.129	1.474±0.138	2.899±0.335	0.409±0.016
	3	1	0.186±0.008	0.797±0.148	4.185±0.497	1.826±0.201	6.935±0.858	0.604±0.021
	3	2	0.290±0.011	0.694±0.111	3.625±0.338	1.586±0.147	6.012±0.588	0.603±0.018
	3	3	0.292±0.012	1.296±0.162	2.110±0.169	1.654±0.123	4.291±0.364	0.492±0.014
	3	4	0.067±0.004	2.901±0.445	1.329±0.154	1.963±0.189	3.493±0.428	0.380±0.016
	4	1	0.937±0.024	3.676±0.261	1.371±0.075	2.245±0.100	3.768±0.218	0.364±0.007
	4	2	1.516±0.030	3.895±0.217	1.130±0.050	2.098±0.074	3.281±0.153	0.344±0.005
	4	3	1.361±0.025	4.038±0.204	0.943±0.038	1.951±0.063	2.873±0.124	0.328±0.005
	4	4	0.299±0.006	3.823±0.216	0.857±0.039	1.810±0.066	2.635±0.128	0.325±0.005
	5	1	0.148±0.006	0.755±0.122	3.813±0.295	1.696±0.152	6.357±0.524	0.600±0.017
	5	2	0.138±0.006	0.131±0.041	4.928±0.400	0.805±0.130	6.336±0.553	0.778±0.025
	6	1	1.273±0.030	0.997±0.091	3.558±0.167	1.883±0.096	6.281±0.315	0.566±0.010
	6	2	1.860±0.031	2.015±0.103	1.806±0.063	1.908±0.059	4.128±0.152	0.437±0.005
	6	3	1.368±0.018	2.773±0.102	1.216±0.034	1.837±0.042	3.227±0.095	0.377±0.004
	6	4	0.225±0.004	2.923±0.162	1.041±0.044	1.744±0.061	2.889±0.131	0.360±0.005
	7	1	0.186±0.010	0.180±0.060	7.151±1.837	1.136±0.239	9.145±2.379	0.782±0.032
	7	2	0.117±0.007	0.154±0.065	7.074±2.140	1.042±0.272	8.918±2.732	0.793±0.038
8	1	0.323±0.011	1.391±0.172	3.175±0.254	2.102±0.155	6.064±0.511	0.524±0.014	
8	2	0.272±0.010	1.950±0.199	2.065±0.143	2.007±0.123	4.566±0.334	0.452±0.011	
8	3	0.085±0.005	1.805±0.326	2.067±0.249	1.931±0.210	4.498±0.576	0.459±0.020	
9	1	0.283±0.005	0.448±0.035	2.729±0.096	1.106±0.047	4.419±0.165	0.618±0.008	
9	2	0.184±0.005	0.550±0.060	2.018±0.113	1.053±0.065	3.546±0.212	0.569±0.012	
9	3	0.044±0.004	0.166±0.083	2.701±0.460	0.670±0.177	3.812±0.697	0.708±0.047	

Cuadro A.7: Parámetros obtenidos con el modelo de Norris a los pulsos de las ráfagas.

Apéndice B

Tratamiento de errores en el modelo de Norris

De acuerdo a Bevington[35], si tenemos una cantidad x que es una función que depende de al menos dos parámetros u y v :

$$x = f(u, v), \quad (\text{B.1})$$

debe existir una incertidumbre asociada a la medida x (σ_x), la cual va a depender de la incertidumbre de los parámetros σ_u y σ_v . Entonces, podemos expresar σ_x^2 en función de las varianzas σ_u^2 y σ_v^2 , la cual es:

$$\sigma_x^2 \simeq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum \left[(u_i - \bar{u}) \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) + (v_i - \bar{v}) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right) \right]^2, \quad (\text{B.2})$$

en donde podemos expresar la covarianza de σ_x en función de la covarianza de u y v :

$$\sigma_x^2 \simeq \sigma_u^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \sigma_v^2 \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + 2\sigma_{uv} \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right), \quad (\text{B.3})$$

donde la expresión anterior es la ecuación de propagación de errores. σ_{uv}^2 representa la posible covarianza entre los parámetros u y v .

