

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

DISTRIBUCIÓN DE TIEMPOS DE EMISIÓN  
CON CORRECCIONES COSMOLÓGICAS DE  
LOS GRBS LARGOS

PROYECTO DE TITULACIÓN PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL  
TÍTULO DE FÍSICO

DAVID MARCOS ANDRADE ACOSTA  
david.dbz90@gmail.com

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

Quito, Mayo 2014

## DECLARACIÓN

Yo, DAVID MARCOS ANDRADE ACOSTA, 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.

La Escuela Politécnica Nacional puede hacer uso de los derechos correspondientes a este trabajo, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su Reglamento y por la Normatividad Institucional vigente.

---

David Marcos Andrade Acosta

## CERTIFICACIÓN

Certifico que el siguiente trabajo fue desarrollado por DAVID MARCOS ANDRADE ACOSTA, bajo mi supervisión.

---

Nicolás Vásquez, 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. A mis padres y hermanos por su apoyo incondicional para el cumplimiento de mis metas. A los amigos y compañeros de la Facultad de Ciencias por la amistad y ayuda brindada.

**David Marcos Andrade Acosta**

## DEDICATORIA

A mis padres, Luis y Anita, por su cariño, paciencia y ejemplo dado para crecer como persona; y por su apoyo brindado en todas las etapas de mi vida. A mi hermana Roxana, por ser como es, con cariño y paciencia, ha estado siempre conmigo. A mi hermano Luis, por ser como es, siempre me inspiró con sus conversas de física y fue mi ejemplo a seguir para cumplir mis metas y crecer como persona. Sigue adelante allá en Manchester. A mis tíos, primos y abuelitos, sin cuyo apoyo en todo sentido sería más difícil haber llegado a la culminación de esta etapa de mi carrera.

*La única dificultad en la vida radica en entender que nada es difícil, solo es necesario comprender que la mente es un poderoso instrumento que supera cualquier adversidad.*

*La evolución moldeó el cerebro de tal forma, que conforme encuentra una barrera, la supera y luego va en busca de una nueva.*

**David Marcos Andrade Acosta**

# Índice de Contenido

<b>Lista de Figuras</b>	<b>IX</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>XIII</b>
<b>Resumen</b>	<b>XIV</b>
<b>Abstract</b>	<b>XV</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Ráfagas de Rayos Gamma</b>	<b>4</b>
2.1. Descripción . . . . .	4
2.2. Historia de los GRBs . . . . .	6
2.3. Propiedades Observacionales de los GRBs . . . . .	7
2.3.1. Energía . . . . .	7
2.3.2. Emisión temprana . . . . .	8
2.3.3. Pos-luminiscencia . . . . .	8
2.3.4. Duración . . . . .	8
2.3.5. Espectro de la emisión temprana . . . . .	9
2.4. Clasificaciones de los GRBs . . . . .	10
2.4.1. Distribución del Corrimiento al Rojo . . . . .	11
<b>3. Mecanismos de Radiación</b>	<b>13</b>
3.1. Modelo de Choques Internos . . . . .	14
3.2. Radiación Sincrotrón . . . . .	15
3.2.1. Frecuencia y Potencia . . . . .	16
3.2.2. Espectro de la Radiación Sincrotrón (Medio Ópticamente Delgado) . . . . .	17
3.3. Dispersión Compton Inverso . . . . .	19
3.3.1. Emisión de Radiación por Dispersión Compton Inverso . . . . .	20

3.4. Radiación por Procesos Sincrotrón Auto Compton . . . . .	21
3.4.1. Emisión de la Radiación por Procesos Sincrotrón Auto Compton . . . . .	22
<b>4. Instrumentación y Metodología</b>	<b>24</b>
4.1. Observatorio Espacial Swift . . . . .	24
4.2. Historia . . . . .	25
4.3. Descripción Instrumental de la Estación Espacial Swift . . . . .	25
4.4. Telescopio de Alerta de Ráfaga . . . . .	26
4.4.1. Descripción Técnica . . . . .	26
4.4.2. Detección de las Ráfagas . . . . .	27
4.5. Telescopio de Rayos X (XRT) . . . . .	29
4.6. Telescopio de Ultravioleta y Óptico (UVOT) . . . . .	30
4.7. Selección de la muestra . . . . .	31
4.8. Extracción de las Curvas de Luz . . . . .	31
4.9. Cálculo de los Tiempos de Emisión ( $t_{90}$ ) . . . . .	32
4.10. Correcciones cosmológicas de los Tiempos de Emisión . . . . .	34
4.11. Herramientas para el Análisis Estadístico . . . . .	34
4.11.1. Ajuste Gaussiano . . . . .	35
4.11.2. Correlación Lineal . . . . .	35
4.11.3. Análisis de Clustering . . . . .	36
<b>5. Análisis de Resultados</b>	<b>39</b>
5.1. Análisis en una Dimensión . . . . .	40
5.1.1. Histogramas de los Tiempos de Emisión . . . . .	40
5.2. Análisis en dos Dimensiones . . . . .	42
5.2.1. Análisis de Correlación Lineal . . . . .	42
5.2.2. Análisis de Clustering . . . . .	45
5.3. Interpretación de los Resultados . . . . .	50
5.3.1. Implicaciones en el Origen Cosmológico . . . . .	50
5.3.2. Implicaciones en los Mecanismos de Radiación . . . . .	51
<b>6. Conclusiones</b>	<b>54</b>
<b>Referencias</b>	<b>57</b>
<b>Anexos</b>	<b>61</b>
<b>A. Lista de GRBs 2006-2012</b>	<b>62</b>

<b>B. Programas en Perl</b>	<b>64</b>
<b>C. Curvas de Luz</b>	<b>70</b>



# Lista de Figuras

2.1. Distribución isotrópica de los GRBs detectados por BATSE. Fuente: NASA/CGRO, BATSE . . . . .	6
2.2. Curva característica del espectro de la emisión temprana de un GRB típico. Fuente: NASA's HEASARC. . . . .	10
2.3. Relación de la edad del Universo con el corrimiento al rojo. El intervalo temporal aproximadamente de 0 a 1.6 mil millones de años corresponde al Universo primordial, mientras que el intervalo temporal de 1.6 mil millones de años en adelante corresponde al Universo moderno. Fuente: Contemporary Physics, vol. 53 . . . . .	12
3.1. Modelo de bola de fuego "fireball". En este esquema se muestra los dos posibles escenarios de progenitores. Además, se muestra el modelo de choques internos y externos de los GRBs. Fuente: NASA's HEASARC . . . . .	15
4.1. Esquema de todos los componentes de la Estación Espacial Swift. Fuente: NASA's HEASARC . . . . .	25
4.2. Esquema de los componentes del Telescopio de Alerta de Ráfaga (BAT). Fuente: NASA's HEASARC . . . . .	26
4.3. Respuesta del detector BAT a un GRB simulado. Fuente: NASA's HEASARC . . . . .	28
4.4. Esquema del Telescopio de Rayos X. Fuente: NASA's HEASARC . . . . .	29
4.5. Esquema del Telescopio de Ultravioleta y Óptico. Fuente: NASA's HEASARC . . . . .	30
4.6. Procedimiento para encontrar el tiempo de emisión al 50% y 90%. . . . .	33
4.7. Suma acumulada de las cuentas en orden decreciente de 100 curvas de luz simuladas . . . . .	34

5.1. Histogramas de los tiempos de emisión $t_{50}$ para la muestra de 62 GRBs en las bandas de rayos X y rayos gamma. Las figuras (5.2a) y (5.2b) muestran los histogramas de los tiempos de emisión $t_{50}$ con correcciones cosmológicas en las bandas de energía (15 – 50KeV) y (50 – 150KeV), respectivamente. . . . .	40
5.2. Histogramas de los tiempos de emisión $t_{90}$ para la muestra de 62 GRBs en las bandas de rayos X y rayos gamma. Las figuras (5.2a) y (5.2b) muestran los histogramas de los tiempos de emisión $t_{90}$ con correcciones cosmológicas en las bandas de energía (15 – 50KeV) y (50 – 150KeV), respectivamente. . . . .	41
5.3. Distribución de los tiempos de emisión al 50% del flujo. La línea divisoria perpendicular corresponde a un valor de 13s, mientras que la línea horizontal corresponde a un valor de 8s. . . . .	43
5.4. Distribución de los tiempos de emisión al 90% del flujo. La línea divisoria perpendicular corresponde a un valor de 36s, mientras que la línea horizontal corresponde a un valor de 24s. . . . .	44
5.5. Análisis de clustering del $t_{50}$ en rayos X. . . . .	45
5.6. Análisis de clustering del $t_{50}$ en rayos gamma. . . . .	47
5.7. Análisis de clustering del $t_{90}$ en rayos X. . . . .	47
5.8. Análisis de clustering del $t_{90}$ en rayos gamma. . . . .	48
5.9. Análisis de clustering de la tasa de absorción de rayos X. . . . .	50
C.1. Curva de Luz GRB 060210 . . . . .	70
C.2. Curva de Luz GRB 060418 . . . . .	70
C.3. Curva de Luz GRB 060614 . . . . .	70
C.4. Curva de Luz GRB 060814 . . . . .	70
C.5. Curva de Luz GRB 061007 . . . . .	71
C.6. Curva de Luz GRB 061121 . . . . .	71
C.7. Curva de Luz GRB 061222A . . . . .	71
C.8. Curva de Luz GRB 070306 . . . . .	71
C.9. Curva de Luz GRB 070508 . . . . .	71
C.10. Curva de Luz GRB 070521 . . . . .	71
C.11. Curva de Luz GRB 070612A . . . . .	72
C.12. Curva de Luz GRB 070721B . . . . .	72
C.13. Curva de Luz GRB 071003 . . . . .	72
C.14. Curva de Luz GRB 071010B . . . . .	72
C.15. Curva de Luz GRB 080207 . . . . .	72

---

C.16.Curva de Luz GRB 080319B . . . . .	72
C.17.Curva de Luz GRB 080319C . . . . .	73
C.18.Curva de Luz GRB 080411 . . . . .	73
C.19.Curva de Luz GRB 080413A . . . . .	73
C.20.Curva de Luz GRB 080413B . . . . .	73
C.21.Curva de Luz GRB 080605 . . . . .	73
C.22.Curva de Luz GRB 080607 . . . . .	73
C.23.Curva de Luz GRB 080721 . . . . .	74
C.24.Curva de Luz GRB 080804 . . . . .	74
C.25.Curva de Luz GRB 080810 . . . . .	74
C.26.Curva de Luz GRB 080906 . . . . .	74
C.27.Curva de Luz GRB 080916A . . . . .	74
C.28.Curva de Luz GRB 081008 . . . . .	74
C.29.Curva de Luz GRB 081028A . . . . .	75
C.30.Curva de Luz GRB 081121 . . . . .	75
C.31.Curva de Luz GRB 081203A . . . . .	75
C.32.Curva de Luz GRB 081221 . . . . .	75
C.33.Curva de Luz GRB 081222 . . . . .	75
C.34.Curva de Luz GRB 090418A . . . . .	75
C.35.Curva de Luz GRB 090424 . . . . .	76
C.36.Curva de Luz GRB 090516A . . . . .	76
C.37.Curva de Luz GRB 090618 . . . . .	76
C.38.Curva de Luz GRB 090715B . . . . .	76
C.39.Curva de Luz GRB 090812 . . . . .	76
C.40.Curva de Luz GRB 090926B . . . . .	76
C.41.Curva de Luz GRB 091020 . . . . .	77
C.42.Curva de Luz GRB 091024 . . . . .	77
C.43.Curva de Luz GRB 091127 . . . . .	77
C.44.Curva de Luz GRB 091208B . . . . .	77
C.45.Curva de Luz GRB 100413A . . . . .	77
C.46.Curva de Luz GRB 100621A . . . . .	77
C.47.Curva de Luz GRB 100704A . . . . .	78
C.48.Curva de Luz GRB 100814A . . . . .	78
C.49.Curva de Luz GRB 100902A . . . . .	78
C.50.Curva de Luz GRB 100906A . . . . .	78
C.51.Curva de Luz GRB 110205A . . . . .	78
C.52.Curva de Luz GRB 110213A . . . . .	78

---

C.53.Curva de Luz GRB 110422A . . . . .	79
C.54.Curva de Luz GRB 110503A . . . . .	79
C.55.Curva de Luz GRB 110715A . . . . .	79
C.56.Curva de Luz GRB 110731A . . . . .	79
C.57.Curva de Luz GRB 110801A . . . . .	79
C.58.Curva de Luz GRB 110818A . . . . .	79
C.59.Curva de Luz GRB 111008A . . . . .	80
C.60.Curva de Luz GRB 111228A . . . . .	80
C.61.Curva de Luz GRB 120119A . . . . .	80
C.62.Curva de Luz GRB 120327A . . . . .	80

# Lista de Tablas

4.1. Parámetros del Instrumento BAT . . . . .	27
4.2. Parámetros del Instrumento XRT . . . . .	29
4.3. Parámetros del Instrumento UVOT . . . . .	31
5.1. Parámetros de ajuste Gaussiano de los histogramas de $t_{50}$ en rayos X y rayos gamma . . . . .	41
5.2. Parámetros de ajuste Gaussiano de los histogramas de $t_{90}$ en rayos X y rayos gamma . . . . .	42
5.3. Coeficientes de correlación lineal obtenidos en las distribuciones de las figuras (5.3) y (5.4) . . . . .	44
5.4. Parámetros de clustering de $t_{50}$ en rayos X. . . . .	46
5.5. Parámetros de clustering de $t_{50}$ en rayos gamma. . . . .	46
5.6. Parámetros de clustering de $t_{90}$ en rayos X. . . . .	48
5.7. Parámetros de clustering de $t_{90}$ en rayos gamma. . . . .	49
5.8. Parámetros de clustering de la tasa de absorción de rayos X . . . . .	49
A.1. Lista de GRBs 2006-2012 con sus respectivos tiempos de duración, fluencia, corrimientos al rojo, resolución temporal y sus tiempos de emisión. . . . .	63

# Resumen

Los GRBs (Gamma-Ray Bursts) son ráfagas de rayos gamma, los cuales se encuentran asociados a eventos muy energéticos en galaxias distantes y son reliquias cosmológicas con corrimientos al rojo ( $z$ ) hasta el orden de 9.4. Después del Big Bang los GRBs son los eventos más brillantes que se conocen en el Universo. La duración canónica de un GRB sugiere dos tipos de ráfagas según Kouveliotou y tres tipos de ráfagas según Horváth, sin embargo existen otros estimadores temporales que pueden caracterizar de mejor manera a la ráfaga. Uno de estos estimadores es el tiempo de emisión, que refleja los estados de alta actividad del motor central de la explosión. En el presente trabajo, se determinó los tiempos de emisión de 62 GRBs largos, detectados por el observatorio espacial Swift, con un  $z$  conocido y con una fluencia mayor a  $30 \times 10^{-7} \text{ erg/s}$ . Se escogió GRBs brillantes para evitar el sesgo en la fluencia y de esta manera tener una relación señal a ruido alta. Para encontrar estos tiempos con sus respectivas incertidumbres se procedió a realizar 100 simulaciones de Monte Carlo de las curvas de luz para cada GRB. Los tiempos de emisión se calcularon para el 50% y 90% de la fluencia total. Una vez obtenidos los tiempos de emisión en el sistema de referencia de la ráfaga, es decir, corregidos cosmológicamente, se buscó una distribución bimodal de GRBs y su vínculo con la edad del Universo. Para este análisis se utilizó un método de análisis de grupos en las distribuciones de tiempos de emisión, basado en el método de combinación Gaussiano y de acuerdo a estos resultados se propuso dos posibles tipos de GRBs largos. Adicionalmente, se propuso las implicaciones de una sub-clasificación de los GRBs largos en el sistema de referencia de la ráfaga, con sus progenitores asociados y sus posibles mecanismos de radiación.

Palabras Clave: Ráfagas de Rayos Gamma, mecanismos de radiación, progenitores, emisión temprana, tiempo de emisión.

# Abstract

Gamma Ray-Bursts (GRBs) are associated with very energetic events that occurred in far away galaxies. These events are cosmological relics with redshifts up to 9.4. After the Big Bang, GRBs are the brightest known events in the Universe. The canonical duration of a long GRB suggests that there are two types of bursts according to Kouveliotou and three types of bursts according to Horváth. Nevertheless, there are several temporal estimators which characterize the burst in a better way. One of those estimators is the emission time, which reflects the high activity states of the GRB central engine. In the present work, we found emission times of 62 long GRBs that were detected by Swift space observatory, with known redshift and a fluence greater than  $30 \times 10^{-7} \text{ erg/s}$ . We chose bright GRBs to avoid fluence biases and because we wanted to work with a high signal to noise ratio. In order to find the emission times and their respective uncertainties, we employed the Monte Carlo method to simulate 100 light curves for each GRB. The emission times were calculated for 50% and 90% of the total fluence. Once the emission times were obtained in the burst frame, i.e., cosmologically corrected, we looked for a bimodal distribution of GRBs and any link to the age of the Universe. Our analysis of emission times distributions was based on the Gaussian mixture model and, according to the results, we proposed two possible types of long bursts. Additionally, we proposed the implications of a sub-classification of long GRBs in the burst frame, with their associated progenitors and their possible radiation mechanisms.

Keywords: Gamma Ray Bursts, radiation mechanisms, progenitors, prompt emission, emission time.

# Capítulo 1

## Introducción

*Cuando lo creas todo perdido, no olvides que aún te queda el futuro, tu cerebro,  
tu voluntad y dos manos para cambiar tu destino.*

- Wernher von Braun

«Chicago Sun Times (1958)»

Cerca de medio siglo ha pasado desde el lanzamiento de satélites estadounidenses Vela para detectar posibles pruebas nucleares provenientes de la URSS, que llevaron al descubrimiento de las ráfagas de rayos gamma de origen cósmico. Desde ese momento, las incógnitas que se plantean en torno a estos fenómenos astrofísicos han intrigado a generaciones de científicos. Muchas preguntas han sido respondidas, pero todavía restan muchas por responder: es difícil concebir los mecanismos subyacentes para lograr que una ráfaga de rayos gamma alcance energías de miles de millones de veces la energía isotrópica liberada por el sol<sup>1</sup>, alrededor de  $10^{53} \text{ergs}$  [24].

Los GRBs son pulsos intensos y cortos de radiación gamma de baja energía. Estos eventos se originan en galaxias muy lejanas, es decir, son de origen cosmológico [22, 23]. Los GRBs son conocidos por tener duraciones en el orden de segundos y se encuentran distribuidos isotrópicamente en el cielo [24]. Estos eventos cosmológicos son buenos candidatos para el estudio del Universo, no solo del Universo moderno sino del Universo primordial. Los GRBs aportan información del lugar donde ocurrieron y de su posible origen. Debido a que se tiene una gran variedad de GRBs detectados con corrimientos al rojo conocidos, estos brindan la oportunidad de caracterizar la evolución temporal del Universo, desde sus primeros millo-

---

<sup>1</sup>La energía isotrópica liberada por el sol se encuentra en el orden de  $10^{30} \text{ergs}$ .



---

nes de años de formación hasta la actualidad [37]. Por lo tanto, los GRBs son uno de los mejores candidatos para el estudio de la evolución del Universo.

Fenomenológicamente, las ráfagas de rayos gamma han sido clasificadas según su duración en dos clases: Largos, con espectro suave y cortos, con espectro duro [18, 39]. Este estimador temporal es conocido como  $T_{90}$  y representa el tiempo en el que se emite el 90% de la energía. Eventualmente, el mayor logro del estudio de los GRBs es identificar el origen físico de cada uno de estos, incluyendo el sistema del progenitor y el motor central. De todos los modelos que se han propuesto para lograr identificar su origen, solamente dos categorías de los modelos de progenitor son lo suficientemente convincentes [39]. En la literatura, algunos esquemas de la clasificación de GRBs han sido discutidos [5, 18, 17, 26, 39]. Estrictamente hablando, estas no son clasificaciones de GRBs, pero son clasificaciones de los modelos que interpretan los datos de los GRBs. Para realizar estos esquemas de clasificación, se necesitan un conjunto de datos observacionales, con sus respectivas incertidumbres de tipo instrumental, y posteriormente clasificar a los GRBs. Las clases de GRBs definidas por los datos fenomenológicos no conllevan a significados físicos, y modelos teóricos son necesarios para clarificar si las diferentes clases fenomenológicas de GRBs poseen diferente origen físico [5, 8, 21, 35].

El esquema de la clasificación fenomenológica de los GRBs posee un inconveniente, es decir, cada parámetro que se puede medir depende fuertemente del instrumento. Por ejemplo,  $T_{90}$  depende fuertemente de la energía, así que en un GRB corto en una banda de alta energía podría llegar a ser un GRB largo en bandas de menor energía [39]. Un esquema de clasificación físico depende de los modelos teóricos que interpretan los datos. Como resultado existe una gran dificultad de asociar a una ráfaga en particular con una categoría de un modelo en particular. Debido a la sensibilidad de los detectores en todas las longitudes de onda [2, 9], es posible derivar un conjunto de criterios que pueden ser usados para asociar a un GRB con una categoría de un modelo particular.

Muchos criterios observacionales han sido utilizados para asociar a un GRB con un modelo particular, entre estos criterios podemos encontrar parámetros temporales, parámetros espectrales y de energía [18, 16, 7, 39]. Estos criterios además de permitir asociar un GRB a un modelo teórico, nos permiten caracterizar el lugar de origen. Utilizando estos estimadores se han determinado varias correlaciones que demuestran que los GRBs son trazadores cosmológicos, debido a la variedad de GRBs con corrimientos al rojo conocidos [1, 14]. Sin embargo, no se puede entender porque existe este comportamiento. Para este trabajo solo se utilizó parámetros temporales [20]. Se utilizó estos tipos de parámetros, ya que son susceptibles a la

expansión del Universo y lo que se busca es establecer si algún tipo de duración está relacionada con el origen del GRB y con el lugar en donde ocurrió el evento. Además, los parámetros temporales son independientes del ángulo de apertura del jet y caracterizan la escala temporal del evento [20]. En este trabajo no se involucró otros criterios observacionales para buscar posibles correlaciones en los eventos ya que, como se mencionó, existen otros tipos de correlaciones y no se pretende verificar este tipo de estudios.