El modelo de Norris lo definimos como:

$$I(t) = A \exp(2\sqrt{\tau_1 \tau_2}) \exp(\tau_1/t - t/\tau_2), \quad (\text{B.4})$$

donde los parámetros ajustados fueron τ_1 y τ_2 . Además, el tiempo de pico se lo definió como:

$$t_{\text{peak}} = \sqrt{\tau_1 \tau_2}, \quad (\text{B.5})$$

donde t_{peak} va a depender de los valores de τ_1 y τ_2 . Por lo tanto, debemos aplicar la ecuación de propagación de errores para encontrar la varianza asociada al tiempo de pico. Aplicando (A.3) para encontrar la varianza de t_{peak} , debemos considerar que las variables τ_1 y τ_2 son independientes entre si. Por lo tanto, el término asociado a σ_{uv}^2 debe ser cero. La varianza del tiempo de pico será:

$$\sigma_{t_{\text{peak}}}^2 = \frac{1}{4} t_{\text{peak}}^{-2} [(\tau_2 \sigma_{\tau_1})^2 + (\tau_1 \sigma_{\tau_2})^2]. \quad (\text{B.6})$$

Como el desfase espectral se lo definió como:

$$\tau_{\text{lag}} = t_{\text{peak,low}} - t_{\text{peak,high}}, \quad (\text{B.7})$$

entonces el lag espectral dependería de tiempos de pico para dos bandas energéticas (t_{peak1} y t_{peak2}). Por lo tanto, la varianza asociada al desfase espectral será:

$$\sigma_{\text{lag}}^2 = \sigma_{\tau_{\text{peak1}}}^2 + \sigma_{\tau_{\text{peak2}}}^2. \quad (\text{B.8})$$

Se debe realizar el mismo procedimiento para encontrar la covarianza para el ancho de pulso ($w = \tau_2(1 + 4\mu)^{1/2}$), ya que este depende de τ_1 y τ_2 . Entonces, la covarianza de w será:

$$\sigma_w^2 = (1 + 4\mu)\sigma_{\tau_2}^2 + \tau_2^2 [\mu^2/(1 + 4\mu)] [(\sigma_{\tau_1}/\tau_1)^2 + (\sigma_{\tau_2}/\tau_2)^2], \quad (\text{B.9})$$

donde $\mu = \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{1/2}$. Adicionalmente, la asimetría (κ) de los pulsos también depende de τ_1 y de τ_2 . Entonces la covarianza asociada a la asimetría es:

$$\sigma_{\kappa}^2 = [\mu^2/(1 + 4\mu)^3] [(\sigma_{\tau_1}/\tau_1)^2 + (\sigma_{\tau_2}/\tau_2)^2]. \quad (\text{B.10})$$

Apéndice C

Método de mínimos cuadrados para una función arbitraria

EL método de mínimos cuadrados es utilizado reiteradamente en esta tesis. Se lo usó tanto para aplicar el modelo de Norris a la forma de los pulsos, así como ajustar al espectro detectado de las ráfagas los modelos propuestos. Para nuestros análisis utilizamos funciones de ajuste no lineales como es la función de Norris o los modelos espectrales que utilizamos. Por lo tanto, necesitamos el método de ajuste de mínimos cuadrados para una función arbitraria.

El método de mínimos cuadrados encuentra los parámetros que máximecen la probabilidad de los datos observados para la curva de ajuste. La función de verosimilitud se define como la probabilidad total de los datos observados dados la curva de ajuste y los parámetros actuales[8, 35]. La función de verosimilitud para un número cualquiera de parámetros es:

$$P(a_1, a_2, \dots, a_m) = \prod \left[\frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \right] \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum \left[\frac{y_i - y(x_i)}{\sigma_i} \right]^2 \right\}, \quad (\text{C.1})$$

donde y_i son los datos asociados a las observaciones, σ_i es la incertidumbre en y_i y $y(x_i)$ son los valores calculados por la curva de ajuste (y) de los valores x_i . Lo que realizará el método es maximizar la función de verosimilitud minimizando su parte exponencial. Es decir, minimizamos el paámetros de la bondad de ajuste (χ^2):

$$\chi^2 \equiv \sum \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - y(x_i)]^2 \right\}. \quad (\text{C.2})$$