En este trabajo se estableció una bimodalidad de los tiempos de emisión de los GRBs largos con correcciones cosmológicas y para este fin, en el capítulo 2 se describen las propiedades generales de los GRBs. Entre las propiedades generales se resalta la duración del evento. En esta sección se explicará los parámetros temporales definidos en base a los criterios de observación y sus ventajas para asociar GRBs a modelos teóricos. En el capítulo 3 se presenta el modelo de la bola de fuego "fireball " y los posibles mecanismos de radiación con sus implicaciones en la generación de las ráfagas de rayos gamma observadas. La radiación sincrotrón, la radiación por procesos Compton inverso y la radiación por procesos sincrotrón auto Compton se muestran en este capítulo. Para esto, se realizó un análisis de cada mecanismo, y principalmente se puso énfasis en la radiación sincrotrón, ya que posiblemente es el mecanismo natural principal que describen las emisiones de las ráfagas de rayos gamma observadas. En el capítulo 4 se muestra una descripción de la instrumentación que nos proporciona la base de datos para la selección de la muestra. Además, se presenta los métodos de procesamiento para la extracción de las curvas de luz para nuestra muestra de 62 GRBs detectados por Swift, el método para la obtención de las 100 simulaciones de Monte Carlo de cada GRB y se presenta una descripción de las herramientas estadísticas utilizadas para el posterior análisis de subclases en los GRBs largos. Finalmente, en el capítulo 5 se presenta los resultados donde se sugiere que el estimador temporal llamado tiempo de emisión si es sensible a la expansión cosmológica, y puede ayudar a proponer o mejorar los modelos de progenitores en consistencia con la distancia recorrida, y de esta manera mejorar nuestro entendimiento de los fenómenos astrofísicos que gobiernan nuestro Universo.

# Capítulo 2

## Ráfagas de Rayos Gamma

*Una nueva verdad científica no suele imponerse convenciendo a sus oponentes sino más bien porque sus oponentes desaparecen paulatinamente y (son sustituidos por) una nueva generación familiarizada desde el principio con la (nueva) verdad.*

- Max Karl Ernst Ludwig Planck  
«Leipzig (1948)»

### 2.1. Descripción

Las Ráfagas de Rayos Gamma (GRBs) son pulsos intensos y cortos de radiación de alta energía. Estas ráfagas tienen una duración temporal que va desde una fracción de segundo hasta varios cientos de segundos. Los GRBs tienen su origen en distancias cosmológicas, y provienen de distintas direcciones del espacio [22, 23, 10]. Las fluencias observadas se encuentran en un rango desde  $10^{-4} \text{ ergs/cm}^2$  hasta  $10^{-7} \text{ ergs/cm}^2$  (El límite inferior depende de las características del detector y no de las ráfagas) [3]. La luminosidad isotrópica correspondiente es  $10^{51} - 10^{52} \text{ ergs/s}$ , evidenciando a los GRBs como los objetos más luminosos del espacio. Sin embargo, se conoce que la mayoría de los GRBs están confinados en un haz estrecho "jet" con energías en el orden de  $10^{51} \text{ ergs}$ , haciéndoles comparables con la energía total liberada en una supernova [24]. Se define como

#### **Definición 2.1**

*jet*, a un chorro de materia relativista que es emitido a lo largo del eje de rotación de un objeto compacto. Generalmente se encuentran asociados a discos de acreción.

Donde se define a un

**Definición 2.2**

**disco de acreción**, como una estructura de materia en forma de disco alrededor de un objeto central masivo.

Los GRBs son seguidos de una pos-luminiscencia de menor energía, con emisiones de larga duración en las bandas de energía de rayos X, óptico y ondas de radio [37]. Las ondas de radio en algunos casos han sido observadas varios años después de la ráfaga [24]. La detección precisa de la pos-luminiscencia ha hecho posible la identificación de las galaxias anfitrionas de los GRBs, y a la vez ha permitido detectar los correspondientes corrimientos al rojo (redshift), con rangos del orden de 0.0085 (GRB 980425) hasta 9.4 (GRB 090429) [10]. Se define como

**Definición 2.3**

**galaxia anfitriona**, a aquella galaxia en la cual reside el progenitor del GRB observado.

Dentro de las galaxias anfitrionas existen pruebas de que los GRBs surgen de regiones con alta tasa de formación estelar [24].

Si bien no todas las características observadas han sido entendidas, existe un acuerdo general entre las observaciones y el modelo de la bola de fuego (fireball) [37]. De acuerdo con este modelo los GRBs son generados cuando la energía cinética de un flujo ultra-relativista se disipa. El GRB en sí se produce por una disipación energética interna (sin colisiones) dentro del flujo, mientras que la post-luminiscencia se produce a través de los choques externos con el medio circundante a la ráfaga [24].

Los requerimientos energéticos y las escalas de tiempo sugieren que los GRBs involucran la creación de un agujero negro a través de un evento catastrófico como el colapso estelar o posiblemente la fusión de estrellas de neutrones [5, 35]. La duración de la actividad, puede ser un indicador del tipo de modelo físico que describe al motor del progenitor. Para el caso en el que la duración de la actividad sea de varias decenas de segundos, el motor interno debe basarse en un agujero negro de acreción. Por otro lado, la evidencia de la asociación de los GRBs con regiones de formación estelar sugiere que los progenitores son estrellas masivas [5]. Se define como

**Definición 2.4**

**progenitor**, al tipo de sistema astrofísico que puede originar la radiación de los GRBs observados<sup>1</sup>.

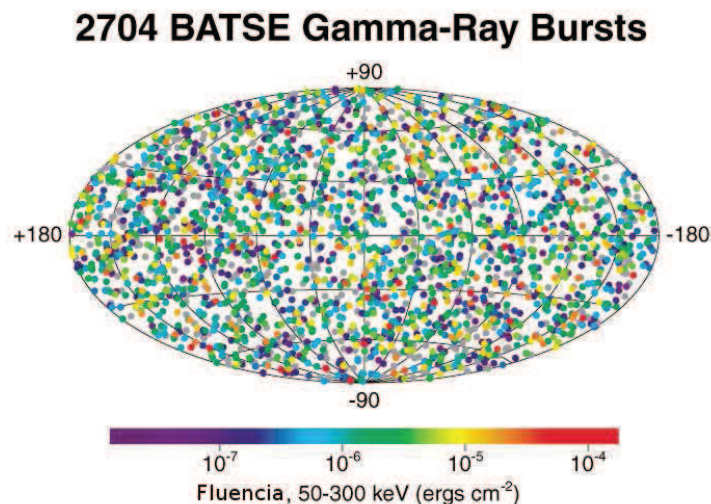
---

<sup>1</sup>Los modelos más aceptados de progenitor son el colapso de una estrella masiva, agujero negro con disco de acreción, magnetares y la fusión de estrellas compactas.

## 2.2. Historia de los GRBs

Las Ráfagas de Rayos Gamma fueron detectadas por primera vez en la década de 1960 por los satélites estadounidenses VELA. El objetivo de estos satélites fue observar posibles emisiones de rayos gamma provenientes de las pruebas nucleares de la Unión Soviética. Estos satélites estaban equipados con detectores de rayos X, rayos gamma y un detector de neutrones. Debido a que este descubrimiento era considerado clasificado, recién en 1973 se publicó un artículo de los GRBs por Ray Klebesadel, Ian Strong y Roy Olson del Laboratorio Nacional de Los Alamos. En este artículo titulado "Observaciones de las Ráfagas de Rayos Gamma de Origen Cosmológico", se reportaron 16 GRBs que fueron detectados desde julio de 1969 hasta julio de 1972.

Los estudios de los GRBs en años posteriores fueron escasos debido a la falta de instrumentación. Esto cambió radicalmente a partir del 5 de abril de 1991 cuando la NASA puso en órbita al Observatorio de Rayos Gamma Compton (CGRO Compton Gamma-Ray Observatory). Dentro de este satélite se encontraba el experimento BATSE (Burst And Transient Source Experiment), el cual detectó alrededor de 2700 GRBs en nueve años. Los datos de BATSE probaron que las ráfagas de rayos gamma se encuentran distribuidas isotrópicamente en el espacio, y no estaban concentradas a lo largo del plano de la Vía Láctea. También se determinó que los GRBs tienen energías enormes. En la Fig. (2.1) se puede observar la distribución isotrópica de los GRBs detectados por BATSE.



**Figura 2.1:** Distribución isotrópica de los GRBs detectados por BATSE. Fuente: NASA/C-GRO, BATSE

El gran número de GRBs detectados por el experimento BATSE permitió la primera clasificación de los GRBs. Esta clasificación se basa en el tiempo de duración del flujo recibido, diferenciándolos en GRBs largos con una duración mayor a los 2 segundos y GRBs cortos con una duración de menor a los 2 segundos.

El 30 de abril de 1996 el satélite BeppoSAX fue puesto en órbita. Posteriormente el 28 de febrero de 1997 el satélite BeppoSAX permitió a los astrónomos detectar una post-luminiscencia de rayos X asociado al GRB 970228 por primera vez. Este evento fue el comienzo de los estudios de las post-luminiscencias en GRBs permitiendo medir el corrimiento al rojo, demostrando el origen extragaláctico de los GRBs.

El 23 de enero de 1999 se detectó la post-luminiscencia del GRB 990123 luego de pocos segundos de la ráfaga inicial. A través de un minucioso análisis, los astrónomos determinaron que la energía es canalizada en un jet y es detectada únicamente si el jet se dirige hacia la Tierra [37].

El 9 de octubre del año 2000, el satélite espacial HETE (High Energy Transient Explorer) fue puesto en órbita. Este satélite fue diseñado para identificar y detectar rápidamente la posición de las ráfagas de rayos gamma, y luego transmitirlos a los telescopios ubicados en tierra. Esto permitió que se realicen estudios de las fases iniciales de los GRBs así como una mejor estimación del corrimiento al rojo.

El 17 de noviembre de 2004, el observatorio espacial Swift de la NASA fue lanzado. Este satélite lleva detectores para observar a los GRBs y sus post-luminiscencias en rayos X, ultravioleta y el espectro visible [2, 9]. Este satélite permitió mejorar los estudios de las galaxias anfitrionas y los progenitores, estableciendo una diferencia intrínseca entre los GRBs largos y cortos.

El 11 de junio de 2008, el telescopio espacial Fermi FGST (Fermi Gamma Ray Space Telescope) fue puesto en órbita. Se espera que los próximos estudios basados en los datos del telescopio espacial Fermi, ayuden a entender la naturaleza del motor del GRB, así como de los procesos de radiación.

## 2.3. Propiedades Observacionales de los GRBs

### 2.3.1. Energía

Los GRBs, después del Big Bang son los eventos astrofísicos más energéticos y brillantes del Universo. Las fluencias están dentro del rango de  $10^{-4} \text{ ergs/cm}^2$  hasta  $10^{-7} \text{ ergs/cm}^2$  que corresponde a una luminosidad isotrópica de  $10^{51} - 10^{52} \text{ ergs/s}$  [24, 3]. Estos tienen un rango de duración que va desde fracciones de segundo hasta

cientos de segundos y provienen desde lugares en el Universo que se encuentran a distancias cosmológicas de la Tierra [22, 23].

### 2.3.2. Emisión temprana

La emisión temprana tiene su origen en la disipación de energía cinética de un flujo de partículas relativistas en el momento de la creación de la ráfaga [24]. La emisión temprana se define operacionalmente con el periodo de tiempo en que el detector de rayos gamma registra una señal por encima de las emisiones de menor energía, y pueden ocurrir en la banda visible tanto como en la banda de radio. El espectro de la emisión temprana es de naturaleza no térmica [38]. El pico del flujo de energía está en un rango que va desde unos pocos Kev hasta los GeV. Los espectros varían mucho si se los compara con otros GRBs.

### 2.3.3. Pos-luminiscencia

Posterior a la emisión temprana, los GRBs vienen acompañados por una emisión de menor energía de radiación electromagnética, debido a la colisión del plasma relativista con el medio interestelar circundante a la ráfaga [37]. La duración temporal de la post-luminiscencia puede llegar a ser de hasta días, por este motivo han sido ampliamente estudiadas, y son de gran importancia para medir el corrimiento al rojo respectivo al GRB. Con el corrimiento al rojo posteriormente se identifica la galaxia anfitriona.

### 2.3.4. Duración

La estructura temporal de las emisiones varía desde 0.01 segundos hasta más de 100 segundos [24]. Las medidas comunes para la medición son el  $T_{90}$  y el  $T_{50}$ , que corresponde al tiempo en el cual se detecta el 90% y 50% de la fluencia del GRB [18, 20]. Sin embargo, en teoría no se sabe exáctamente que escala temporal refleja la duración de un GRB de mejor manera. Existen otras tres escalas temporales relevantes. La primera es la duración de la actividad del motor central  $t_{motor}$ . Esta corresponde a la escala temporal de acreción de un modelo de motor central alimentado por acreción. La segunda escala temporal es  $t_{jet}$  durante el cual el jet relativista es emitido. En principio, puede existir épocas durante las cuales un jet es emitido, pero no es relativista o no es lo suficientemente relativista para emitir los rayos gamma observados. Este tiempo correspondería al tiempo de emisión, el cual se define como el tiempo en el cual se emite el  $N\%$  de la fluencia integrada,

i.e., este estimador excluye los intervalos de tiempo en los cuales ocurre la menor emisión de energía [20]. La tercera escala temporal, es la escala temporal de disipación de energía  $t_{dis}$ . Las observaciones de Swift sugieren que la emisión temprana de un GRB se produce en el medio circundante interno [38]. Esto requiere que el jet relativista disipe energía internamente antes de ser desacelerado por el medio circundante externo. La disipación puede ser mediante choques internos o reconexión magnética [39]. En general la duración del GRB observado  $T_{90}$  (el cual también depende de la banda de energía y el límite de sensibilidad del detector) debería satisfacer:

$$T_{90} \leq t_{dis} \leq t_{jet} \leq t_{motor}. \quad (2.1)$$

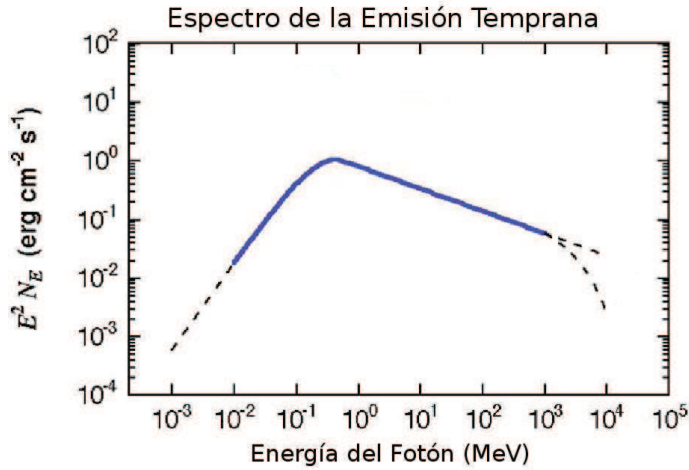
En muchos estudios se asume  $T_{90} \sim t_{motor} \sim t_{jet} \sim t_{dis}$  [39]. Si  $T_{90}$  es igual o al menos proporcional a  $t_{motor}$ , entonces la información de duración puede estar vinculada a las propiedades de los progenitores de los GRBs. Los progenitores de GRBs asociados a estrellas masivas tienen una envoltura masiva, la cual puede generar un GRB de larga duración, a través de acreción. De acuerdo al escenario de colapso [35], la duración de la ráfaga es definida por la escala temporal del repliegue de la envoltura, el cual tiene un valor típico de 10s. El modelo por lo tanto sugiere que estos GRBs deberían tener típicamente largas duraciones. Por otro lado, las fusiones de estrellas de neutrones y una estrella de neutrones con un agujero negro tienen típicamente una escala temporal de acreción de  $\sim 0.01s - 0.1s$  [39]. Por lo tanto los GRBs asociados a fusiones de estrellas compactas deberían tener típicamente cortas duraciones [21]. En efecto, 1s de duración de la ráfaga es demasiado grande para encajar dentro de los escenarios de fusión simple [21]. En la era de Swift se descubrió que las emisiones de rayos X prevalecen en más de la mitad de GRBs. Esto sugiere que la actividad del motor central del GRB no está limitada a la fase temprana, y es mucho más grande que  $T_{90}$  en ambos GRBs, largos y cortos.

### 2.3.5. Espectro de la emisión temprana

El espectro de la emisión temprana es de origen no térmico. Los picos del flujo de energía se encuentran en el orden de unos pocos cientos de (KeV) y en algunas ráfagas hay una larga cola de alta energía que se extiende hasta el orden de (GeV). Teóricamente, la pendiente espectral está cercanamente relacionada con el mecanismo de aceleración de las partículas [39]. El espectro del GRB está usualmente modelado con una ley empírica de potencia, llamada función de Band Ec.(2.2).



Tres parámetros espectrales independientes se encuentran involucrados en esta ecuación. El primer parámetro ( $\alpha$ ) corresponde al índice espectral del fotón de baja energía, el segundo parámetro ( $\beta$ ) corresponde al índice espectral del fotón de alta energía, y el tercer parámetro ( $E_0$ ) corresponde a la transición de energía o el  $E_p$  para  $\beta < -2$ , donde  $E_p$  es el pico de energía del espectro de la emisión temprana y se define  $E_p = E_0(2 - \alpha)$  [37]. En la Fig(2.2) se muestra el espectro de la emisión temprana de un GRB típico.



**Figura 2.2:** Curva característica del espectro de la emisión temprana de un GRB típico. Fuente: NASA's HEASARC.

$$N(E) = \begin{cases} E^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), & \text{si, } E \leq (\alpha - \beta)E_0 \\ [(\alpha - \beta)E_0]^{(\alpha - \beta)} E^\beta \exp(\beta - \alpha), & \text{si, } E > (\alpha - \beta)E_0 \end{cases} \quad (2.2)$$

## 2.4. Clasificaciones de los GRBs

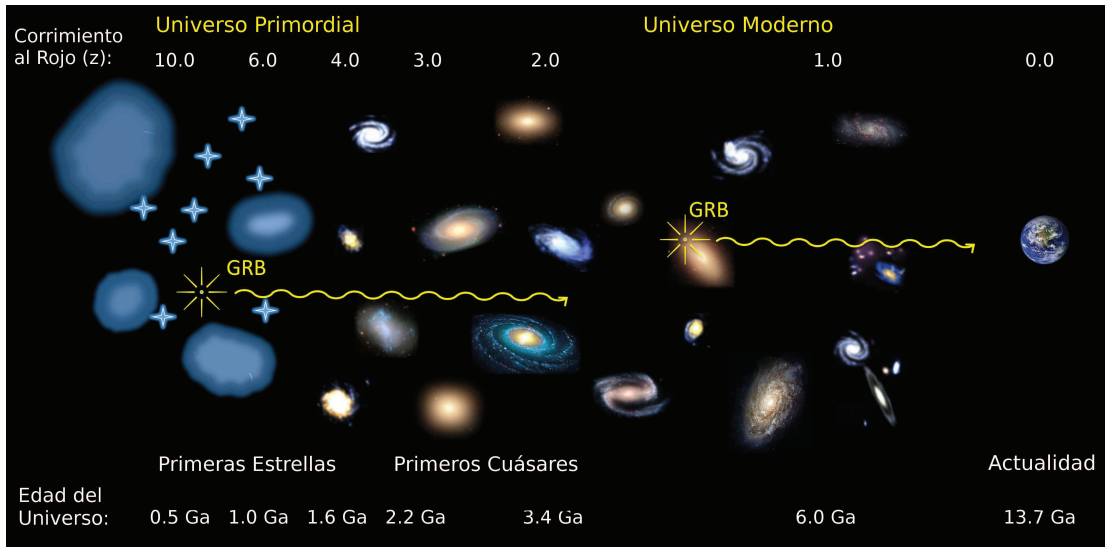
La clasificación canónica de GRBs establece 2 tipos, cortos ( $T_{90} < 2s$ ) y largos ( $T_{90} > 2s$ ) [18], basándose en el flujo total recibido en el detector de rayos X y gamma. Los GRBs cortos generalmente tienen un espectro duro (rayos X de mayor energía), mientras que los GRBs largos tienen un espectro más suave (rayos X de menor energía). Sin embargo, existe evidencia de una tercera clase de GRBs, mostrando una bimodalidad en la distribución del  $T_{90}$  en los GRBs largos [16, 17]. Otros estudios, basados en la ACF (Función de Auto-Correlación), reportan una bimodalidad al tomar en cuenta la dilatación cósmica del tiempo para una muestra de 16 GRBs [6]. Recientes estudios introducen otros criterios observacionales que reportan una bimodalidad en los GRBs [26, 31]. Los últimos estudios tienen

en cuenta el origen cosmológico y en la asociación de un GRB a un modelo físico, sugiriendo dos tipos de GRBs [39].

1. GRBs tipo I (o GRBs de estrella compacta) son aquellos GRBs que están asociados con los modelos teóricos que involucran explosiones de estrellas compactas asociados con poblaciones estelares evolucionadas. Los posibles sistemas del progenitor incluyen fusión de estrellas de neutrones [22, 21], fusión de una estrella de neutrones con un agujero negro [23], y posiblemente fusiones de un agujero negro con una enana blanca o una estrella de neutrones con una enana blanca.
2. GRBs tipo II (o GRBs de estrella masiva) son aquellos GRBs que están asociados con modelos teóricos que involucran explosiones en poblaciones estelares jóvenes y asociados con estrellas masivas. En este modelo se tiene colapsos de estrellas solitarias [35] o colapsos de estrellas masivas en sistemas binarios. Las definiciones de GRBs tipo I/II están basadas en los modelos físicos que pueden ser asociados a las propiedades observacionales. Las conexiones entre las propiedades del modelo físico y los criterios observacionales no son sencillas, y probablemente muy complicadas para algunos GRBs.

### 2.4.1. Distribución del Corrimiento al Rojo

Estadísticamente, las distribuciones del corrimiento al rojo de los GRBs tipo I y tipo II son diferentes. Los GRBs tipo II generalmente dejan rastro de la historia de la formación estelar del Universo [39]. Se espera que los GRBs tipo I sean "retrasados" con respecto a la formación estelar debido al tiempo de fusión largo asociado con la contracción de la órbita del sistema binario debido a la radiación gravitacional. En promedio, se estima que el corrimiento al rojo medio de los GRBs tipo I sea menor que en los GRBs tipo II. Esto corresponde a que el origen de los GRBs tipo II está asociado a la época del Universo primordial, mientras que los GRBs tipo I están asociados a un Universo moderno en el cuál existen galaxias y las estrellas ya evolucionan de acuerdo al modelo de evolución estelar actual [39]. En la Fig (2.3) se muestra la relación de la edad del universo con el corrimiento al rojo ( $z$ ).



**Figura 2.3:** Relación de la edad del Universo con el corrimiento al rojo. El intervalo temporal aproximadamente de 0 a 1.6 mil millones de años corresponde al Universo primordial, mientras que el intervalo temporal de 1.6 mil millones de años en adelante corresponde al Universo moderno. Fuente: Contemporary Physics, vol. 53

## Capítulo 3

# Mecanismos de Radiación

*El Universo es hostil sólo cuando usted no conoce sus leyes.  
Para aquellos que las conocen y obedecen,  
el Universo es amigable.*  
- Wernher von Braun  
«Chicago Sun Times (1958)»

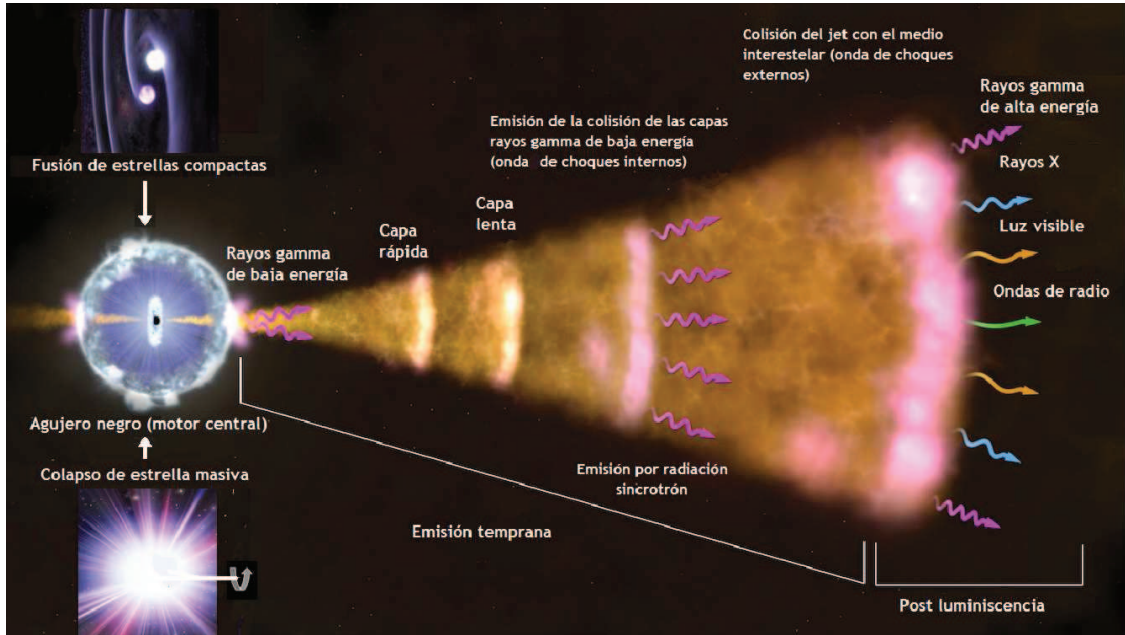
La materia relativista eyectada por el progenitor de la ráfaga de rayos gamma al interactuar con el medio circundante (campos electromagnéticos, medio interestelar, viento interestelar o entre materia relativista) genera la radiación observada [24]. El origen no térmico del espectro de la emisión temprana [24, 39, 40], indica que el origen de la radiación se debe a otros mecanismos, sean radiactivos o electromagnéticos. Un modelo teórico que explica los posibles mecanismos de radiación es el modelo de la bola de fuego (fireball) [24]. En la Fig. (3.1) se muestra un esquema detallado del modelo de "fireball". De acuerdo a este modelo los GRBs se producen cuando la energía de un flujo ultra-relativista se disipa. La emisión temprana del GRB se produce por una disipación interna dentro del flujo (choques internos sin colisión), mientras que la post luminiscencia se produce vía choques externos con el medio circundante. El principal mecanismo de radiación introducido en el modelo de "fireball" para interpretar la emisión temprana de los GRBs es la radiación sincrotrón [24, 37]. Este es el mecanismo natural que interpreta de mejor manera la emisión temprana [19, 37]. Otros mecanismos naturales involucran a la emisión por radiación Compton Inverso o por procesos sincrotrón auto-Compton. En esta sección se describirán estos mecanismos de radiación que originan las ráfagas de rayos gamma, y se detallarán las condiciones para las cuales estos mecanismos naturales generan la radiación observada.

### 3.1. Modelo de Choques Internos

En este modelo, el  $E_p$  del rayo gamma puede ser definido por radiación sincrotrón o sincrotrón auto-Compton (SAC). En general, se escribe  $E_p \sim \Gamma \hbar \gamma_e^k (eB'/mc)$ , donde  $k = (2,4)$  para sincrotrón y SAC, respectivamente. Más adelante se explica los demás símbolos usados. Dado que la intensidad de campo magnético comóvil en el flujo de eyección satisface  $B' \propto L^{1/2} R^{-1} \Gamma^{-1}$  tanto para la ordenada y la componente magnética aleatoria [39], se tiene:

$$E_p^{CI} \propto \gamma_e^k L^{1/2} R^{-1} (1+z)^{-1} \propto \gamma_e^k L^{1/2} \Gamma^{-2} \delta t^{-1} (1+z)^{-1}, \quad (3.1)$$

donde  $CI$  hace referencia a choques internos,  $L$  es la luminosidad cinética inicial de la eyección,  $\delta t$  es la escala temporal de variabilidad del viento de eyección inestable, y el radio del choque interno es  $R \sim \Gamma^2 \delta t$ . El  $\gamma_e$  es el factor de Lorentz característico de los electrones que contribuyen a la emisión en  $E_p$ ,  $\hbar$  es la constante de Planck normalizada  $\hbar = h/2\pi$ ,  $m$  y  $e$  son la masa y la carga del electrón, respectivamente. Según la condición de disipación energética rápida, ver (Sección 3.2), que generalmente se cumple para los choques internos,  $\gamma_e$  está asociada a la energía mínima de "inyección" de los electrones, la cual está relacionada al factor de Lorentz "relativo" entre las dos capas de colisión  $\Gamma_{rl}$ , i.e.,  $\gamma_e \propto \Gamma_{rl} \sim (\Gamma_r/\Gamma_l + \Gamma_l/\Gamma_r)/2$ , donde  $\Gamma_r$  y  $\Gamma_l$  son los factores de Lorentz para las capas rápidas y lentas, respectivamente. En el modelo tradicional de choques internos, la escala temporal de variabilidad  $\delta t$  de la eyección puede ser derivada a partir de la observación. Alternativamente, es posible que la variabilidad en las curvas de luz del GRB pueda ser causada por otros mecanismos, como turbulencias relativistas dentro de la región de emisión [21]. Físicamente, los flujos de salida de los GRBs asociados a estrellas compactas pueden directamente llevar la información de la variabilidad desde el motor central interior, i.e., la escala temporal dinámica del toroide de acreción interna alrededor del agujero negro [35],  $\delta t \sim t_{dinámico} \sim 12\sqrt{3}\pi(GM_{an}/c^3) \sim 1(M_{an}/3M_\odot)$  ms (donde  $M_{an}$  es la masa del agujero negro), o el periodo de giro del magnetar central o agujero negro,  $\delta t \sim P_{motor} \sim 1$  ms. Por otro lado, un jet asociado a una explosión de una estrella, necesita traspasar una capa estelar densa, de modo que la información temporal inicial desde el motor central interno puede ser regulada [39]. En la Fig (3.1) se muestra estos dos posibles escenarios de progenitores. Tomando en cuenta estas complicaciones, se puede comparar el valor esperado de  $E_p$  para los GRBs asociados a estrellas compactas y estrellas masivas basados en la Ec. (3.2). En promedio, los GRBs asociados a estrellas compactas tienen una luminosidad de rayos gamma isotrópica  $L$  2 a 3 órdenes de magnitud más pequeña que los



**Figura 3.1:** Modelo de bola de fuego "fireball". En este esquema se muestra los dos posibles escenarios de progenitores. Además, se muestra el modelo de choques internos y externos de los GRBs. Fuente: NASA's HEASARC

GRBs asociados a estrellas masivas. Por otro lado,  $\delta t$  de GRBs asociados a estrellas compactas, puede ser más pequeño que los de GRBs asociados a estrellas masivas por 2 a 3 órdenes de magnitud. Esto resulta:

$$\frac{E_p^{CI(I)}}{E_p^{CI(II)}} \sim (10 - 30) \frac{[\gamma_e^k \Gamma^{-2} (1+z)^{-1}](I)}{[\gamma_e^k \Gamma^{-2} (1+z)^{-1}](II)}. \quad (3.2)$$

Si  $\gamma_e \propto \Gamma$ , esto sugiere que el espectro de los GRBs asociados a estrellas compactas pueden ser más duros que los espectros de GRBs asociados a estrellas masivas. Esto ocurre tanto para el modelo sincrotrón ( $k = 2$ , independientemente del valor de  $\Gamma$ ) como para el modelo sincrotrón auto-Compton ( $k = 4$ , se tiene que  $E_p$  es positivamente dependiente en  $\Gamma$ ). Un corrimiento al rojo  $z$  sistemáticamente pequeño también ayuda a incrementar el contraste en la dureza entre los dos casos [39].

## 3.2. Radiación Sincrotrón

Las partículas cargadas como los electrones o los protones al interactuar con un campo electromagnético, experimentan una fuerza conocida como la fuerza de Lorentz, Ec. (3.3). Esta fuerza confina las partículas dentro de trayectorias circulares o elicoidales, al ser un movimiento periódico se asocia una frecuencia de giro

a la partícula. Las partículas cargadas con velocidades no relativistas en presencia de un campo magnético emiten radiación, la cual es proporcional a la frecuencia de la partícula y es conocida como la radiación ciclotrón [27].

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.3)$$

Para partículas con velocidades relativistas el espectro de frecuencias es más complejo que para el caso de la radiación ciclotrón. La radiación emitida por estas partículas relativistas en presencia de un campo magnético se le conoce como radiación sincrotrón. La radiación sincrotrón juega un papel importante en la emisión temprana de los GRBs y sus post-luminiscencias [19, 38]. Una característica importante de la emisión sincrotrón es su polarización. Observaciones de la polarización en las post-luminiscencias de los GRBs y en algunos casos en la emisión temprana, sustentan la idea de que en efecto está presente la emisión sincrotrón [24]. A continuación, revisaremos algunas características básicas de la emisión sincrotrón, enfocándonos en los aspectos relevantes para los GRBs.

### 3.2.1. Frecuencia y Potencia

La energía típica de los fotones sincrotrón, así como el tiempo de disipación energética, depende del factor de Lorentz  $\gamma_e$  del electrón relativista y de la intensidad del campo magnético [39]. Si el plasma emisor se mueve con un factor de Lorentz  $\Gamma$ , los fotones muestran un corrimiento al azul. La energía característica del fotón en el sistema de referencia del observador está dada por la siguiente expresión:

$$(h\nu_{sin})_{obs} = \frac{\hbar q_e B}{m_e c} \gamma_e^2 \Gamma, \quad (3.4)$$

donde  $q_e$  es la carga del electrón y  $B$  es el campo magnético. La potencia emitida, en el sistema de referencia local, de un electrón debido a la radiación sincrotrón es:

$$P_{sin} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma_e^2, \quad (3.5)$$

Donde  $U_B \equiv B^2/8\pi \equiv \epsilon_B e$  es la densidad de energía magnética y  $\sigma_T$  es la sección eficaz de Thompson. El tiempo de disipación energética del electrón en el sistema de referencia del fluido es entonces  $\gamma_e m_e c^2 / P$ . El tiempo de disipación observado  $t_{sin}$  es más corto por un factor  $\Gamma$ ,

$$t_{sin}(\gamma_e) = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B \gamma_e \Gamma}. \quad (3.6)$$

Sustituyendo el valor de  $\gamma_e$  de la Ec. (3.4) en la Ec. (3.5) se obtiene la escala del tiempo de disipación como función de la energía del fotón observada:

$$t_s(\nu) = \frac{3}{\sigma_T} \sqrt{\frac{2\pi c m_e q_e}{B^3 \Gamma}} \nu^{-1/2}. \quad (3.7)$$

Debido a que  $\gamma_e$  no aparece explícito en la Ec.(3.7),  $t_{sin}$  a una frecuencia observada dada es independiente de la distribución de energía de los electrones en el choque. Esto ocurre siempre que haya electrones con el  $\gamma_e$  requerido, de esta manera habrá emisión en la frecuencia considerada. La Ec. (3.6) muestra la relación característica  $t_{sin} \propto \nu^{-1/2}$ . El tiempo de disipación energética calculado anteriormente establece un límite inferior a la escala de tiempo de variabilidad de un GRB, porque la ráfaga no puede contener picos que sean más cortos que su tiempo de disipación [37]. Las observaciones de los GRBs típicamente muestran picos asimétricos en la intensidad, donde un pico generalmente tiene un rápido crecimiento y un decaimiento lento. Una posible explicación de esta observación es que la emisión por sincrotrón ocurre rápidamente y el tiempo de crecimiento del pico está relacionado con el tiempo de disipación energética [27]. El tiempo de decaimiento está entonces establecido por la disipación de energía, por lo que la anchura de los picos mide directamente el tiempo de disipación de la energía de los electrones.

### 3.2.2. Espectro de la Radiación Sincrotrón (Medio Ópticamente Delgado)

El espectro sincrotrón instantáneo de un electrón relativista con una energía inicial  $\gamma_e m_e c^2$  se expresa con una ley de potencias de la forma  $F_\nu \propto \nu^{1/3}$  hasta  $\nu_{sin}(\gamma_e)$  y para un valor superior a esta frecuencia el espectro se expresa con un decaimiento exponencial. La potencia máxima se produce a  $\nu_{sin}(\gamma_e)$ , donde tiene un valor aproximado de:

$$P_{\nu,max} \approx \frac{P(\gamma_e)}{\nu_{sin}(\gamma_e)} = \frac{m_e c^2 \sigma_T \Gamma B}{3q_e}. \quad (3.8)$$

Notar que  $P_{\nu,max}$  no depende de  $\gamma_e$ , mientras la posición del pico sí. Si el electrón es energético, perderá energía rápidamente hasta alcanzar  $\gamma_{e,d}$ , que corresponde al factor de Lorentz cuando un electrón disipa su energía en una escala de tiempo hidrodinámico [24]. Para una disipación energética rápida de un elec-



trón tenemos que considerar el espectro integrado en el tiempo, para un factor de Lorentz inicial  $\gamma_e$ , y  $F_\nu \propto \nu^{-1/2}$  con  $\nu_{sin}(\gamma_{e,d}) < \nu < \nu_{sin}(\gamma_e)$ . Para calcular todo el espectro debido a los electrones, necesitamos integrar sobre el factor de Lorentz de la distribución de electrones [27]. Se considera una distribución con una ley de potencia, un índice de potencia  $p$ , y un factor de Lorentz mínimo  $\gamma_{e,min}$ . Entonces la distribución está dada por la siguiente expresión:

$$N(\gamma_e) \sim \gamma_e^{-p} \quad \text{para } \gamma_e > \gamma_{e,min}. \quad (3.9)$$

El factor de Lorentz mínimo  $\gamma_{e,min}$  de la distribución está relacionado con la densidad de energía de los electrones  $e_e$  y la densidad del número de electrones  $n_e$  como:

$$\gamma_{e,min} = \frac{p-2}{p-1} \frac{e_e}{n_e m_e c^2} = \frac{p-2}{p-1} \langle \gamma_e \rangle. \quad (3.10)$$

El factor de Lorentz mínimo juega un papel importante, ya que caracteriza el factor de Lorentz típico del electrón y la correspondiente frecuencia "típica" de sincrotrón  $\nu_m \equiv \nu_{sin}(\gamma_{e,min})$ .

En el caso de los GRBs con disipación energética rápida  $\gamma_{e,min} < \gamma_{e,d}$ , mientras que para disipación energética lenta  $\gamma_{e,min} > \gamma_{e,d}$ . En estos casos las siguientes frecuencias desempeñan un rol importante:

$$\begin{aligned} \nu_m &\equiv \nu_{sin}(\gamma_{e,min}); \\ \nu_d &\equiv \nu_{sin}(\gamma_{e,d}). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Estas son las frecuencias de sincrotrón de los electrones con  $\gamma_{e,min}$  y con  $\gamma_{e,d}$ .

### -Caso de disipación energética rápida ( $\gamma_{e,d} < \gamma_{e,min}$ )

Un electrón típico pierde energía rápidamente, por lo tanto  $\nu_d < \nu_m$ . El espectro para bajas frecuencias  $F_\nu \propto \nu^{1/3}$  se extiende hasta  $\nu_d$ . En el rango intermedio entre  $\nu_d$  y  $\nu_m$ , observamos la energía de todos estos electrones. La energía de un electrón es  $\propto \gamma$ , su frecuencia típica es  $\propto \gamma^2$ , y el flujo por unidad de frecuencia es  $\gamma^{-1} \propto \nu^{-1/2}$  [24]. En general, el flujo observado  $F_\nu$  es dado por:

$$F_\nu \propto \begin{cases} (\nu/\nu_d)^{1/3} F_{\nu,max}, & \nu < \nu_d, \\ (\nu/\nu_d)^{-1/2} F_{\nu,max}, & \nu_d < \nu < \nu_m, \\ (\nu_m/\nu_d)^{-1/2} (\nu/\nu_m)^{-p/2} F_{\nu,max}, & \nu_m < \nu. \end{cases} \quad (3.12)$$

donde  $\nu_m \equiv \nu_{sin}(\gamma_{e,min})$ ,  $\nu_d \equiv \nu_{sin}(\gamma_{e,c})$  y  $F_{\nu,max}$  es el pico del flujo observado.

El pico del flujo ocurre en  $\nu_d F_{\nu, max} \equiv N_e P_{\nu, max} / 4\pi D^2$  (donde  $D$  es la distancia a la fuente y se ignora las correcciones cosmológicas). La potencia emitida es simplemente la potencia dada a los electrones, es decir,  $\epsilon_e$  veces la potencia generada por el choque,  $dE/dt$ :

$$P_{rápido} = \epsilon_e \frac{dE}{dt}. \quad (3.13)$$

El pico de energía emitida (que corresponde al pico de  $\nu F_\nu$ ) se da en  $\nu_m$ .

#### -Caso de disipación energética lenta ( $\gamma_{e,d} > \gamma_{e,min}$ )

En este caso sólo la cola de alta energía de la distribución (aquellos electrones sobre  $\gamma_{e,d}$ ) se disipa de manera eficiente. Los electrones con  $\gamma_e \sim \gamma_{e,min}$ , constituyen la mayor parte de la población. En este caso tenemos  $f_\nu \propto \nu^{1/3}$  hasta  $\nu_m$ , y  $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$  sobre  $\nu_d$ . En la región intermedia entre estas dos frecuencias,

$$F_\nu = N [(\gamma(\nu))] P [(\gamma(\nu))] d\gamma/d\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}, \quad (3.14)$$

Donde  $\gamma(\nu)$  es el factor de Lorentz para el cual la frecuencia sincrotrón es igual a  $\nu$ ,  $N[\gamma]$  es el número de electrones con un factor de Lorentz  $\gamma$ , y  $P[\gamma]$  es la potencia emitida por un electrón con  $\gamma$ . De esta manera se tiene que:

$$F_\nu \propto \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} F_{\nu, max}, & \nu < \nu_m, \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} F_{\nu, max}, & \nu_m < \nu < \nu_d, \\ (\nu_d/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_d)^{-p/2} F_{\nu, max}, & \nu_d < \nu. \end{cases} \quad (3.15)$$

El pico del flujo se da en  $\nu_m$  [24], mientras el pico de energía emitida se da en  $\nu_d$ , la potencia emitida se determina por la capacidad de los electrones de irradiar su energía:

$$P_{lento} = N_e P_{sin}(\gamma_{e,min}), \quad (3.16)$$

donde  $N_e$  es el número de electrones en la región de emisión y donde  $P_{sin}(\gamma_{e,min})$  es la potencia sincrotrón de un electrón con  $\gamma_{e,min}$ , dado por la Ec. (3.5).

### 3.3. Dispersión Compton Inverso

El efecto Compton consiste en la interacción de un electrón libre con un fotón de rayos X. Debido a esta interacción el fotón transfiere parte de su energía al elec-

trón, ocasionando que su longitud de onda aumente. La energía que es transferida al electrón se convierte en energía cinética y este se dispersará debido a este aumento energético [13]. En el caso que el electrón en movimiento tenga suficiente energía cinética, comparado con la energía del fotón, parte de la energía del electrón será transferida al fotón. A este proceso de dispersión se le conoce como efecto Compton inverso [27, 13]. Este efecto es una de las explicaciones de la emisión de rayos gamma en los GRBs debido a evidencia de una correlación de las curvas lumínicas de los rayos gamma con su contrapartida óptica (GRB 080319B) [36].

### 3.3.1. Emisión de Radiación por Dispersión Compton Inverso

La dispersión Compton inverso puede influenciar el espectro de una ráfaga de rayos gamma aún si el sistema es ópticamente transparente ( $\tau \ll 1$ ), donde  $\tau$  es la profundidad óptica del medio [24]. En vista de las altas energías implicadas, un fotón es dispersado por efecto Compton inverso una sola vez. Posterior a la dispersión, la energía del fotón es tan grande que en el sistema de referencia en reposo está sobre el límite de Klein-Nishina ( $m_e c^2 \sim 0,5 MeV$ ) [13, 24], y la disminución de la sección eficaz de Compton en este rango de energía hace que una segunda dispersión sea poco probable. Notar que en algunos casos la primera dispersión puede ser afectada por este problema. El efecto de la dispersión Compton inverso depende del parámetro de Comptonización  $Y = \gamma^2 \tau_e$ , donde  $\tau_e$  es la profundidad óptica del electrón. Para el caso de rápida pérdida energética  $Y$  satisface:

$$\begin{aligned} Y &= \epsilon_e / U_B \quad \text{si } U_e \ll U_B, \\ Y &= \sqrt{U_e / U_B} \quad \text{si } U_e \gg U_B, \end{aligned} \quad (3.17)$$

Donde  $U_e$  y  $U_B$  son las densidades de energía del electrón y del campo magnético, respectivamente. La dispersión Compton inverso no es importante si  $Y < 1$  [24], y en este caso puede ser ignorada. Si  $Y > 1$ , el cual corresponde a  $U_e > U_B$  (o también a  $\epsilon_e > \epsilon_B$ ) y a  $Y = \sqrt{U_e / U_B}$ , entonces una gran parte de baja energía de la radiación sincrotrón será dispersada hacia arriba por la dispersión Compton inverso y una gran fracción de la energía será emitida a través de los procesos de Compton inverso [38]. Los fotones emitidos pueden ser muy energéticos, es decir, su energía puede alcanzar valores mayores al rango de energía observada [11]. Los fotones típicos de emisión sincrotrón que han sido dispersados una vez por dispersión Compton inverso serán observados con una energía de:

$$(h\nu_{IC})_{obs} = \frac{\hbar q_e B}{m_e c} \gamma_e^4 \Gamma \quad (3.18)$$

Los electrones pierden energía tanto por procesos de radiación sincrotrón como por procesos de Compton inverso [39]. Siendo este último el más eficiente y la pérdida energética se ve reforzada por el parámetro de Compton  $Y$ . La escala de tiempo de pérdida energética es:

$$t_{IC} = \frac{6\pi c^{3/4} \sqrt{U_B/U_e} \hbar^{1/4} m_e^3 / 4q_e^{1/4}}{B^{7/4} (h\nu)^{1/4} \Gamma^{3/4} \sigma_T} \quad (3.19)$$

Las condiciones necesarias para producir la emisión observada vía dispersión Compton inverso probablemente no se cumplen, ya sea en los choques externos o internos. Sin embargo, incluso si la dispersión no produce los fotones de rayos gamma observados, todavía influenciará el proceso si  $Y > 1$ . Primero añadirá una componente de muy alta energía al espectro del GRB. Esta componente típicamente estará alrededor de un factor de  $\gamma_e^2$  veces la energía de los fotones observados ( $\sim 100$  KeV) [11, 24], es decir, en el rango de los GeV - TeV. Esta componente puede ya haber sido observada en algunos GRBs durante el principio de la post-luminiscencia. La dispersión Compton inversa también acelerará la pérdida energética de las regiones de emisión y acortará el tiempo de pérdida energética estimado anteriormente Ec. (3.6) por un factor de  $Y$ . Al mismo tiempo esto también reduce la eficiencia (para producir los rayos gamma observados) por el mismo factor.