De acuerdo al método de mínimos cuadrados, el valor óptimo de los parámetros a_j se

obtienen al minimizar χ^2 simultáneamente respecto a cada parámetro, de la forma:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_j} = \frac{\partial}{\partial a_j} \sum \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - y(x_i)]^2 \right\} = 0, \quad (\text{C.3})$$

como solamente $y(x_i)$ depende de los parámetros a minimizar (a_j), entonces tenemos:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_j} = -2 \sum \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - y(x_i)] \frac{\partial y(x_i)}{\partial a_j} \right\}. \quad (\text{C.4})$$

Tomando las derivadas parciales de la bondad de ajuste respecto a los m parámetros a_j , vamos a tener m ecuaciones con m parámetros a_j desconocidos. Si esta ecuación no es lineal para todos sus parámetros, entonces debemos tratar a χ^2 como una función continua de m parámetros, describiendo una hipersuperficie en un espacio m -dimensional. Tanto para nuestros análisis temporales como espectrales espectrales, los paquetes computacionales: Gnuplot, QDP y Xspec funcionan aplicando este método de mínimos cuadrados para funciones no lineales.

Referencias

- [1] L. RESMI, B. ZHANG. Gamma Ray Burst Prompt Emission Variability in Synchrotron and Synchrotron Self-Compton Lightcurves, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2012.
- [2] M. ARIMOTO ET AL. Spectral-Lag Relation in GRB Pulses Detected with HETE-2, *Astronomical Society of Japan* 62, 487-499, 2010.
- [3] J.P. NORRIS, J.T. BONNELL ET AL. Long-Lag, Wide-Pulse Gamma Ray Burst, *The Astrophysical Journal*, 2005.
- [4] B. ZHANG AND P. MÉSZÁROS. Gamma-Ray Burst: Progress, problems and prospects, *International Journal of Modern Physics A* Vol. 19, No. 15 2385–2472, 2004.
- [5] T. PIRAN. The physics of gamma-ray bursts, *International Journal of Modern Physics A* Vol. 19, *Reviews of Modern Physics*, Volumen 76, 2004.
- [6] B. ZHANG. Gamma-Ray Burst Prompt Emission, *International Journal of Modern Physics D*, 2014.
- [7] B. ZHANG ET AL.. Discerning the Physical Origins of Cosmological Gamma-Ray Burst Based on Multiple Observational Criteria: The Cases of $Z = 6.7$ GRB 080913, $Z = 8.3$ GRB 090423, and Some Short/Hard GRBs., *The Astrophysical Journal*, Volume 703, 2009.
- [8] K. ARNAUD ET AL.. Xspec An X-Ray Spectral Fitting Package, HEASARC Astrophysics Science Division, 2014.
- [9] P. MÉSZÁROS. High-Energy Radiation from Magnetized Neutron Stars, *The University Chicago Press*, 1992.
- [10] G. RYBICKI. *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-Vch, 1979.
- [11] J. BLOOM. *What Are Gamma-Ray Burst?*, Princeton University Press, 2011.
- [12] G. GHISELLINI. *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, ArXiv e-prints, 2012.