### 3.4. Radiación por Procesos Sincrotrón Auto Compton

Los progenitores de los GRBs eyectan electrones relativistas en regiones magnetizadas [37]. Estos electrones producirán radiación por el mecanismo de sincrotrón, y por lo tanto estos llenarán la región con fotones [27]. Estos fotones de origen sincrotrón tendrán alguna probabilidad de interactuar con los electrones relativistas, vía proceso de Compton inverso [13, 38, 37]. Debido a esta doble interacción (primero por radiación sincrotrón, luego por ser dispersados en altas energías) esta particular clase de proceso es llamada sincrotrón auto-Compton, o SSC por sus siglas en inglés (Synchrotron Self-Compton) [24]. La energía característica de esta componente se encuentra típicamente en el rango de rayos gamma. Sin embargo, bajo algunas condiciones, esta componente de radiación sincrotrón auto-Compton podría eventualmente estar en la banda de rayos X, dando lugar a protuberancias de rayos X en la curva lumínica del GRB [38].

### 3.4.1. Emisión de la Radiación por Procesos Sincrotrón Auto Compton

La importancia de esta dispersión será por supuesto grande si las densidades de electrones y fotones es grande [13]. Si la distribución de electrones sigue una ley de potencia [ $N(\gamma) = K\gamma^{-p}$ ], entonces esperamos que el flujo por radiación sincrotrón auto-Compton sea  $\propto K^2$ , i.e. *cuadrática* en la densidad de electrones. Para la distribución de energía para fotones no monocromáticos emitidos por procesos Compton inverso [13] tenemos la siguiente expresión:

$$\epsilon_c(\nu_c) = \frac{1}{4\pi} \frac{(4/3)^\alpha}{2} \frac{\tau_c}{R_c} \nu_c^{-\alpha} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \frac{U_r(\nu)}{\nu} \nu^\alpha d\nu. \quad (3.20)$$

Basandonos en la Ec.(3.20) y en lugar de una función genérica  $U_r(\nu)$ , deberíamos sustituir una expresión apropiada para la densidad de energía específica por radiación sincrotrón. Entonces tenemos que:

$$U_s(\nu) = \frac{3R}{4c} \frac{L_s(\nu)}{V} = 4\pi \frac{3R}{4c} \epsilon_s(\nu), \quad (3.21)$$

donde  $3R/(4c)$  es el tiempo de cruce-de-fuente del fotón promedio, y  $V$  es el volumen de la fuente. Entonces, escribimos la emisividad por sincrotrón específica como:

$$\epsilon_s(\nu) = \nu_{s,0} \nu^{-\alpha}. \quad (3.22)$$

Tomar en cuenta que el  $\alpha$  que aparece en la Ec. (3.22) es el *mismo* índice en la Ec. (3.20). Sustituyendo la Ec.(3.21) y la Ec. (3.22) en la Ec. (3.20) tenemos:

$$\epsilon_{SAC}(\nu_c) = \frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2} \tau_c \epsilon_{s,0} \epsilon_c^{-\alpha} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \frac{d\nu}{\nu}. \quad (3.23)$$

Como se puede apreciar,  $\epsilon_{s,0} \nu_c^{-\alpha} = \epsilon_s(\nu_s)$  es la emisividad específica de sincrotrón calculada a la frecuencia (Compton)  $\nu_c$ . Además, la integral resulta un término logarítmico, que lamaremos  $\ln\Lambda$  [13]. Finalmente tenemos:

$$\epsilon_{SAC}(\nu_c) = \frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2} \tau_c \epsilon_s(\nu_c) \ln\Lambda. \quad (3.24)$$

De esta manera la tasa entre el flujo por sincrotrón y por sincrotrón auto-Compton es clara, esta es  $[\frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2}] \tau_c \ln\Lambda \sim \tau_c \ln\Lambda$ . También es claro que debido a  $\tau_c \equiv \sigma_T R K$  y  $\epsilon_s(\nu_c) \propto K B^{1+\alpha}$ , entonces, como se ha sugerido, la emisividad por

sincrotrón auto-Compton  $\epsilon_{SAC}(\nu_c) \propto K^2$ , i.e., los electrones interactúan dos veces.

# Capítulo 4

## Instrumentación y Metodología

*La mayoría de las ideas fundamentales de la ciencia son esencialmente sencillas y, por regla general, pueden ser expresadas en un lenguaje comprensible para todos*

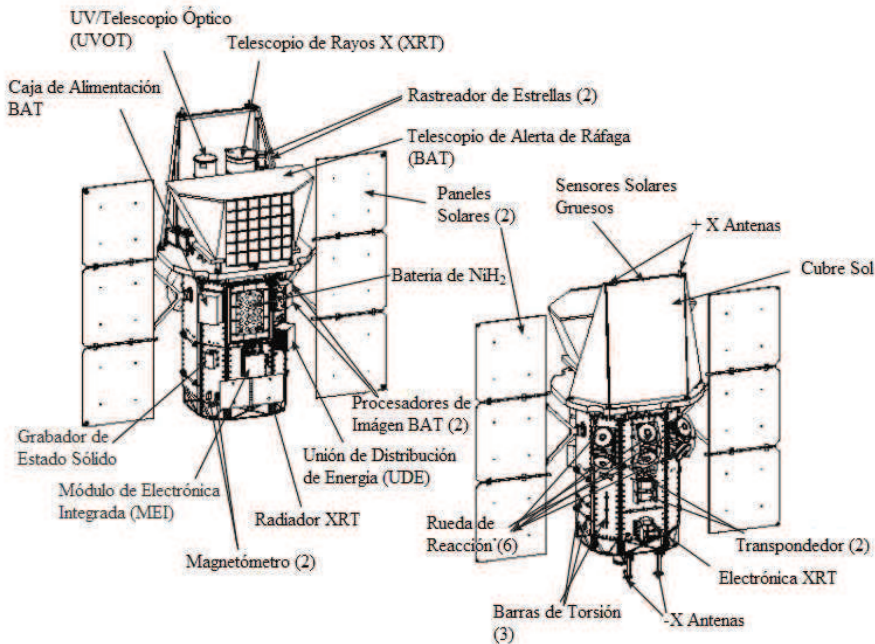
- Albert Einstein

### 4.1. Observatorio Espacial Swift

El observatorio espacial Swift fue el primero en su clase en incorporar varios sensores para detectar múltiples longitudes de onda y permitirnos un estudio amplio de la ciencia de las Ráfagas de Rayos Gamma [2, 9]. Este observatorio espacial ha detectado el GRB más lejano (GRB 090429B,  $z = 9.4$ ) hasta la fecha en que se redactó este documento [10]. Posee tres instrumentos que operan simultáneamente para observar a los GRBs y sus correspondientes post-luminiscencias en los espectros de los rayos gamma, rayos X, ultravioleta y óptico. Los objetivos principales de Swift son:

- Determinar el origen de las Ráfagas de Rayos Gamma.
- Clasificar a las Ráfagas de Rayos Gamma.
- Determinar cómo evolucionan las explosiones e interactúan con el medio interestelar.
- Usar a los GRBs como un medio de estudio del Universo temprano.
- Realizar estudios de rayos X en el cielo.

Swift descubre aproximadamente 100 ráfagas por año. El telescopio de alerta de la ráfaga BAT (Burst Alert Telescope) detecta GRBs y determina con precisión su posición en el cielo.



**Figura 4.1:** Esquema de todos los componentes de la Estación Espacial Swift. Fuente: NASA's HEASARC

## 4.2. Historia

Swift es un observatorio espacial dedicado al estudio de las Ráfagas de Rayos Gamma. Fue lanzado el 20 de noviembre de 2004 a las 17:16 GMT en un cohete Delta 2. Fue construido entre Estados Unidos, el Reino Unido e Italia, y controlado por el Centro Espacial Goddard de la NASA. Esta misión es liderada por el profesor Neil Gehrels como principal investigador. Este satélite es operado por la Universidad de Pensilvania en Estados Unidos.

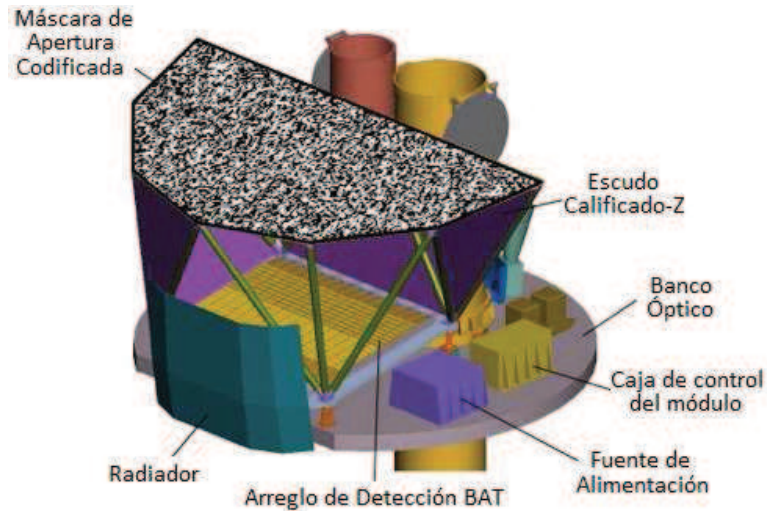
## 4.3. Descripción Instrumental de la Estación Espacial Swift

El Observatorio Espacial Swift está constituido por tres instrumentos, los cuales trabajan en conjunto para obtener una identificación rápida en varias longitudes de onda de la emisión temprana y su post luminiscencia.

Los instrumentos a bordo de Swift son: BAT (Burst Alert Telescope), XRT (X-ray Telescope) y UVOT (Ultraviolet and Optical Telescope). Estos cubren un rango de energía desde los 0.002 KeV hasta los 150 KeV.

- Telescopio de Alerta de Explosión (BAT Burst Alert Telescope): Banda de energía





**Figura 4.2:** Esquema de los componentes del Telescopio de Alerta de Ráfaga (BAT). Fuente: NASA's HEASARC

(15-150 KeV).

- Telescopio de Rayos X (XRT X-Ray Telescope): Banda de energía (0.3-10 KeV).

- Telescopio de Ultravioleta y Óptico (UVOT Ultraviolet and Optical Telescope): Banda de energía (170-600 nm).

## 4.4. Telescopio de Alerta de Ráfaga

El Telescopio de Alerta de Ráfaga (BAT) es un instrumento muy sensible, diseñado con un gran campo de visión para proveer posiciones críticas de los GRBs. Es un instrumento de imagen de apertura codificada con un campo de visión de 1.4 estereoradianes. El rango de energía es de 15-150 KeV, y para imágenes con una respuesta no codificada de hasta 500 KeV. Con el fin de estudiar a las ráfagas con una variedad de intensidades, duraciones, y estructuras temporales, el detector BAT tiene un amplio rango dinámico y grandes capacidades en la detección inicial del evento (Trigger). El detector BAT utiliza una máscara de apertura codificada de dos dimensiones y una extensa área con un arreglo de sensores de estado sólido para detectar ráfagas débiles [2].

### 4.4.1. Descripción Técnica

El detector BAT tiene 32768 piezas de 4x4x2 mm de Teluro de Cadmio-Zinc (CdZnTe) que forman un área sensible de 1.2 x 0.6 m en el plano detector. Grupos de 128 elementos detectores están ensamblados en un arreglo de 8 x 16 cada uno

Propiedad	Descripción
Apertura	Máscara Codificada
Área de Detección	5200 $cm^2$
Detector	CdZnTe
Operación de Detección	Conteo de fotones
Campo de Visión	1.4 sr (parcialmente codificado)
Elementos de Detección	256 módulos de 128 elementos
Tamaño del Detector	4mm x 4mm x 2mm
Telescopio PSF	17 minutos de arco
Rango de Energía	15 - 150 KeV

Cuadro 4.1: Parámetros del Instrumento BAT

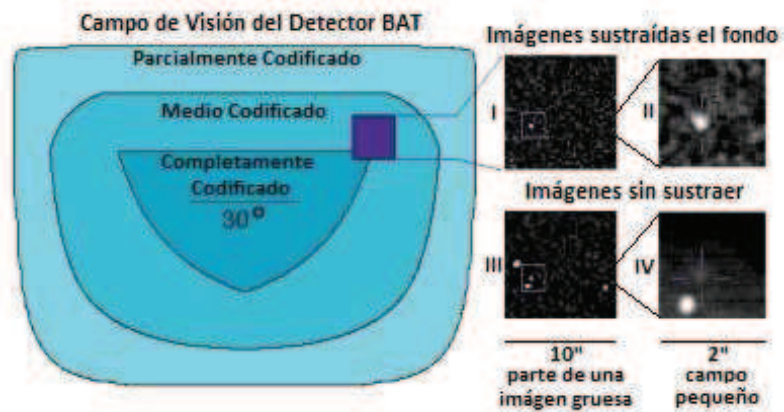
conectado a 128 canales de lectura. Los módulos detectores, cada uno con dos de estos arreglos, están agrupados en bloques de 8. Esta estructura jerárquica, junto con la técnica de apertura codificada, permite que el detector BAT pueda tolerar la pérdida de píxeles individuales, módulos detectores individuales, y los bloques enteros, incluso sin perder la capacidad de detectar y determinar la posición de las ráfagas. El arreglo de CdZnTe tiene una temperatura de operación nominal de 20 grados Celsius, y sus gradientes térmicos (temporal y espacial) se mantienen dentro de  $\pm 1^\circ C$ . En el cuadro (4.1) se muestra en resumen las propiedades del instrumento BAT.

El detector BAT tiene una máscara de apertura codificada en forma de D, hecha de 54000 azulejos de plomo (5 x 5 x 1 mm) montados en un panel con un espesor de 5 cm, como se muestra en la Fig. (4.2). Debido a que el amplio campo de visión requiere que la apertura sea mucho mayor al plano detector y el plano detector no es uniforme debido a las diferencias entre los módulos detectores, la apertura codificada del detector BAT usa un patrón, 50% abierto 50% cerrado, en lugar del utilizado comúnmente. La máscara tiene una área de 2.7  $m^2$  generando un campo de visión parcialmente codificado de 100 grados por 60 grados, o 1.4 estereorradianes. Un escudo localizado bajo el plano detector y alrededor del plano detector, reduce el fondo del flujo cósmico difuso isotrópico y el flujo de albedo anisotrópico de la Tierra en un 95%, ver Fig.(4.2).

#### 4.4.2. Detección de las Ráfagas

El instrumento BAT opera con un sofisticado algoritmo para la detección de las ráfagas. Este algoritmo busca excesos en la tasa de recuento del detector por encima del fondo esperado y fuentes constantes. El umbral de activación para la detección de la ráfaga es recomendable que vaya desde 4 a 11  $\sigma$  sobre el ruido de fondo con un valor típico de 8  $\sigma$ . Tras la activación de alerta de ráfaga, los controles de software a bordo comprueban y requieren que la alerta de ráfaga "trigger"

corresponda a una fuente puntual, de este modo elimina muchas fuentes de fondo tales como eventos de partículas de la magnetosfera y el parpadeo en fuentes galácticas brillantes. El registro cronológico de los eventos en el detector BAT tiene una precisión relativa de 100 microsegundos y una precisión absoluta del reloj del observatorio espacial de 200 microsegundos. Cuando se detecta una ráfaga, la posición en el cielo y la intensidad son enviados directamente a una base en tierra y distribuidos a la comunidad científica a través de la Red de Coordenadas de Ráfagas de Rayos Gamma (GCN Gamma-Ray Burst Coordinates Network) [2].



**Figura 4.3:** Respuesta del detector BAT a un GRB simulado. Fuente: NASA's HEASARC

En la Fig. (4.3) se muestra un ejemplo de la respuesta del detector BAT a un GRB simulado. Esta imagen presenta un caso moderadamente difícil: un GRB cerca del umbral BATSE ( $0.3 \text{ cuentas } s^{-1} \text{ cm}^{-2}$  en la banda de 50-300 KeV). Cuando la tasa de cuentas en todo el plano detector aumenta en una cantidad significativa, la tasa de cuentas sustraídas del fondo en los detectores individuales son procesados por un algoritmo rápido (pero de baja resolución) para producir una imagen en todo el campo de visión. La región de esta imagen que contiene la fuente más brillante (I) se selecciona para obtener una imagen en detalle. La formación de imágenes de alta resolución utiliza un algoritmo más lento pero más preciso que el algoritmo de campo completo. La imagen resultante (II) da una ubicación exacta del GRB. Si no hay sustracción del fondo, la imagen resultante contendrá fuentes brillantes estables que pueden ser confundidas con el GRB. Las imágenes (III) y (IV) muestran que el GRB es aún detectable, a pesar de que las fuentes estables son más brillantes.

## 4.5. Telescopio de Rayos X (XRT)

El Telescopio de Rayos X (XRT X-Ray Telescope) es un telescopio de enfoque de rayos X con un área efectiva de  $110 \text{ cm}^2$ , con un campo de visión de  $23.6 \times 23.6$  minutos de arco, una resolución de 18 segundos de arco, y opera en un rango de energía de 0.3 - 10 KeV. En el cuadro (4.2) se muestra un resumen de las propiedades del instrumento XRT. Este telescopio está diseñado para medir flujos, espectros, y curvas de luz de los GRBs y sus correspondientes post-luminiscencias en un amplio rango dinámico que abarca más de siete órdenes de magnitud en el flujo. El instrumento XRT puede localizar GRBs con una precisión de 5 segundos de arco dentro de los 10 segundos de adquisición del objetivo para un GRB típico y puede estudiar las contrapartes de rayos X de GRBs comenzando a partir de 20-70 segundos desde el descubrimiento de la ráfaga y continuar por días y hasta semanas [9]. El diseño del instrumento XRT se muestra en Fig. (4.4).

Propiedad	Descripción
Telescopio	JET-X Wolter I
Distancia Focal	3.5 m
Área Efectiva	$110 \text{ cm}^2 @ 1.5 \text{ KeV}$
Detector	EEV CCD-22, 600 x 600 píxels
Operación del Detector	Imagen, Sincronización y Conteo de Fotones
Elemento de Detección	40 x 40 micron píxels
Escala de Pixel	2.36 segundos de arco/píxel
Rango de Energía	0.2 - 10 KeV
Sensibilidad	$2 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en $10^4$ segundos

Cuadro 4.2: Parámetros del Instrumento XRT

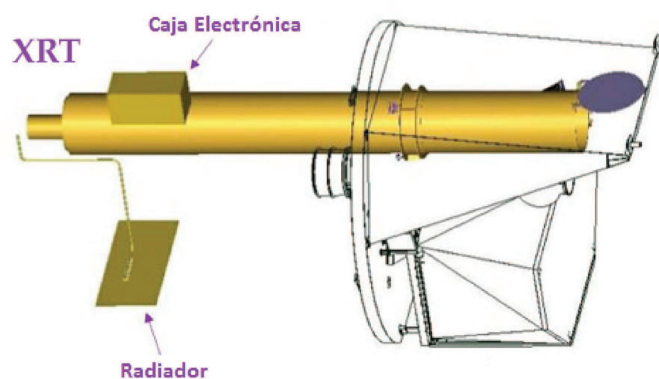


Figura 4.4: Esquema del Telescopio de Rayos X. Fuente: NASA's HEASARC

## 4.6. Telescopio de Ultravioleta y Óptico (UVOT)

El Telescopio de Ultravioleta y Óptico (UVOT UltraViolet and Optical Telescope) es un instrumento con una apertura de 30 cm, sensible a magnitudes de 22.3 en la banda del óptico en una exposición de 17 minutos. En el cuadro (4.3) se muestra en resumen las propiedades del instrumento UVOT. Las observaciones de los GRBs han demostrado que las post-luminiscencias en el óptico normalmente disminuyen su brillo como  $t^{-1,1}$  a  $t^{-2,1}$ . Por lo tanto se requiere una respuesta rápida para observar estas contrapartes y determinar sus corrimientos al rojo mientras siguen siendo brillantes. El detector UVOT es especialmente adecuado para el estudio de las post-luminiscencias de los GRBs. Tiene la capacidad de detectar en el ultravioleta, lo cual no es posible desde una base en tierra. También es mucho más sensible que cualquier otro telescopio de reacción rápida. Las observaciones del telescopio UVOT proporcionan rápidamente imágenes ópticas del campo del GRB, para que cualquier contraparte óptica o infrarroja pueda ser rápidamente identificada y estudiada en una base en tierra. Las estrellas en el campo de visión del telescopio UVOT proporcionan una red astro-métrica para el campo del GRB. El diseño del instrumento UVOT se muestra en la Fig. (4.5).

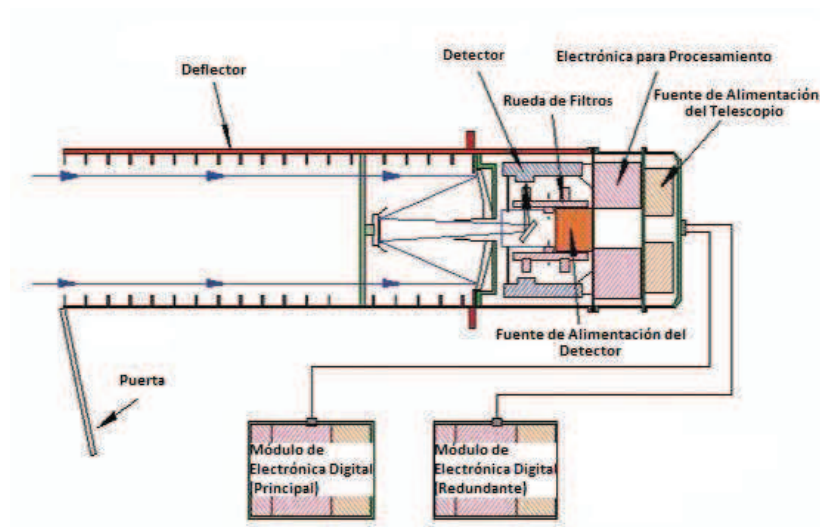


Figura 4.5: Esquema del Telescopio de Ultravioleta y Óptico. Fuente: NASA's HEASARC

Propiedad	Descripción
Telescopio	Ritchey-Chrétien modificado
Radio Focal	12.7
Detector	CCD Intensificado
Operación del Detector	Conteo de Fotones
Campo de Visión	17 x 17 minutos de arco
Elemento de Detección	2048 x 2048 píxels
Telescopio PSF	2.5 segundos de arco @ 350 nm
Rango de Longitud de honda	170 - 650 nm
Filtros	7
Sensibilidad	B = 22.3 en luz blanca en 1000s
Escala de Pixel	0,502 segundos de arco
Límite de Luminosidad	v = 7.4 mag
Velocidad de Cámara	11 ms

Cuadro 4.3: Parámetros del Instrumento UVOT

## 4.7. Selección de la muestra

El observatorio espacial Swift ha monitoreado el cielo desde noviembre de 2004 y ha detectado 769 GRBs hasta el 28 de mayo de 2013 [30]. En este trabajo se seleccionó GRBs desde el año 2006 hasta 2012. No se decidió trabajar con GRBs del año 2005 debido a que en este año los datos obtenidos por Swift no eran suficientemente confiables, ya que se realizaban constantemente calibraciones en el instrumento [2]. Debido a la falta de datos suministrados por el instrumento BAT en el año 2013, tampoco se tomó en cuenta GRBs de este año. En este intervalo de tiempo solo se seleccionó GRBs con un corrimiento al rojo  $z$  conocido. Además se seleccionó GRBs brillantes, es decir, con una fluencia mayor a  $30 \times 10^{-7} \text{ erg/s}$ . Se escogió GRBs brillantes para evitar el sesgo en la fluencia y de esta manera tener una relación señal ruido alta. Con estos criterios de selección se obtuvo un total de 63 GRBs. Sin embargo, el GRB 060510B cumple con todos los requerimientos de energía y duración, pero por tener una relación señal a ruido baja se excluyó de la muestra.

## 4.8. Extracción de las Curvas de Luz

Para la extracción de las curvas de luz de los datos proporcionados por el observatorio espacial Swift se utilizó el paquete informático Heasoft 6.12 proporcionado por el High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (NASA HEASARC). Este software posee algoritmos que crean una imagen del plano detector para luego buscar detectores con ruido y excluirlas. El paquete Heasoft nos permite obtener las curvas de luz en las bandas de energías para rayos X (15-50 KeV) y rayos gamma (50-150 KeV), además nos permite seleccionar el intervalo de tiempo entre cada lectura de las cuentas para las curvas de luz. Se escogió una resolución

temporal de 0,125s para 53 GRBs y de 1s para 9 GRBs, esto se debe a que para el último grupo de GRBs la relación señal ruido es pequeña.

## 4.9. Cálculo de los Tiempos de Emisión ( $t_{90}$ )

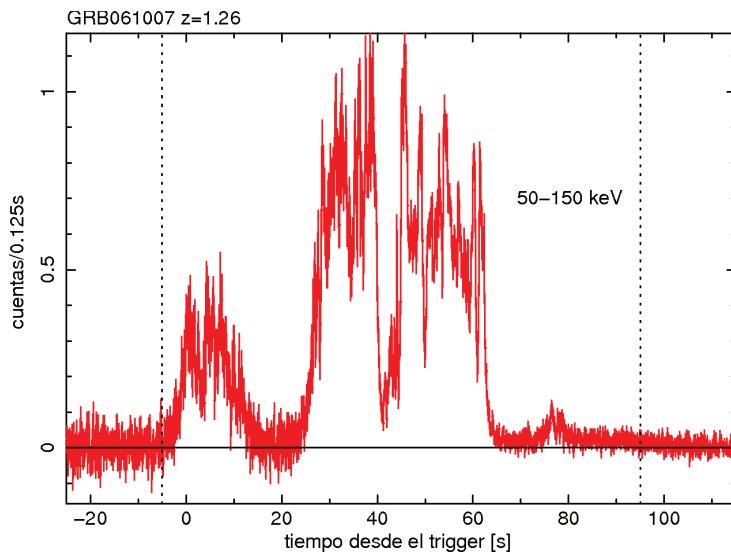
Para el cálculo de los tiempos de emisión y sus respectivas incertidumbres se generaron 100 simulaciones de Monte Carlo, ver Ec. (4.1), para cada curva lumínica de nuestra muestra de 62 GRBs. Los programas implementados para las simulaciones de Monte Carlo fueron escritos en el lenguaje de programación Perl, ver el apéndice (B). En la Fig. (4.6a) se muestra una curva de luz simulada del GRB 061007.

Para la simulación de la curva de luz por el método de Monte Carlo se utilizó la siguiente expresión:

$$x_{sim} = x + \frac{x_{error}}{(2r - 1)}, \quad (4.1)$$

donde  $x$  corresponde al valor real de cuentas de la curva de luz,  $x_{error}$  corresponde al error instrumental de la medición de  $x$ , y  $r$  es un número aleatorio  $r \in [0, 1]$ .

Después de obtener una curva de luz simulada, se utilizó un algoritmo el cual ordena las cuentas de mayor a menor, ver apéndice (B). Con esta curva se procede



(a)

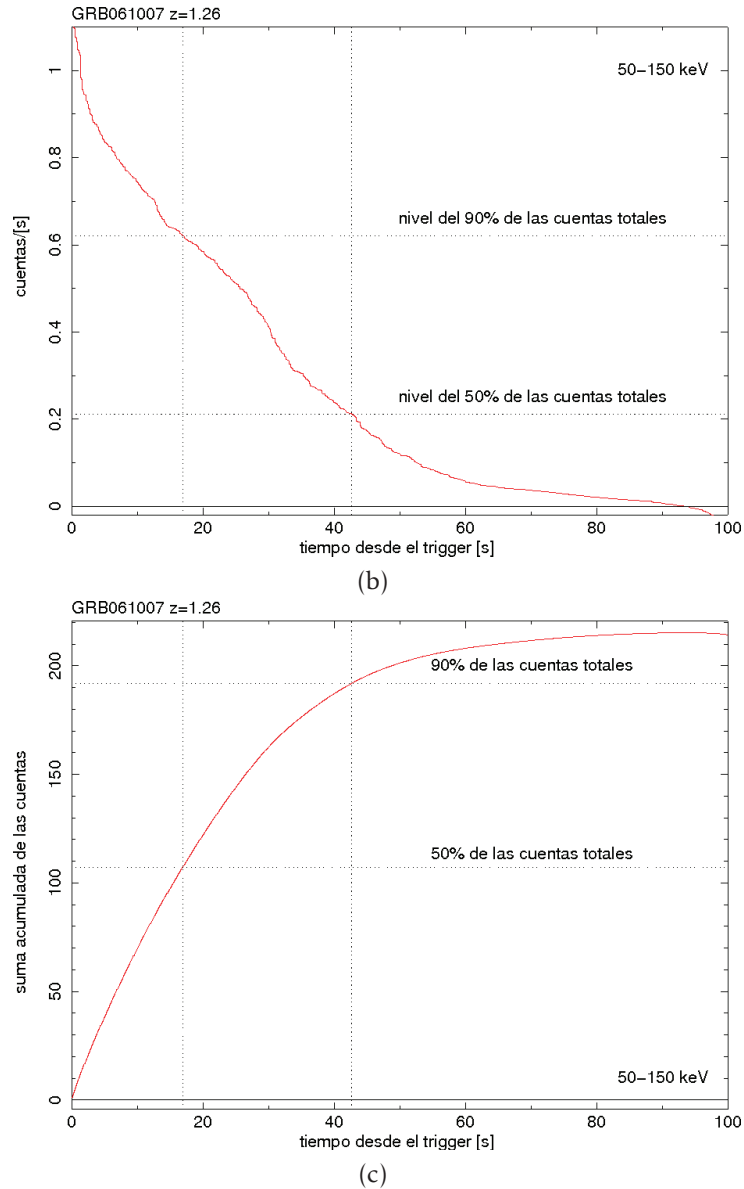
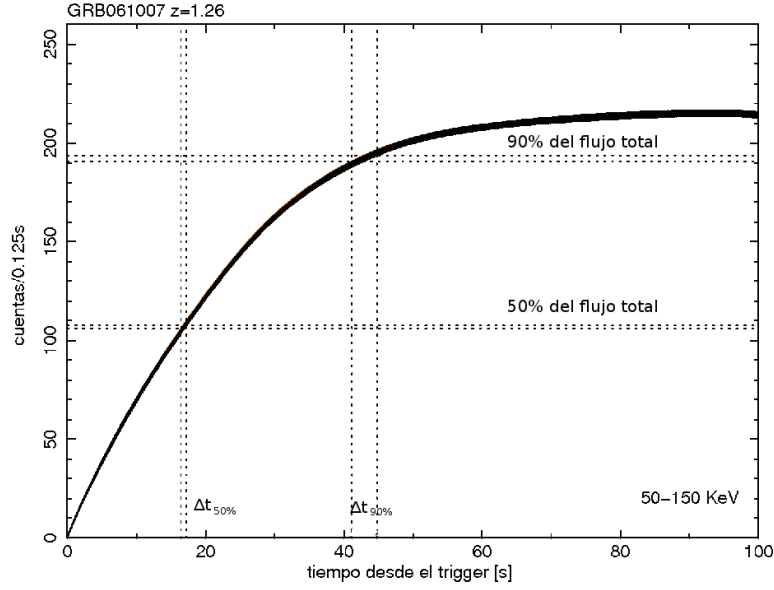


Figura 4.6: Procedimiento para encontrar el tiempo de emisión al 50% y 90%.

a calcular el flujo integrado de la curva lumínica. En la Fig. (4.6b) y Fig. (4.6c) se muestra la curva de luz con el valor de cuentas en orden decreciente y el flujo integrado de la curva de luz simulada del GRB 061007, respectivamente.

Finalmente, con el gráfico de los flujos integrados de las 100 curvas de luz simuladas de un GRB, se procede a encontrar el 50% y el 90% del flujo total. Con estos valores de flujo se encuentra el valor del tiempo de emisión que corresponde al valor central del intervalo temporal encontrado  $\Delta t_{N\%}$  y su respectiva incertidumbre  $t_{N\%error} = (\Delta t_{N\%} \times 90\%)/2$ . En la Fig. (4.7) se muestra el procedimiento para el cálculo del tiempo de emisión con su respectiva incertidumbre.





**Figura 4.7:** Suma acumulada de las cuentas en orden decreciente de 100 curvas de luz simuladas

## 4.10. Correcciones cosmológicas de los Tiempos de Emisión

Los parámetros temporales son susceptibles a la expansión del Universo [31]. Lo que se busca es establecer si la expansión del Universo afecta de alguna manera a la clasificación de GRBs. Se corrigen los tiempos de emisión para tener un estimador que caracterice intrínsecamente al GRB, y de esta manera tener un parámetro que permita dilucidar los posibles mecanismos de radiación de los GRBs, así como de los posibles progenitores. Para corregir los tiempos de emisión se utilizó la siguiente expresión:

$$t_{N\%cos} = \frac{t_{N\%}}{1+z}, \quad (4.2)$$

donde  $t_{N\%}$  es el tiempo de emisión para el  $N\%$  de las cuentas y  $t_{N\%cos}$  es este tiempo en el sistema de referencia de la ráfaga.

## 4.11. Herramientas para el Análisis Estadístico

En esta sección se presenta una descripción de las herramientas utilizadas para el análisis estadístico de la distribución de los tiempos de emisión. Para el análisis en una dimensión se utilizó el ajuste gaussiano para los histogramas de los tiempos

de emisión con y sin correcciones cosmológicas. Para el análisis en dos dimensiones se utilizó el análisis de correlación lineal [4] y el análisis de clustering basado en el lenguaje R [31].

#### 4.11.1. Ajuste Gaussiano

El método matemático que se utilizó para modelar los histogramas de los tiempos de emisión, tanto para el sistema de referencia en tierra así como para el sistema de referencia de la ráfaga, fue el ajuste Gaussiano. Se utilizó este tipo de ajuste debido a la tendencia de los histogramas a presentar una bimodalidad de los tiempos de emisión para nuestra muestra de 62 GRBs. El ajuste Gaussiano utiliza la función Gaussiana que se muestra a continuación:

$$f(x) = Ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}}, \quad (4.3)$$

donde  $A$  es la amplitud del pico,  $\mu$  es la posición del centro del pico y  $\sigma$  es la desviación estandar.

#### 4.11.2. Correlación Lineal

Un método que se utilizó para conocer si existe alguna relación física entre los tiempos de emisión en la banda de rayos gamma versus los tiempos de emisión en la banda de rayos X es el análisis de correlación lineal. Si a los tiempos de emisión en rayos X le asociamos los valores de  $x_i$  y a los tiempos de emisión en rayos gamma le asociamos los valores de  $y_i$  tendremos parejas de medidas  $(x_i, y_i)$ , y si consideramos la cantidad  $y_i(x)$  como la variable dependiente, entonces se desea conocer si los datos corresponden a una línea recta de la forma:

$$y = ax + b. \quad (4.4)$$

La solución analítica para el coeficiente  $a$ , el cual representa la pendiente de la línea de ajuste está dada por la ecuación:

$$a = \frac{N\sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i}{N\sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (4.5)$$

Debido a la interrelación que debe existir entre las variables  $x$  y  $y$ , se considera a  $x$  como función de  $y$  de la siguiente forma:

$$x = a'y + b'. \quad (4.6)$$

Los valores de los coeficientes  $a'$  y  $b'$  serán diferentes de los valores de los coeficientes  $a$  y  $b$  en la Ec. (4.4), pero estos están relacionados si las variables  $x$  y  $y$  están correlacionadas. La solución analítica para la pendiente inversa  $a'$  es similar a la solución de  $a$  en la Ec. (4.5):

$$a' = \frac{N \sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i}{N \sum y_i^2 - (\sum y_i)^2}. \quad (4.7)$$

Se define el coeficiente de correlación lineal  $r \equiv \sqrt{aa'}$ :

$$r \equiv \frac{N \sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i}{\left[ N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2 \right]^{1/2} \left[ N \sum y_i^2 - (\sum y_i)^2 \right]^{1/2}}. \quad (4.8)$$

Si el coeficiente de correlación lineal es igual a 0, significa que las variables físicas no están correlacionadas. Por otro lado, si el coeficiente de correlación lineal es 1 o cercano a 1, entonces existe una relación física entre las dos variables [4].

### 4.11.3. Análisis de Clustering

Para el análisis de clustering se utilizó el paquete informático `McLust` basado en el lenguaje de programación R. El paquete `McLust` es de libre distribución y una explicación detallada se puede encontrar en el artículo [12]. Este paquete informático se basa en el modelo de combinación Gaussiano y el algoritmo EM para seleccionar los parámetros con un número fijo de clusters. Además, se basa en el Criterio de Información Bayesiano (Bayesian Information Criterion *BIC*) para seleccionar un número óptimo de clusters [31]. En esta sección se muestra una descripción del modelo de combinación Gaussiano, el algoritmo EM y el Criterio de Información Bayesiano.

#### Modelo de combinación Gaussiano y Algoritmo EM

Supongamos que el vector de datos proviene de un modelo de combinación Gaussiana con la siguiente densidad:

$$p(x) = \sum_{k=1}^G \pi_k \mathcal{N}(x | \mu_k, \Sigma_k), \quad (4.9)$$

donde  $x$  es un vector de datos en  $D$ -dimensiones,  $G$  es el número de clusters,  $\pi_k$  es una probabilidad de combinación de un elemento de los datos perteneciente a la  $k$ -ésima componente, y  $\mathcal{N}(x | \mu_k, \Sigma_k)$  es la densidad Gaussiana en  $D$ -dimensiones de la componente  $k$  dado por:

$$\mathcal{N}(x|\mu_k, \Sigma_k) = \frac{\exp\{-\frac{1}{2}(x - \mu_k)^T \Sigma_k^{-1} (x - \mu_k)\}}{(2\pi)^{D/2} |\Sigma_k|^{1/2}}, \quad (4.10)$$

donde  $\mu_k$  y  $\Sigma_k$  son los vectores medios y la matriz de varianza de la  $k$ -ésima componente, respectivamente. La probabilidad de combinación debe satisfacer la siguiente restricción  $\sum_{k=1}^G \pi_k \geq 0$ . Dada una secuencia de datos independientes  $X = \{x_1, x_2, \dots, x_N\}$ , se desea maximizar la siguiente función de log-likelihood:

$$\ln p(X|\pi, \mu, \Sigma) = \sum_{i=1}^N \ln \{ \sum_{k=1}^G \pi_k \mathcal{N}(x_i|\mu_k, \Sigma_k) \}. \quad (4.11)$$

Tomando la derivada de la Ec. (4.11) con respecto a  $\mu_k$  e igualando a 0, Se obtiene la siguiente ecuación:

$$\mu_k = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^N \gamma_{ik} x_i, \quad (4.12)$$

donde  $\gamma_{ik}$  se llama la responsabilidad y está dada por la siguiente expresión:

$$\gamma_{ik} = \frac{\pi_k \mathcal{N}(x_i|\mu_k, \Sigma_k)}{\sum_{j=1}^G \pi_j \mathcal{N}(x_i|\mu_j, \Sigma_j)} \quad (4.13)$$

y

$$N_k = \sum_{i=1}^N \gamma_{ik}. \quad (4.14)$$

Similarmente, se puede obtener la forma de la matriz de varianza tomando la derivada de la Ec. (4.11) con respecto a  $\Sigma_k$  e igualando a 0,

$$\Sigma_k = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^N \gamma_{ik} (x_i - \mu_k)(x_i - \mu_k)^T. \quad (4.15)$$

Para obtener la forma de la probabilidad de combinación  $\pi_k$ , debemos tomar en cuenta la restricción de  $\sum \pi_k = 1$ . Usando el método de los multiplicadores de Lagrange, se obtiene la siguiente ecuación:

$$\pi_k = \frac{N_k}{N}. \quad (4.16)$$

Debido a que  $\gamma_{ik}$  es una función de los parámetros del modelo, las ecuaciones (4.12), (4.15), (4.16) no dan una solución. Para obtener una óptima solución para estos parámetros, se necesita seguir un proceso iterativo llamado algoritmo EM como se muestra a continuación:

1. Se establece suposiciones iniciales para  $\mu_k$ ,  $\Sigma_k$ , y  $\pi_k$  y calculando el valor

inicial de la función log-likelihood.

2. Se usa el valor común de los parámetros, se calcula la responsabilidad  $\gamma_{ik}$  de la Ec. (4.13).
3. Se usa el valor común de la responsabilidad  $\gamma_{ik}$ , para calcular los parámetros de las ecuaciones (4.12), (4.15), (4.16).
4. Se calcula la función log-likelihood, y se comprueba la convergencia de los parámetros. Si el criterio de convergencia no se satisface, entonces se regresa al paso 2.

Dado el modelo de combinación Gaussiana y un vector de datos  $x$ , la clase  $K$  y la incertidumbre de la clasificación  $p_{mis}$  de los datos está determinados por:

$$K = \text{wich.max}_k[\pi_k \mathcal{N}(x|\mu_k, \Sigma_k)], \quad (4.17)$$

y

$$p_{mis} = 1 - \pi_K \mathcal{N}(x|\mu_K, \Sigma_K), \quad (4.18)$$

respectivamente. Donde  $\text{wich.max}_k[X_k]$  es una función que devuelve el valor del índice  $k$  dado el máximo valor de  $X_k$ .

### Criterio de Información Bayesiano

Para seleccionar el número óptimo de clusters, el paquete informático `McLust` utiliza el Criterio de Información Bayesiano  $BIC$  [31].

$$BIC = 2 \ln p_{\mathcal{M}}(x|\pi^*, \mu^*, \Sigma^*) - N_p \ln(N), \quad (4.19)$$

donde  $\ln p_{\mathcal{M}}(x|\pi^*, \mu^*, \Sigma^*)$  es la función de log-likelihood maximizada para el modelo y los datos,  $N_p$  es el número de parámetros independientes para el modelo  $\mathcal{M}$ . El log-likelihood aumenta con el aumento del número de parámetros en el modelo y es probable que resulte en sobreajuste. El  $BIC$  selecciona el número óptimo de clusters dando una penalización por la adición de parámetros.

# Capítulo 5

## Análisis de Resultados

*En la larga historia de la humanidad (incluso de la especie animal),  
son aquellos que aprenden a colaborar y a improvisar  
los que tendrán más probabilidad de prevalecer.*

- Charles Darwin

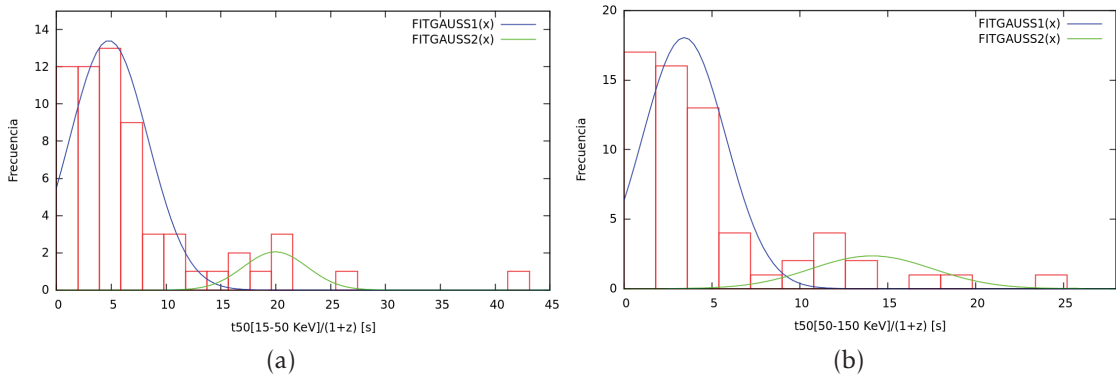
Estudios basados en clasificaciones de GRBs, evidencian posibles subgrupos en los GRBs largos ( $T_{90} > 2$ ) [6, 7, 16, 17, 31, 32, 39]. Estos estudios utilizan criterios observacionales para el análisis de posibles subgrupos. Los criterios utilizados involucran parámetros temporales, así como parámetros espectrales y de energía, ver sección (2.4). Sin embargo, existen pocos estudios que utilizan estos criterios en el sistema de referencia de la ráfaga, es decir, utilizando correcciones cosmológicas [7, 32, 33, 39]. Esto se debe a la falta de GRBs con corrimiento al rojo  $z$  conocido. En este capítulo, se presentan los resultados obtenidos del análisis de posibles subgrupos en la muestra de 62 GRBs largos en una y dos dimensiones: la primera comprende en un análisis de grupos de GRBs aplicando una bimodalidad Gaussiana en los histogramas obtenidos para los tiempos de emisión; la segunda comprende en un análisis de grupos más exhaustivo de la distribución de los tiempos de emisión utilizando el paquete `McLust`. Los resultados se obtuvieron utilizando las herramientas estadísticas explicadas en la sección (4.9). Adicionalmente, se analizarán las implicaciones de asociar a cada subclase de GRBs largos con un modelo de progenitor y su posible motor central.

## 5.1. Análisis en una Dimensión

En el análisis de una dimensión se generaron histogramas para los tiempos de emisión con correcciones cosmológicas. En este análisis se busca posibles subclases de GRBs largos. Además, se busca encontrar los ajustes Gaussianos óptimos que caractericen los valores medios de cada posible subclase de GRBs.