- [13] B. ZHANG Y P. MÉSZÁROS. An Analysis of Gamma-Ray Burst Spectral Break Models, *The Astrophysical Journal*, 2002.
- [14] D.H. PERKINS. *Particle Astrophysics*, Oxford University, 2009.
- [15] MALCOLM S. LONGAIR. *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, 2011.
- [16] D. ANDRADE, Y N. VÁSQUEZ. Distribución de tiempos de emisión con correcciones cosmológicas de los GRBs largos, Proyecto de titulación, Escuela Politécnica Nacional, 2014.
- [17] F.A. AHARONIAN. *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation*, World Scientific, 2014.
- [18] G. ROMERO. *Introducción a la Astrofísica Relativista*, Universidad Nacional de la Plata.
- [19] G. GHIRLANDA. Spectral evolution of GRBs: new insights into their physics, Thesis submitted for the degree of “Doctor Philosophiae”, Scuola Internazionale Superiore Di Avanzati, 2002.
- [20] R. BASAK, A. R. RAO. Time-resolved spectral study of Fermi GRBs having single pulses, *Astronomical Society*, 2014.
- [21] G. GHISELLINI. Gamma ray burst: basic facts and ideas, *Proceedings IAU Symposium No. 275*, 2010.
- [22] A. BAQUERO, Y N. VÁSQUEZ. Clasificación de ráfagas de rayos gamma largas usando lag espectral y ACF con correcciones cosmológicas, Proyecto de titulación maestría en física, Escuela Politécnica Nacional, 2014.
- [23] P. MÉSZÁROS. *The high energy Universe*, Cambridge university press, 2010.
- [24] T. UKWATTA. Spectral lags and variability of Gamma-ray Bursts in the Swift era, PhD tesis, The George Washington University, 2010.
- [25] U. JACOB Y T. PIRAN. Lorentz-violation-induced arrival delays of cosmological particles, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 0801:031, 2008.
- [26] L.SHAO Y B. MA. Lorentz violation effects on astrophysical propagation of very high energy photons, *Moderns physics letters A*, 25, 3251, 2010.
- [27] ALLYN F. TENNANT. *The QDP/PLT User’s Guide*, X-RAY Astronomy Branch and NASA Marshall Space Flight Center, 1990.

- [28] W. N. VENABLES Y D. M. SMITH. An Introduction to R (version 3.1.2), 2014.
- [29] R. D. PREECE, M. S. BRIGGS, R. S. MALLOZZI, G. N. PENDLETON, D. L. BAND, & W. S. PACIESAS. The Synchrotron Shock Model Confronts a “Line of Death” in the BATSE Gamma-Ray Burst Data, *The Astrophysical Journal*, 506, L23, 1998.
- [30] E. COHEN, J. I. KATZ1 , T. PIRAN, R. SARI, R. D. PREECE & D. L. BAND. Possible Evidence for Relativistic Shocks in Gamma-Ray Bursts, *The Astrophysical Journal*, 488, 330, 1997.
- [31] PAZ BENIAMINI & TSVI PIRAN. Constraints on the Synchrotron Emission Mechanism in GRBs, *The Astrophysical Journal*, 2013.
- [32] TSVI PIRAN & RAUL JIMENEZ. On the role of GRBs on life extinction in the Universe, *Physical Review Letters*, 113, 231102, 2014.
- [33] M. G. BERNARDINI, G. GHIRLANDA ET AL. Comparing the spectral lag of short and long gamma-ray bursts and its relation with the luminosity, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2014.
- [34] T. N. UKWATTA ET AL. Spectral Lags and the Lag-Luminosity Relation: An Investigation with Swift BAT Gamma-ray Bursts, *The Astrophysical Journal*, 2010.
- [35] PHILIP R. BEVINGTON & D. KEITH ROBINSON. Data reduction and error analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill, 2003.
- [36] T. WILLIAMS Y C. KELLEY. gnuplot 4.6, An interactive Plotting Program. Gnuplot documentation. 2014.
- [37] BAND, D., J. MATTESON, L. FORD, B. SCHAEFER, D. PALMER, B. TEEGARDEN, T. CLINE, M. BRIGGS, W. PACIESAS, G. PENDLETON, G. FISHMAN, C. KOUVELIOTOU, ET AL.. BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity, *Astrophysics Journal*, 413-281, 1993.
- [38] J. HAKKILA, ET AL. Correlations between Lag, Luminosity, and duration in Gamma-ray Burst pulses. *The Astrophysical Journal*, 2008.
- [39] KOUVELIOTOU C. ET AL. Identification of two classes of gamma-ray bursts, *The Astrophysical Journal*, 413:L101-L104, 1993.
- [40] HJORTH J. & BLOOM J. The GRB-Supernova connection, *Gamma-Ray Bursts*, Cambridge Astrophysics Series 51, pp. 169-190, 2012.

- [41] QUIROLA J. & VÁSQUEZ N. Study of pulse structure and radiative mechanisms associations of long GRBs at $z \sim 1$. Proceedings of the International Astronomical Union, Symposium 313: Extragalactic Jets from every angle, 2014.