### 5.1.1. Histogramas de los Tiempos de Emisión

Las figuras (5.1a) y (5.1b) muestran los histogramas de los tiempos de emisión  $t_{50}$  con correcciones cosmológicas en las bandas de energía (15 – 50KeV) y (50 – 150KeV), respectivamente. Por otra parte, las figuras (5.2a) y (5.2b) muestran los histogramas de los tiempos de emisión  $t_{90}$  con correcciones cosmológicas en las bandas de energía (15 – 50KeV) y (50 – 150KeV), respectivamente. La ordenada de cada gráfico representa la frecuencia de GRBs con respecto al parámetro temporal. Para las distribuciones de este parámetro temporal, se estimó los ajustes Gaussiano óptimos. Notar que en cada distribución se utilizó dos ajustes, esto se debe a que las distribuciones presentan un comportamiento bimodal, es decir, existe una tendencia de dos agrupaciones de GRBs.

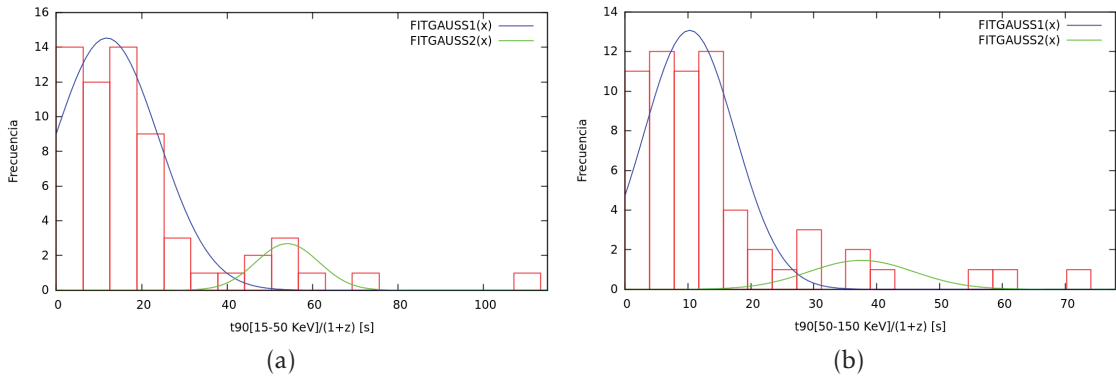


**Figura 5.1:** Histogramas de los tiempos de emisión  $t_{50}$  para la muestra de 62 GRBs en las bandas de rayos X y rayos gamma. Las figuras (5.2a) y (5.2b) muestran los histogramas de los tiempos de emisión  $t_{50}$  con correcciones cosmológicas en las bandas de energía (15 – 50KeV) y (50 – 150KeV), respectivamente.

En las tablas (5.1) y (5.2) se muestran los parámetros de los ajustes Gaussianos óptimos para cada distribución de los tiempos de emisión. Para  $t_{50}$  se obtuvo valores centrales de  $\mu_{clase1} = 4.77$ ,  $\mu_{clase2} = 19.95$  y  $\mu_{clase1} = 4.41$ ,  $\mu_{clase2} = 14.01$ , mientras que para  $t_{90}$  se obtuvo valores centrales de  $\mu_{clase1} = 11.83$ ,  $\mu_{clase2} = 54.11$  y  $\mu_{clase1} = 10.26$ ,  $\mu_{clase2} = 37.57$  para rayos X y rayos gamma, respectivamente.

Parámetros de Ajuste Fig. (5.1a)	
Ajuste 1	Ajuste 2
$A = 13.41 [N^o \text{ GRBs}]$	$A = 2.06 [N^o \text{ GRBs}]$
$\mu = 4.77 [\text{s}]$	$\mu = 19.95 [\text{s}]$
$\sigma = 3.58$	$\sigma = 2.90$
$\chi^2 = 1.38$	$\chi^2 = 0.35$
Parámetros de Ajuste Fig. (5.1b)	
Ajuste 1	Ajuste 2
$A = 18.05 [N^o \text{ GRBs}]$	$A = 2.36 [N^o \text{ GRBs}]$
$\mu = 3.41 [\text{s}]$	$\mu = 14.01 [\text{s}]$
$\sigma = 2.37$	$\sigma = 3.46$
$\chi^2 = 2.72$	$\chi^2 = 0.75$

**Cuadro 5.1:** Parámetros de ajuste Gaussiano de los histogramas de  $t_{50}$  en rayos X y rayos gamma



**Figura 5.2:** Histogramas de los tiempos de emisión  $t_{90}$  para la muestra de 62 GRBs en las bandas de rayos X y rayos gamma. Las figuras (5.2a) y (5.2b) muestran los histogramas de los tiempos de emisión  $t_{90}$  con correcciones cosmológicas en las bandas de energía (15 – 50KeV) y (50 – 150KeV), respectivamente.

Estos histogramas de los tiempos de emisión con correcciones cosmológicas, muestran una bimodalidad en los GRBs largos en las dos bandas de energía. El primer grupo de GRBs presenta un tiempo de emisión pequeño con respecto al segundo grupo. Esto significa que la actividad del motor central del segundo grupo posee una larga duración, es decir, el jet relativista emitido por el motor central debe tener más masa de acreción disponible para la generación del jet, con respecto al primer grupo. Esta evidencia de dos subclases de GRBs sugieren dos posibles tipos de progenitores asociados a cada grupo. Sin embargo, se debe hacer un análisis más exhaustivo. En la siguiente sección se presenta un análisis más detallado de las distribuciones de los tiempos de emisión en el sistema de la ráfaga.



Parámetros de Ajuste Fig. (5.2b)	
Ajuste 1	Ajuste 2
$A = 14.53 [N^o \text{ GRBs}]$	$A = 2.67 [N^o \text{ GRBs}]$
$\mu = 11.83 [s]$	$\mu = 54.11 [s]$
$\sigma = 12.11$	$\sigma = 7.35$
$\chi^2 = 2.40$	$\chi^2 = 0.24$
Parámetros de Ajuste Fig. (5.2a)	
Ajuste 1	Ajuste 2
$A = 13.07 [N^o \text{ GRBs}]$	$A = 1.46 [N^o \text{ GRBs}]$
$\mu = 10.26 [s]$	$\mu = 37.57 [s]$
$\sigma = 7.21$	$\sigma = 8.38$
$\chi^2 = 2.32$	$\chi^2 = 0.66$

**Cuadro 5.2:** Parámetros de ajuste Gaussiano de los histogramas de  $t_{90}$  en rayos X y rayos gamma

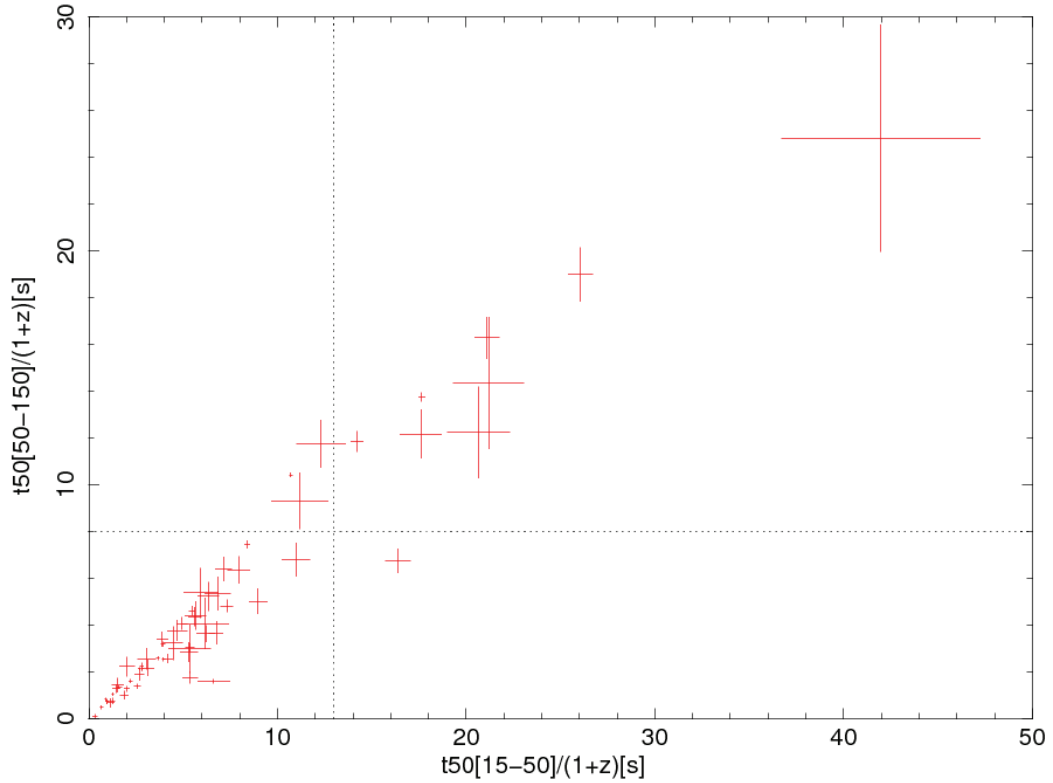
## 5.2. Análisis en dos Dimensiones

En el análisis de dos dimensiones se procedió mediante dos maneras: la primera consiste en un análisis de los coeficientes de correlación lineal de las distribuciones de los tiempos de emisión con correcciones cosmológicas en las dos bandas de energía; la segunda consiste en un análisis de clustering de las distribuciones de los tiempos de emisión con relación al corrimiento al rojo  $z$ . A continuación se presentan los resultados obtenidos en los análisis.

### 5.2.1. Análisis de Correlación Lineal

En las figuras (5.3) y (5.4), se muestra la distribución de los tiempos para  $t_{50}$  y  $t_{90}$ , respectivamente. Las líneas divisorias punteadas separan en subgrupos a los GRBs, evidenciando dos posibles subclases de GRBs largos. En la Fig. (5.3), la línea vertical corresponde a un valor de  $t_{50} = 13s$ , mientras que la línea horizontal corresponde a un valor de  $t_{50} = 8s$  en la ordenada. Por otra parte, en la Fig. (5.4), la línea vertical corresponde a un valor de  $t_{90} = 36s$ , mientras que la línea horizontal corresponde a un valor de  $t_{90} = 24s$ . Estos valores se obtuvieron basándose en el análisis de grupos en una dimensión y fueron tomados como el valor de tiempo en el cual se tiene el mínimo de frecuencia entre los subgrupos de cada histograma. Para estos posibles subgrupos se obtuvo los coeficientes de correlación lineal debido a la relación que existe entre los tiempos de emisión en diferentes bandas de energía.

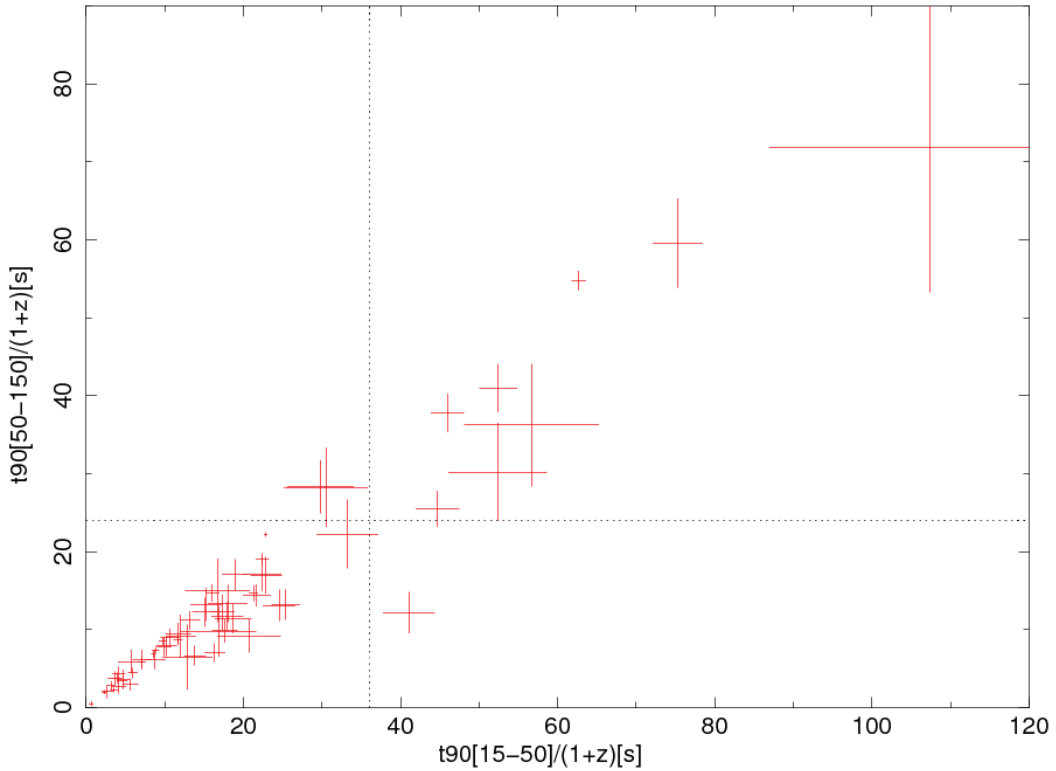
En la tabla (5.3), se muestran los coeficientes de correlación obtenidos para las distribuciones de los tiempos  $t_{50}$  y  $t_{90}$ . Para el caso en que se toma los 62 GRBs,



**Figura 5.3:** Distribución de los tiempos de emisión al 50% del flujo. La línea divisoria perpendicular corresponde a un valor de 13s, mientras que la línea horizontal corresponde a un valor de 8s.

el coeficiente de correlación  $r = 0.966$  y  $r = 0.961$  para  $t_{50}$  y  $t_{90}$ , respectivamente. Estos coeficientes se aproximan bastante a 1, esto sugiere que existe una relación física entre las emisiones de rayos gamma con las emisiones de rayos X. Sin embargo, cuando se analizan los subgrupos en la distribución de  $t_{50}$  se evidencia una mejor correlación en las subclases compuestas por 50 GRBs y 8 GRBs, mientras que para los subgrupos en la distribución de  $t_{90}$  se evidencia una mejor correlación en las subclases de 51 GRBs y 8 GRBs. Esto sugiere una posible subclase en los GRBs largos, debido a la relación física existente entre las emisiones de rayos X y rayos gamma para cada clase.

La primera clase compuesta por 50 GRBs, muestra emisiones de corta duración en rayos gamma y rayos X, mientras que la segunda clase compuesta por 8 GRBs muestra emisiones de larga duración en las dos bandas de energía. Para las dos clases de GRBs las emisiones de rayos X muestran una escala temporal mayor comparado con la escala temporal de las emisiones de rayos gamma. Por otra parte, las dos clases encontradas presentan una correlación entre las dos bandas de energía, es decir, existe una relación entre los mecanismos de radiación. En la



**Figura 5.4:** Distribución de los tiempos de emisión al 90% del flujo. La línea divisoria perpendicular corresponde a un valor de 36s, mientras que la línea horizontal corresponde a un valor de 24s.

Coeficientes de Correlación(Lineal)	
$t_{50}$ vs. $t_{50}$ (62 GRBs) $r = 0.966$	
$t_{50}$ vs. $t_{50}$ (50+4 GRBs) $r = 0.886$	$t_{50}$ vs. $t_{50}$ (8 GRBs) $r = 0.954$
$t_{50}$ vs. $t_{50}$ (50 GRBs) $r = 0.903$	$t_{50}$ vs. $t_{50}$ (8+4 GRBs) $r = 0.902$
$t_{90}$ vs. $t_{90}$ (62 GRBs) $r = 0.961$	
$t_{90}$ vs. $t_{90}$ (51+3 GRBs) $r = 0.852$	$t_{90}$ vs. $t_{90}$ (8 GRBs) $r = 0.910$
$t_{90}$ vs. $t_{90}$ (51 GRBs) $r = 0.915$	$t_{90}$ vs. $t_{90}$ (8+3 GRBs) $r = 0.876$

**Cuadro 5.3:** Coeficientes de correlación lineal obtenidos en las distribuciones de las figuras (5.3) y (5.4)

emisión temprana los rayos X y rayos gamma de baja energía son generados vía emisión sincrotrón, mientras que los rayos gamma de alta energía deben ser generados por procesos sincrotrón Compton inverso (ver Capítulo 2). Debido a que la escala temporal de las emisiones de rayos X y rayos gamma de baja energía es más grande que la escala temporal de rayos gamma, se evidencia que el mecanismo de radiación dominante en las emisiones de los GRBs es la radiación sincrotrón.

### 5.2.2. Análisis de Clustering

En las figuras (5.5), (5.6), (5.7) y (5.8), el modelo de combinación Gaussiana detecta 2 subclases de GRBs. Las elipses sólidas indican los perfiles de densidad óptimos para cada componente Gaussiana o subclase encontrada. La primera subclase de GRBs largos muestra en promedio un corrimiento al rojo  $z$  pequeño y un tiempo de emisión pequeño para las distribuciones de  $t_{50}$  y  $t_{90}$  en las dos bandas de energía, a esta subclase de GRBs la llamaremos LGRBs Tipo I. La segunda subclase de GRBs largos muestra en promedio un corrimiento al rojo  $z$  grande y un tiempo de emisión largo para las distribuciones de  $t_{50}$  y  $t_{90}$  en las dos bandas de energía, a esta subclase de GRBs la llamaremos LGRBs Tipo II. Estos resultados corroboran los criterios de clasificación para los GRBs Tipo I y Tipo II propuestos por Bing Zhang [39].

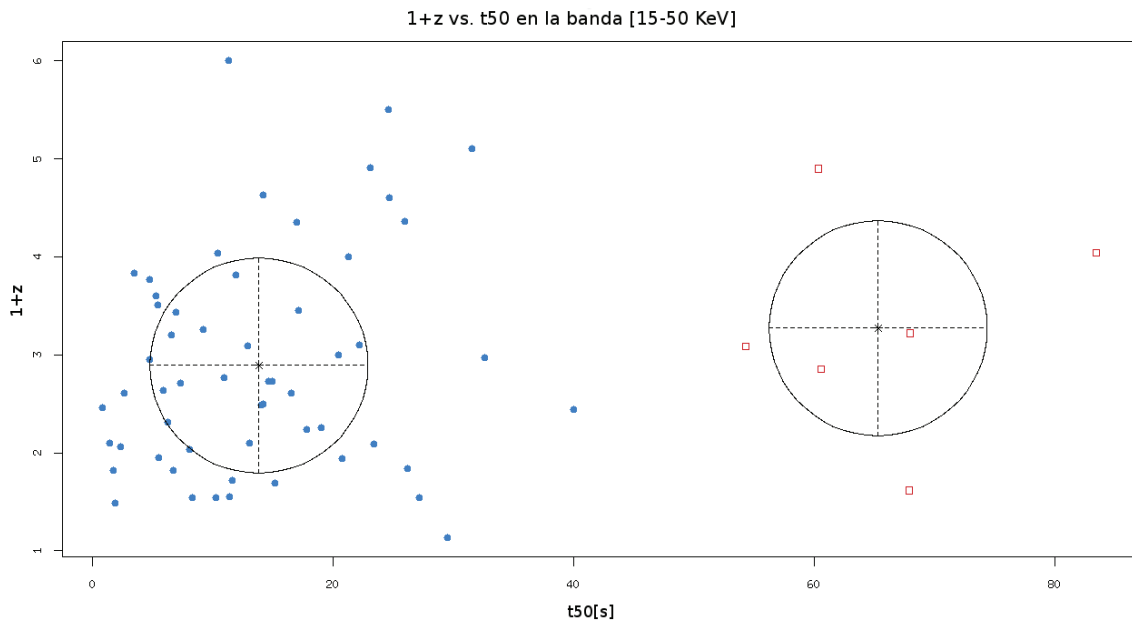


Figura 5.5: Análisis de clustering del  $t_{50}$  en rayos X.

En las tablas (5.4), (5.5), (5.6) y (5.7), se muestran los parámetros obtenidos en el análisis de clustering correspondientes a cada caso analizado. Los resultados obtenidos evidencian a 6 GRBs en común para los cuatro análisis. Estos son el GRB 070612A, GRB 080207, GRB 081028A, GRB 100413A, GRB 110205A y el GRB 110801A. Estos GRBs son claros candidatos a ser LGRBs Tipo II.

El primer grupo de GRBs largos (LGRBs Tipo I) deben estar asociados al modelo de progenitor de estrella compacta, mientras que el segundo grupo de GRBs largos

Distribución de los 62 GRBs.	
Grupo 1	56 GRBs
Grupo 2	6 GRBs
Probabilidad de Combinación	
Grupo 1	0.902
Grupo 2	0.098
Valores Medios	
Grupo 1	$t_{50} = 13.80$
	$1 + z = 2.89$
Grupo 2	$t_{50} = 65.28$
	$1 + z = 3.27$

**Cuadro 5.4:** Parámetros de clustering de  $t_{50}$  en rayos X.

(LGRBs Tipo II) deben estar asociados al modelo de progenitor de estrella masiva (ver sección 2.4). Esta asociación al modelo de progenitor se debe a que, en el caso de los LGRBs Tipo I, la actividad del motor central posee una duración menor con respecto a los LGRBs Tipo II y la tasa de acreción está dada por la masa en el disco de acreción dividido para la escala temporal característica o unas pocas décimas de  $M_{\odot}s^{-1}$ , donde  $M_{\odot}$  es la masa solar. Esta consideración sugiere que en el caso de asociación de estrella compacta, este modelo de progenitor generara un motor central con un disco de acreción en el orden de  $\sim 0.1M_{\odot}$ , el cual probablemente no generará las ráfagas de rayos gamma largas (LGRBs Tipo II) [35]. En el caso de los LGRBs Tipo II, el tiempo de emisión es mayor, es decir, la actividad del motor central es más prolongada, ya que la masa del disco de acreción va desde 0.1 a 1.0  $M_{\odot}$  [35].

Distribución de los 62 GRBs.	
Grupo 1	56 GRBs
Grupo 2	6 GRBs
Probabilidad de Combinación	
Grupo 1	0.903
Grupo 2	0.097
Valores Medios	
Grupo 1	$t_{50} = 9.87$
	$1 + z = 2.89$
Grupo 2	$t_{50} = 46.34$
	$1 + z = 3.29$

**Cuadro 5.5:** Parámetros de clustering de  $t_{50}$  en rayos gamma.

Un resultado importante que se obtuvo en nuestro análisis y que sustenta la

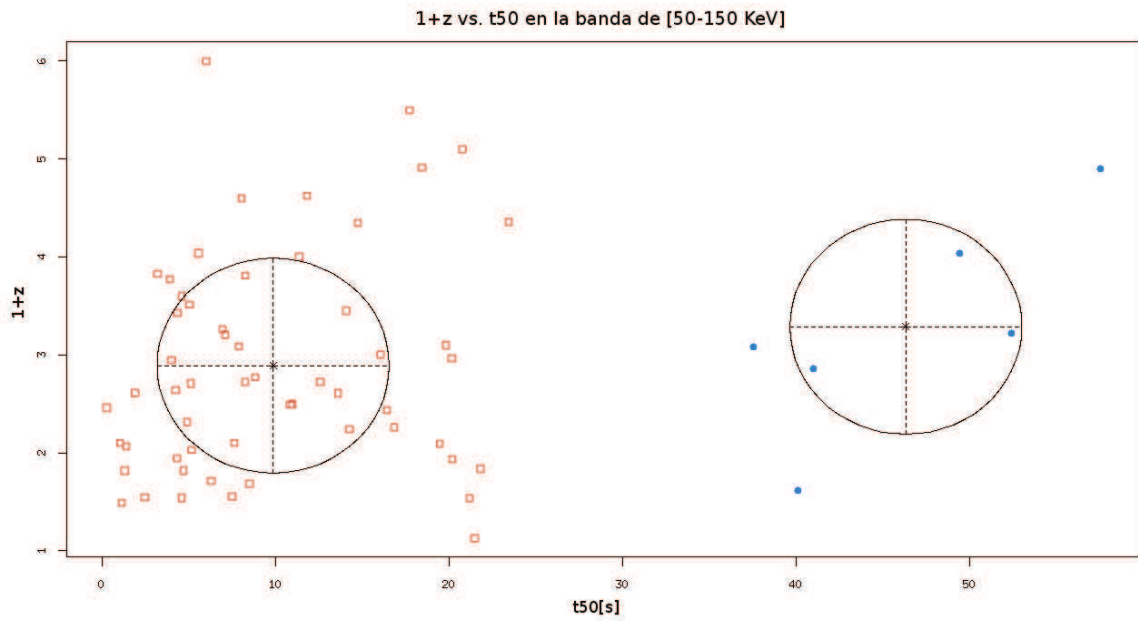


Figura 5.6: Análisis de clustering del  $t_{50}$  en rayos gamma.

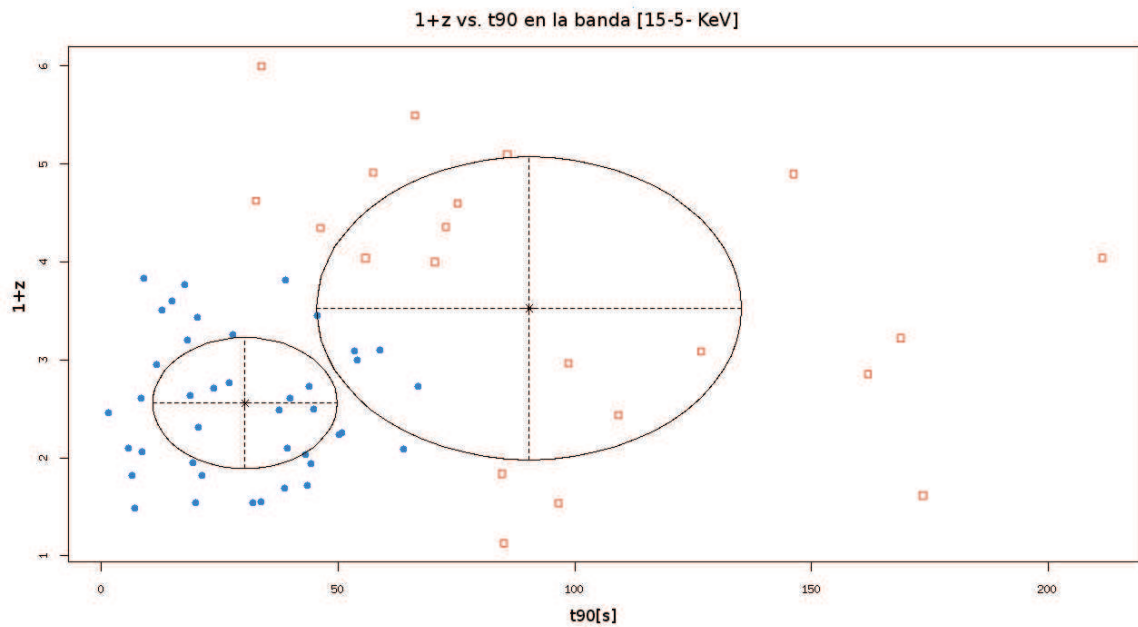
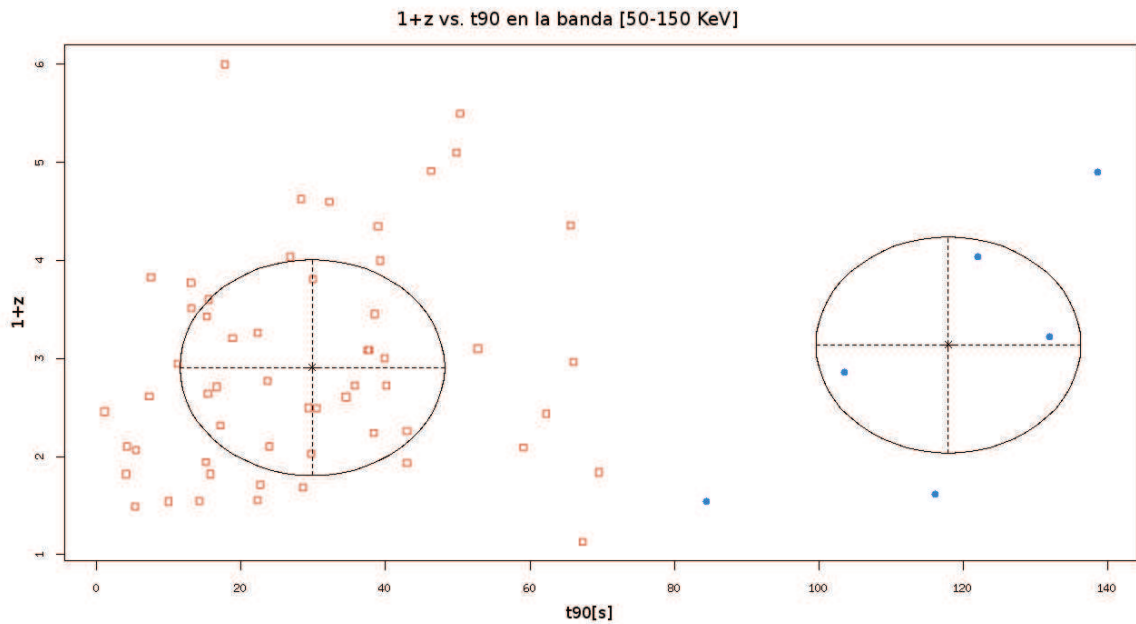


Figura 5.7: Análisis de clustering del  $t_{90}$  en rayos X.

asociación de las subclases encontradas a un modelo de progenitor, es el análisis de corrimiento al rojo  $z$ . En los cuatro análisis de clustering de los tiempos de emi-

Distribución de los 62 GRBs.	
Grupo 1	41 GRBs
Grupo 2	21 GRBs
Probabilidad de Combinación	
Grupo 1	0.618
Grupo 2	0.382
Valores Medios	
Grupo 1	$t_{90} = 30.30$
	$1 + z = 2.56$
Grupo 2	$t_{90} = 90.36$
	$1 + z = 3.53$

**Cuadro 5.6:** Parámetros de clustering de  $t_{90}$  en rayos X.



**Figura 5.8:** Análisis de clustering del  $t_{90}$  en rayos gamma.

sión, se encontró que en promedio el corrimiento al rojo  $\bar{z}$  de los LGRBs Tipo I es menor a los LGRBs Tipo II  $\bar{z}_{Tipo I} < \bar{z}_{Tipo II}$ . Un mayor corrimiento al rojo, sugiere que los eventos asociados a este valor se originaron mucho antes que los eventos asociados a un  $z$  pequeño. Por lo tanto, los LGRBs Tipo I se encuentran asociados a un Universo moderno en el cuál se tienen poblaciones viejas de estrellas (progenitor de estrella compacta), mientras que los LGRBs Tipo II se encuentran asociados a un Universo primordial en el cual se tienen poblaciones de estrellas

Distribución de los 62 GRBs.	
Grupo 1	56 GRBs
Grupo 2	6 GRBs
Probabilidad de Combinación	
Grupo 1	0.909
Grupo 2	0.091
Valores Medios	
Grupo 1	$t_{90} = 29.85$
	$1 + z = 2.91$
Grupo 2	$t_{90} = 117.95$
	$1 + z = 3.14$

**Cuadro 5.7:** Parámetros de clustering de  $t_{90}$  en rayos gamma.

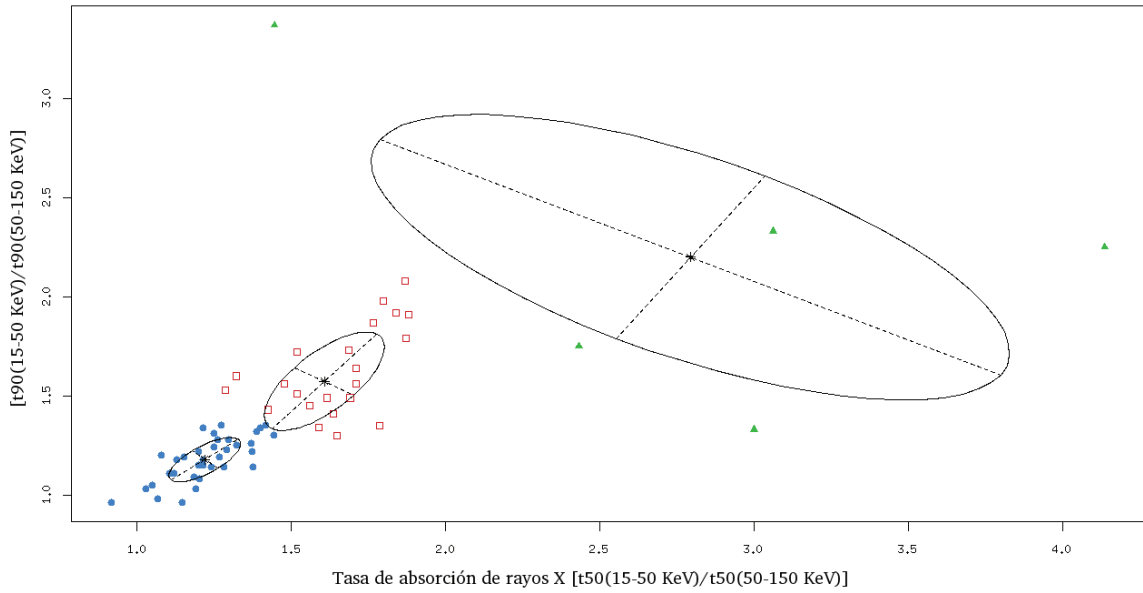
jóvenes (modelo de estrella masiva). Sin embargo, esta distinción es en promedio ya que pueden existir LGRBs Tipo I con un  $z$  grande y LGRBs Tipo II con un  $z$  pequeño.

El motor central de los LGRBs Tipo I y Tipo II, puede estar descrito como un agujero negro rodeado por un disco de acreción, es decir, el modelo de colapso. Sin embargo, las curvas de luz de la emisión temprana de los LGRBs Tipo II (ver apéndice C.) muestran evidencia de que el motor central continuamente inyecta energía. En este caso se sugiere que el motor central consiste en un proto-magnetar, ya que la radiación dipolar magnética explicaría el decaimiento lento en la emisión temprana [31].

Distribución de los 62 GRBs.	
Grupo 1	35 GRBs
Grupo 2	22 GRBs
Grupo 3	5 GRBs
Probabilidad de Combinación	
Grupo 1	0.520
Grupo 2	0.398
Grupo 3	0.082
Valores Medios	
Grupo 1	$t_{50}[15 - 50KeV]/t_{50}[50 - 150KeV] = 1.22$
	$t_{90}[15 - 50KeV]/t_{90}[50 - 150KeV] = 1.18$
Grupo 2	$t_{50}[15 - 50KeV]/t_{50}[50 - 150KeV] = 1.61$
	$t_{90}[15 - 50KeV]/t_{90}[50 - 150KeV] = 1.57$
Grupo 3	$t_{50}[15 - 50KeV]/t_{50}[50 - 150KeV] = 2.79$
	$t_{90}[15 - 50KeV]/t_{90}[50 - 150KeV] = 2.20$

**Cuadro 5.8:** Parámetros de clustering de la tasa de absorción de rayos X





**Figura 5.9:** Análisis de clustering de la tasa de absorción de rayos X.

En la Fig. (5.9) se define un parámetro que indica la tasa de absorción de rayos X. Este parámetro se le definió como  $T_{Absorción} = t_{50}(15-50KeV)/t_{50}(50-150KeV)$ , de manera análoga se define para el  $t_{90}$ . El análisis de clustering para esta distribución muestra 3 subclases de GRBs. Sin embargo, para las dos primeras subclases (parte inferior izquierda Fig. (5.9)), los valores centrales se encuentran relativamente cerca como se puede ver en la tabla (5.8). Esto podría sugerir una posible "tercera" subclase de GRBs, sin embargo, los resultados no son concluyentes y un análisis con una muestra mayor de GRBs serían necesarios.

### 5.3. Interpretación de los Resultados

En la presente sección se discutirán las implicaciones tanto en el origen cosmológico como en los mecanismos de radiación de la bimodalidad encontrada para los 62 GRBs largos.

#### 5.3.1. Implicaciones en el Origen Cosmológico

La bimodalidad encontrada en los tiempos de emisión de los GRBs largos se encuentra tanto en rayos X como en rayos gamma. Existe una coincidencia de 7 GRBs en el análisis de correlación lineal con el análisis de clustering. Los análi-

sis demuestran que en promedio los LGRBs Tipo II tienen un corrimiento al rojo mayor a los LGRBs Tipo I, demostrando que la edad de los dos grupos es diferente. Los LGRBs Tipo II pertenecerían a un Universo primordial, mientras que los LGRBs Tipo I tendrían su origen en un Universo más evolucionado [39]. El estimador temporal tiempo de emisión refleja una duración intrínseca de la ráfaga, por lo tanto el valor del estimador puede ser menor a dos segundos y correspondería a un GRB corto canónico. Dentro de los modelos de posibles progenitores de los GRBs cortos canónicos están los progenitores basados en fusión de estrellas compactas [39]. Los LGRBs Tipo I tienen duraciones intrínsecas menores a dos segundos por lo que son candidatos a progenitores de este tipo que son estrellas evolucionadas que corresponderían a un Universo moderno. De esta manera se evidencia claramente la correspondencia con diferentes tipos de progenitores a los GRBs de LGRBs Tipo I y LGRBs Tipo II. Los LGRBs Tipo II al tener  $z$  altos y tiempos de emisión más largos, podrían ser posibles reliquias de la época de la reionización en el Universo. Investigaciones recientes indican un estado diferente de formación estelar en el cual se tenía estrellas con poca metalicidad e incompatibles con estrellas en sus etapas finales de evolución como son estrellas de neutrones y agujeros negros. Los progenitores de los LGRBs Tipo II podrían ser estrellas constituidas en su mayoría por hidrógeno y helio primordial [29]. Además, el medio interestelar y el medio intergaláctico de los LGRBs Tipo II era diferente, ya que en esa época se tenía una mayor densidad que en épocas más evolucionadas, debido a la expansión del Universo, y la probabilidad de que la radiación interactúe con el medio interestelar debería ser mayor [29]. Sin embargo, en la época de la reionización el medio interestelar estaba constituido por nitrógeno neutro y iones, siendo transparente para las longitudes de onda de la radiación de los GRBs, reflejándose en la larga duración de la emisión de los LGRBs Tipo II. Por lo tanto los GRBs además de ser trazadores cosmológicos, nos permiten obtener información del medio intergaláctico proporcionándonos información valiosa para el entendimiento de la evolución del Universo.

### 5.3.2. Implicaciones en los Mecanismos de Radiación

En la sección anterior se evidenció la bimodalidad de los progenitores, sin embargo, los LGRBs Tipo II pueden tener progenitores asociados a diferentes localizaciones dentro de la galaxia anfitriona. La posición del progenitor dentro de la galaxia anfitriona es sensible al medio circundante, por lo que se esperaría que existan diferentes mecanismos de emisión. Las diferentes observaciones de los GRBs su-

gieren que el espectro de la emisión temprana tiene un origen no térmico. Varios autores han sugerido que la energía observada tiene una componente electromagnética dominante. Los posibles mecanismos de radiación propuestos para explicar el espectro de la emisión temprana son; emisión por radiación sincrotrón, radiación por Compton inverso y radiación por procesos sincrotrón auto Compton. Una forma de analizar el mecanismo de radiación es ver la tasa de absorción de rayos X que se muestra en la figura (5.9). En esta figura se muestra una distribución de tres grupos de GRBs. La interpretación sugiere que hay al menos dos tipos diferentes de mecanismos de emisión. Los LGRBs Tipo II corresponden al grupo dos, mientras que los LGRBs Tipo I se encuentran distribuidos en el grupo uno y en el grupo tres. Los LGRBs Tipo I podrían estar ubicados en diferentes posiciones de la galaxia anfitriona con diferente medio circundante y sus posibles progenitores pueden estar asociados a fusiones de estrellas compactas o a otro tipo de progenitor. Un posible progenitor asociado a un Universo moderno es el sistema basado en un agujero negro con un disco de acreción [35]. Dentro de los LGRBs Tipo I pueden existir al menos dos tipos de progenitores, evidenciado diferentes mecanismos de radiación.

Las curvas de luz de los GRBs del grupo 3 en la Fig(5.9) en la banda de rayos X muestran ciertas peculiaridades. La emisión en la banda de rayos X presenta estructuras en forma de pulsos más anchos que en las curvas de luz en rayos gamma. Esto posiblemente implica que la radiación sincrotrón es el mecanismo de radiación principal en los GRBs, ya que los procesos de radiación Compton inverso y auto Compton, de acuerdo al modelo de "fireball", generan fotones más energéticos que los fotones generados por radiación sincrotrón, lo que explicaría las emisiones en el régimen de energía de rayos gamma [24]. En el Anexo C se puede ver que el GRB 100906A presenta una emisión en la curva de luz de rayos X (15 - 50 KeV), sin su contraparte en rayos gamma lo que sugiere una interacción netamente con el medio circundante a la explosión. Por otro lado, el decaimiento lento de la radiación en las curvas de luz de los LGRBs Tipo I cuyo tiempo de emisión intrínseco es mayor a dos segundos, implica que el motor central está alimentado por un disco de acreción, la radiación sincrotrón explicaría este decaimiento lento. Sin embargo, si se considera un motor central basado en un proto magnetar, la radiación dipolar magnética y la reconexión magnética podrían explicar de mejor manera este decaimiento lento de la radiación en las curvas de luz de los LGRBs Tipo I [31]. El análisis de clustering de absorción de rayos X, ver Fig.(5.9), sugiere que los LGRBs Tipo II estarían únicamente en el grupo 2, ya que se esperaría una similitud en el comportamiento de las estrellas primordiales al colapsar. Esta idea

se ve sustentada en la evidencia observacional de los GRBs como candelas estandar, donde una candela estandar es un fenómeno el cual permanece invariante y obedece a una misma física durante la evolución del Universo [14]. El grupo 1 y 3 correspondería al grupo de los LGRBs Tipo I, esto implica que aunque pertenezcan a una misma época del Universo, la energía se disipa de diferente manera posiblemente esto sea debido a la diferencia del medio circundante a la ráfaga [15, 41]. De igual manera se esperaría que el modelo basado en una estrella masiva "collapsar", y un agujero negro con un disco de acreción no sean totalmente iguales, ya que pueden tener la misma edad pero sus progenitores son diferentes. Esta diferencia puede explicarse de acuerdo al modelo fotosférico [39]. Según el modelo fotosférico la emisión en un GRB puede tener una contribución por parte de la fotosfera del modelo del fireball a través de la producción de pares. Para el caso del modelo del collapsar, la envoltura estelar podría modificar la fotosfera del modelo del fireball y en este caso la disipación de energía sería diferente con respecto a la disipación energética de acuerdo al modelo del agujero negro con un disco de acreción.

# Capítulo 6

## Conclusiones

*No debe haber barreras para la libertad de preguntar. No hay sitio para el dogma en la ciencia. El científico es libre y debe ser libre para hacer cualquier pregunta, para dudar de cualquier aseveración, para buscar cualquier evidencia, para corregir cualquier error.*

- J. Robert Oppenheimer

«L. Barnett (1949)»

El parámetro temporal llamado tiempo de emisión con correcciones cosmológicas, que caracteriza los estados de alta actividad del motor central en el sistema de la ráfaga, es un buen estimador para discriminar subclases de GRBs largos. Las distribuciones de este parámetro temporal comprobaron la existencia de una bimodalidad en los GRBs largos canónicos como sugieren Horvath [17], Borgonovo [6], Tsutsui [31] y Vásquez [33]. Debido a la diferencia de la escala temporal de la emisión temprana y las distribuciones del corrimiento al rojo  $z$  entre las dos subclases encontradas, se sugirió dos posibles tipos de ráfagas de rayos gamma, estos son los LGRBs Tipo I y los LGRBs Tipo II. A cada una de estas clases de GRBs se les asoció un diferente modelo teórico de progenitor. A los LGRBs Tipo I se les asoció un sistema de progenitor basado en fusión de estrellas compactas, mientras que a los LGRBs Tipo II se les asoció un sistema de progenitor basado en el colapso de una estrella masiva [39]. Los LGRBs Tipo II pertenecerían a un Universo primordial, mientras que los LGRBs Tipo I tendrían su origen en un Universo más evolucionado [39]. El estimador temporal tiempo de emisión refleja una duración intrínseca de la ráfaga, por lo tanto el valor del estimador puede ser menor a dos segundos en algunos casos y correspondería a un GRB corto canónico. Dentro de los modelos de posibles progenitores de los GRBs cortos canónicos están

los progenitores basados en fusión de estrellas compactas [39]. Los LGRBs Tipo I tienen duraciones intrínsecas menores a dos segundos por lo que son candidatos a progenitores de este tipo, los cuales están asociados a estrellas evolucionadas y corresponderían a un Universo moderno.

Respecto a las distribuciones de los tiempos de emisión, los resultados obtenidos en el capítulo 5 muestran un grupo similar de GRBs para cada análisis realizado. En el análisis de las distribuciones de los tiempos de emisión con correcciones cosmológicas en las bandas de energía de [15 - 50 KeV] y [50 - 150 KeV] los posibles LGRBs Tipo II están conformados por: GRB 060614, GRB 060814, GRB 070612A, GRB 080207, GRB 081028A, GRB 090618, GRB 100413A, GRB 100814A, GRB 110205A y el GRB 110801A. Por otra parte, en el análisis de clustering los posibles LGRBs Tipo II están conformados por: GRB 070612A, GRB 080207, GRB 081028A, GRB 090618, GRB 100413A, GRB 110205A y el GRB110801A. Excluyendo de estos grupos al GRB 060614, GRB 060814 y al GRB 100814A, los restantes 7 GRBs son claros candidatos de LGRBs Tipo II. En las curvas de luz se observa que los pulsos de rayos X son más prominentes que los pulsos de rayos gamma, ver apéndice C.

El análisis de los tiempos de emisión en el sistema de referencia del observador, muestra una distribución bimodal. Sin embargo, cuando se analiza los tiempos de emisión en el sistema de referencia de la ráfaga, es decir, al corregirlos cosmológicamente, se obtiene una mejor discriminación de dos subclases de GRBs largos canónicos. Efectivamente, la expansión cosmológica influye en la distribución de los tiempos de emisión, y posiblemente influye en las clasificaciones basadas en estimadores susceptibles a la expansión cosmológica.

En el análisis de la distribución de los tiempos de emisión se obtuvo una mejor discriminación de subclases de GRBs para los tiempos de emisión  $t_{50}$ . Por otro lado, la distribución de  $t_{90}$  en rayos gamma muestra una mejor discriminación de subclases que la distribución de  $t_{90}$  en rayos X. La distribución de  $t_{90}$  en rayos X muestra una bimodalidad, sin embargo, las elipses de densidad óptima de GRBs se encuentran demasiado cerca y existen algunos GRBs superpuestos en los perfiles de densidad. En el análisis de absorción de rayos X se muestra tres grupos de GRBs. Las primeras dos subclases de GRBs corresponden a las dos subclases encontradas en los anteriores análisis, mientras que la tercera clase presenta emisiones cortas de rayos gamma y largas emisiones de rayos X. Aunque la primera clase abarca a los LGRBs Tipo I, algunos de estos se desplazaron a la segunda subclase. Por estos motivos los tiempos de emisión en rayos X y la tasa de absorción de estos, no son buenos discriminadores de subclases de GRBs.

La duración de la emisión de rayos X es más larga que la duración de la emisión de rayos gamma. En general para la muestra de 62 GRBs, la estructura temporal intrínseca de las curvas de luz en rayos X y rayos gamma son similares. La diferencia en duración radica en que la estructura de los pulsos de las curvas lumínicas de rayos X son más anchas que en las curvas de luz en rayos gamma. La tasa de cuentas por segundo de las curvas de luz de los rayos X es mayor en comparación con la tasa de cuentas por segundo de las curvas de luz de los rayos gamma para la mayoría de GRBs de la muestra. Esta relación en las curvas lumínicas evidencia la relación física de los mecanismos de radiación de los rayos gamma, rayos gamma de baja energía y los rayos X.

Como uno de los resultados de este trabajo se concluye que existe una bimodalidad en los tiempos de emisión con correcciones cosmológicas, pues en todos los análisis realizados la evidencia de 2 subclases de GRBs largos esta presente. Además, se identificó 7 GRBs que son claros candidatos a pertenecer a los LGRBs Tipo II propuesto por Zhang [39]. Finalmente, se sugiere los posibles modelos teóricos de progenitores asociados a cada tipo de GRBs largos encontrados en nuestro estudio. Para la primera clase de GRBs encontrada se sugiere que esta subclase debe estar asociada a un modelo de progenitor que involucra a estrellas compactas, mientras que para la segunda clase de GRBs encontrada, se sugiere que debe estar asociada a un modelo de progenitor que involucra el colapso de una estrella masiva.

## Referencias

- [1] Amati L. *The  $E_{p,i} - E_{iso}$  correlation in gamma-ray bursts: updated observational status, re-analysis and implications*. *M.N.R.A.S.*, 372(4):233-245, 2006.
- [2] Barthelmy S. D. et al. *The Burst Alert Telescope (BAT) on the Swift Midex Mission*. *Ssr*, 120:143-164, 2005.
- [3] Bernieri E., Campana R., Massaro E., Paggi A., Tramacere A. *A new flaring high-energy  $\gamma$  -ray source*. *A&A*, 551, L5 (4 pp), 2013.
- [4] Bevington Philip R., Robinson D. Keith *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. Third Edition*, New York, MacGraw-Hill, 2003.
- [5] Bloom Joshua S., Butler Nathaniel R., Perley Daniel A. *Gamma-ray Bursts, Classified Physically*. *AIP Conf.Proc.*, 1000:11-15, 2008.
- [6] Borgonovo L. *Bimodal distribution of the autocorrelation function in gamma-ray bursts*. *A&A*, 418:418-487, 2004.
- [7] Borgonovo L., Frontera F., Guidorzi C., Montanari E., Vetere L., Soffitta P. *On the temporal variability classes found in long gamma-ray bursts with known redshift*. *A&A*, 465:765-775, 2007.
- [8] Bromberg Omer, Nakar Ehud, Piran Tsvi, Sari Re'em. *Short versus Long and Collapsars versus Non-collapsars: A Quantitative Classification of Gamma-Ray Bursts*. *ApJ*, 764:179 (13 pp), 2013.
- [9] Burrows D. M. et al. *The Swift X-Ray Telescope*. *Ssr*, 120:165-195, 2005.
- [10] Cucchiara A. et al. *A Photometric Redshift of  $z \sim 9.4$  for GRB 090429B*. *ApJ*, 736: 7 (12 pp), 2011.
- [11] Fan Yi-Zhong, Tam P. H. T., Zhang Fu-Wen, Liang Yun-Feng, He Hao-Ning, Zhou Bei, Yang Rui-Zhi, Jin Zhi-Ping, Wei Da-Ming. *High energy emission*



- of GRB 130427A: evidence for inverse Compton radiation. ApJ*, 776:95 (9 pp), 2013.
- [12] Fraley C. and Raftery A. *Model-based clustering, discriminant analysis, and density estimation.. JASA*, 97, 611-631, 2002.
- [13] Ghisellini Gabriele *Radiative Processes in High Energy Astrophysics. High Energy Astrophysical Phenomena*, 2012.
- [14] Ghirlanda G., Ghisellini G., Firmani C., Celotti A., Bosnjak Z. *The peak luminosity - peak energy correlation in GRBs. MNRAS*, 1745-3933.2005.
- [15] Hascoet R., Daigne F., Mochkovitch R. *Prompt thermal emission in gamma-ray bursts. A&A*, 551, A124, 2013.
- [16] Horváth I. *A Third Class of Gamma-Ray Bursts?. A&A*, 508:757-759, 1998.
- [17] Horváth I., Balázs L. G., Bagoly Z., Veres P. *Classification of Swift's gamma-ray bursts. A&A*, 489:L1-L4, 2008.
- [18] Kouveliotou C. et al. *Identification of two classes of gamma-ray bursts. ApJ L*, 413:L101-L104, 1993.
- [19] Kouveliotou C., Granot J., Racusin J. L., Bellm E., Vianello G., Oates S., Fryer C. L., Boggs S. E., Christensen F. E., Craig W. W., Dermer C. D., Gehrels N., Hailey C. J., Harrison F. A., Melandri A., McEnery J. E., Mundell C. G., Stern D. K., Tagliaferri G., Zhang W. W. *NuSTAR Observations of GRB 130427A Establish a Single Component Synchrotron Afterglow Origin for the Late Optical to Multi-GeV Emission. ApJL*, 779:L1 (6 pp), 2013.
- [20] Mitrofanov I. et al. *The Emission Time of Gamma-Ray Bursts. ApJ*, 522:1069-1078, 1999.
- [21] Narayan Ramesh, Paczynski Bohdan, Piran Tsvi. *Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. ApJ*, 395:L83-L86, 1992.
- [22] Paczynski, B. *Gamma-ray bursters at cosmological distances. ApJ*, 308:L43-L46, 1986.
- [23] Paczynski, B. *Cosmological gamma-ray bursts. ApJ*, 41:257-267, 1991.
- [24] Piran Tsvi. *The physics of gamma-ray bursts. Rev. Mod. Phys.*, 76(4):1143-1210, 2005.

- [25] Postigo A. de Ugarte, et al. *GRB 060121: Implications of a Short-/Intermediate-Duration  $\gamma$ -Ray Burst at High Redshift*. *ApJ*, 648:L83-L87, 2006.
- [26] Qin Yi-Ping, Chen Zhi-Fu. *Statistical classification of gamma-ray bursts based on the Amati relation*. *M.N.R.A.S.*, 430:163-173, 2013.
- [27] Rybicki G.B., Lightman A.P. *Radiative processes in astrophysics*. (Wiley-VCH), 1979.
- [28] Shi Qi, Tan Lu. *A New Luminosity Relation for Gamma-ray Bursts and its Implication*. *ApJ*, 717:1274-1278, 2010.
- [29] Totani Tomonori, Aoki Kentaro, Hattori Takashi, Kosugi George, Niino Yuu, Hashimoto Tetsuya, Kawai Nobuyuki, Ohta Kouji, Sakamoto Takanori, Yamada Toru *Probing Intergalactic Neutral Hydrogen by the Lyman Alpha Red Damping Wing of Gamma-Ray Burst 130606A Afterglow Spectrum at  $z = 5.913$* . *P.A.S.J.*, 2013.
- [30] Tsutsui Ryo, Shigeyama Toshikazu. *Universal Scaling Law in Long Gamma-Ray Bursts*. *P.A.S.J.*, 65:L3, 5, 2013.
- [31] Tsutsui Ryo, Shigeyama Toshikazu. *On the Subclasses in Swift Long Gamma-Ray Bursts: A Clue to Different Central Engines*. *P.A.S.J.*, 1311.1295, 22, 2013.
- [32] Vasquez N., Kawai N. *Pulse characterization of long gamma-ray bursts with known redshift*. volumen 43, *ELSEVIER*, 689-691, 2011.
- [33] Vasquez Nicolas A., Vasconez Christian *Classification of long Gamma Ray Bursts using cosmologically corrected temporal estimators*. volumen 279, *IAU Symposium*, p. 417-418, 2012.
- [34] Wei E.Da-Ming, Fan Yi-Zhong *The synchrotron-self-Compton radiation accompanying shallow decaying X-ray afterglow: the case of GRB 940217*. *Chin.J.Astron.Astrophys.*, 7:509-515, 2007.
- [35] Woosley, S. E. *Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes*. *ApJ*, 405:273-277, 1993.
- [36] Wozniak P.R., Vestrand W.T., Panaitescu A.D., Wren J.A., Davis H.R., White R.R. *Gamma-Ray Burst at the extreme: "the naked-eye burst" GRB 080319B*. *ApJ*, 691:495-502, 2008.

- 
- [37] Zhang Bing, Mészáros Peter. *Gamma-Ray Bursts: Progress, Problems & Prospects. Int.J.Mod.Phys., A19:2385-2472, 2004.*
- [38] Zhang Bing, Fan Y. Z., Dyks Jaroslaw, Kobayashi Shiho, Meszaros Peter, Burrows David N., Nousek John A., Gehrels Neil *Physical processes shaping GRB X-ray afterglow lightcurves: theoretical implications from the Swift XRT observations. ApJ, 642:354-370, 2006.*
- [39] Zhang Bing, Zhang Bin-Bin, Virgili Francisco J., Liang En-Wei, Kann D. Alexander, Wu Xue-Feng, Proga Daniel, Lv Hou-Jun, Toma Kenji, Mészáros Peter, Burrows David N., Roming Peter W. A., Gehrels Neil. *Discerning the Physical Origins of Cosmological Gamma-Ray Bursts Based on Multiple Observational Criteria: The Cases of  $z = 6.7$  GRB 080913,  $z = 8.2$  GRB 090423, and Some Short/Hard GRBs. ApJ, 703:1696-1724, 2009.*
- [40] Zhang Bing, Mészáros Peter. *An Analysis of Gamma-Ray Burst Spectral Break Models. ApJ, 703:1696-1724, 2009.*
- [41] Zhang Bo, Zhang Bing *Gamma-Ray Burst Prompt Emission Light Curves and Power Density Spectra in the ICMART Model. ApJ, 782, 92, 2014.*

# **Anexos**

# Anexo A

## Lista de GRBs 2006-2012

GRB	BAT $T_{90}$ [s]	BAT Fluence (15-150 keV) [ $10^{-7} \text{ erg/cm}^2$ ]	Redshift	$t_{bin}$ [s]	$t_{50}$ (15-50 keV)	$t_{50}$ (50-150 keV)	$t_{90}$ (15-50 keV)	$t_{90}$ (50-150 keV)
060210	255	76.6	3.91	0.125	$23.04 \pm 2.52$	$18.44 \pm 2.12$	$57.33 \pm 7.72$	$46.34 \pm 6.72$
060418	103.1	83.3	1.49	0.125	$13.99 \pm 0.84$	$10.85 \pm 0.96$	$37.54 \pm 3.80$	$30.45 \pm 4.53$
060614	108.7	204	0.13	0.125	$29.45 \pm 0.73$	$21.48 \pm 1.29$	$85.05 \pm 3.56$	$67.32 \pm 6.40$
060814	145.3	146	0.84	0.125	$26.14 \pm 0.59$	$21.82 \pm 0.79$	$84.62 \pm 3.81$	$69.55 \pm 4.45$
061007	75.3	444	1.261	0.125	$19.00 \pm 0.29$	$16.83 \pm 0.36$	$50.69 \pm 1.80$	$42.96 \pm 1.61$
061121	81.3	137	1.314	0.125	$6.23 \pm 0.13$	$4.92 \pm 0.13$	$20.41 \pm 0.95$	$17.13 \pm 0.79$
061222A	71.4	79.9	2.088	0.125	$12.91 \pm 0.81$	$7.89 \pm 0.55$	$53.37 \pm 4.83$	$37.74 \pm 6.76$
070306	209.5	53.8	1.497	0.125	$14.13 \pm 1.37$	$10.99 \pm 1.49$	$44.78 \pm 4.97$	$29.31 \pm 4.37$
070508	37.9	80.1	0.82	0.125	$6.67 \pm 0.13$	$4.71 \pm 0.13$	$21.25 \pm 0.98$	$15.75 \pm 0.99$
070521	37.9	80.1	0.553	0.125	$11.38 \pm 0.48$	$7.49 \pm 0.38$	$33.71 \pm 2.71$	$22.32 \pm 2.11$
070612A	368.8	106	0.617	1	$67.86 \pm 8.51$	$40.14 \pm 7.82$	$173.58 \pm 32.95$	$116.12 \pm 29.86$
070721B	340	36	3.626	0.125	$14.19 \pm 2.22$	$11.82 \pm 2.10$	$32.64 \pm 5.26$	$28.36 \pm 5.55$
071003	150	83	1.10	0.125	$13.02 \pm 0.99$	$7.62 \pm 0.72$	$39.25 \pm 4.80$	$23.89 \pm 3.88$
071010B	> 35.7	44	0.947	0.125	$5.47 \pm 0.18$	$4.33 \pm 0.32$	$19.29 \pm 1.67$	$15.09 \pm 2.18$
080207	340	61	2.085	0.125	$54.26 \pm 3.35$	$37.56 \pm 3.17$	$126.66 \pm 9.95$	$37.56 \pm 7.96$
080319B	> 50	810	0.937	0.125	$20.75 \pm 0.14$	$20.19 \pm 0.16$	$44.19 \pm 0.35$	$42.97 \pm 0.43$
080319C	34	36	1.95	0.125	$4.73 \pm 0.37$	$3.98 \pm 0.19$	$11.56 \pm 1.41$	$11.19 \pm 1.73$
080411	56	264	1.03	0.125	$8.02 \pm 0.14$	$5.15 \pm 0.15$	$43.16 \pm 1.10$	$29.75 \pm 1.92$
080413A	46	35	2.433	0.125	$6.91 \pm 0.41$	$4.35 \pm 0.36$	$20.35 \pm 1.96$	$15.25 \pm 2.08$
080413B	8	32	1.10	0.125	$1.44 \pm 0.13$	$1.03 \pm 0.14$	$5.63 \pm 1.40$	$4.21 \pm 1.64$
080605	20	133	1.6398	0.125	$5.83 \pm 0.24$	$4.25 \pm 0.19$	$18.78 \pm 1.11$	$15.44 \pm 1.61$
080607	79	240	3.036	0.125	$10.39 \pm 0.64$	$5.56 \pm 0.31$	$55.75 \pm 5.39$	$26.84 \pm 4.96$
080721	16.2	120	2.602	0.125	$5.25 \pm 0.71$	$4.58 \pm 0.61$	$14.93 \pm 2.88$	$15.53 \pm 3.05$
080804	34	36	2.2045	0.125	$6.52 \pm 1.24$	$7.11 \pm 1.27$	$18.14 \pm 5.11$	$18.82 \pm 4.62$
080810	106	46	3.35	0.125	$16.97 \pm 1.27$	$14.74 \pm 1.29$	$46.23 \pm 5.00$	$38.95 \pm 4.85$
080906	147	35	2.0	0.125	$20.45 \pm 2.00$	$16.06 \pm 2.11$	$54.02 \pm 7.40$	$39.92 \pm 7.03$
080916A	60	40	0.689	0.125	$15.16 \pm 0.79$	$8.49 \pm 0.89$	$38.64 \pm 3.29$	$28.61 \pm 3.89$
081008	185.5	43	1.967	1	$32.59 \pm 2.14$	$20.17 \pm 2.08$	$98.59 \pm 11.61$	$66 \pm 12.96$
081028A	260	37	3.038	1	$83.40 \pm 6.68$	$49.43 \pm 7.82$	$211.45 \pm 25.10$	$121.98 \pm 25.13$
081121	14	41	2.512	0.125	$5.37 \pm 1.07$	$5.03 \pm 1.00$	$12.84 \pm 3.04$	$13.13 \pm 2.82$
081203A	294	77	2.1	0.125	$22.17 \pm 1.29$	$19.82 \pm 1.57$	$58.75 \pm 5.15$	$52.78 \pm 6.04$
081221	34	181	2.26	0.125	$9.21 \pm 0.13$	$6.96 \pm 0.19$	$27.82 \pm 0.80$	$22.24 \pm 1.45$
081222	24	48	2.77	0.125	$4.75 \pm 0.16$	$3.91 \pm 0.18$	$17.52 \pm 2.01$	$13.05 \pm 1.94$

GRB	BAT $T_{90}$ [s]	BAT Fluence (15-150 keV) [ $10^{-7} \text{erg/cm}^2$ ]	Redshift	$t_{bin}$ [s]	$t_{50}$ (15-50 keV)	$t_{50}$ (50-150 keV)	$t_{90}$ (15-50 keV)	$t_{90}$ (50-150 keV)
090418A	56	46	1.608	0.125	16.52 ± 1.45	13.61 ± 1.60	39.78 ± 5.03	34.55 ± 5.42
090424	48	210	0.544	0.125	10.22 ± 1.31	2.47 ± 0.13	31.93 ± 6.16	14.19 ± 3.21
090516A	210	90	4.109	1	31.55 ± 6.15	20.78 ± 5.52	85.69 ± 24.49	49.84 ± 16.34
090618	210	90	0.54	0.125	27.17 ± 0.24	21.18 ± 0.28	96.54 ± 1.39	84.39 ± 1.84
090715B	266	57	3.00	0.125	21.29 ± 1.79	11.37 ± 1.65	70.50 ± 6.18	39.28 ± 5.67
090812	66.7	58	2.452	0.125	17.07 ± 0.94	14.07 ± 0.90	45.60 ± 4.26	38.52 ± 3.98
090926B	109.7	73	1.24	0.125	17.81 ± 1.30	14.25 ± 1.28	50.10 ± 5.32	38.38 ± 4.81
091020	34.6	37	1.71	0.125	7.29 ± 0.65	5.12 ± 0.68	23.75 ± 3.61	16.58 ± 3.33
091024	109.8	61	1.092	1	23.38 ± 3.14	19.46 ± 2.49	63.77 ± 11.01	59.07 ± 10.54
091127	7.1	90	0.490	0.125	1.85 ± 0.19	1.12 ± 0.18	6.98 ± 1.09	5.36 ± 1.81
091208B	14.9	33	1.063	0.125	2.35 ± 0.40	1.38 ± 0.38	8.53 ± 1.83	5.46 ± 1.71
100413A	191	62	3.9	1	60.33 ± 6.37	57.58 ± 4.95	146.24 ± 20.49	138.68 ± 16.38
100621A	63.6	210	0.542	0.125	8.25 ± 1.70	4.59 ± 1.57	19.82 ± 4.86	9.99 ± 3.58
100704A	197.5	60	3.6	0.125	24.65 ± 1.80	8.05 ± 1.10	75.20 ± 5.93	32.26 ± 5.13
100814A	174.5	90	1.44	0.125	39.98 ± 1.61	16.44 ± 1.24	109.14 ± 6.63	62.22 ± 5.48
100902A	428.8	32	4.5	1	24.59 ± 2.67	17.73 ± 3.87	66.17 ± 10.26	50.27 ± 14.87
100906A	114.4	120	1.727	0.125	14.58 ± 0.64	8.26 ± 0.50	66.90 ± 5.43	35.74 ± 5.41
110205A	257	170	2.22	0.125	67.96 ± 2.10	52.44 ± 2.85	168.82 ± 7.52	131.91 ± 9.85
110213A	48	59	1.46	0.125	0.81 ± 0.27	0.27 ± 0.15	1.47 ± 0.56	1.11 ± 0.68
110422A	25.9	410	1.77	0.125	10.93 ± 0.28	8.81 ± 0.28	27.02 ± 1.32	23.65 ± 1.31
110503A	10	100	1.613	0.125	2.60 ± 0.22	1.89 ± 0.20	8.27 ± 1.31	7.27 ± 1.47
110715A	13	118	0.82	0.125	1.73 ± 0.13	1.31 ± 0.13	6.46 ± 0.75	4.04 ± 0.48
110731A	38.8	60	2.83	0.125	3.45 ± 0.15	3.20 ± 0.16	9.00 ± 1.10	7.51 ± 0.70
110801A	385	47	1.858	1	60.55 ± 5.33	41.00 ± 7.99	162.03 ± 24.37	103.55 ± 22.28
110818A	103	40	3.36	1	25.91 ± 3.93	23.45 ± 4.63	72.71 ± 17.70	65.61 ± 17.62
111008A	63.46	53	5.0	0.125	11.26 ± 1.27	5.99 ± 1.00	33.86 ± 5.43	17.78 ± 4.33
111228A	101.2	85	0.714	0.125	11.57 ± 0.61	6.29 ± 0.81	43.50 ± 3.04	22.65 ± 3.26
120119A	253.8	170	1.728	0.125	14.90 ± 0.38	12.57 ± 0.51	43.78 ± 2.30	40.11 ± 2.92
120327A	62.9	36	2.81	0.125	11.93 ± 1.22	8.26 ± 1.31	38.91 ± 4.88	29.94 ± 4.66

**Cuadro A.1:** Lista de GRBs 2006-2012 con sus respectivos tiempos de duración, fluencia, corrimientos al rojo, resolución temporal y sus tiempos de emisión.

# Anexo B

## Programas en Perl

1. Programa para la simulación de una curva de luz en rayos X y rayos gamma por el método de Montecarlo.

```
#Número aleatorio
#!/usr/bin/perl

use strict;
use warnings;

my $random_number = rand();

open (DR , '>>monte');

print DR "$random_number \n";

close(DR);

# Simulación por Montecarlo

#!/usr/bin/perl

print "\n file? ";
$file=<STDIN>;
chomp $file;

open(FILE, "< $file");
$cou++ while <FILE>;
close(FILE);

open (RUC , '>tiempo');
for ($i=0; $i<=$cou; $i++){
    $r= $i/1;
    print RUC "$r \n";
}
close(RUC);

for ($i = 1 ; $i<$cou; $i++){
```

```

    $cmd = printf "perl ramdon.pl \n";
    system($cmd);
}

open (TT, '> sigma');
open (RR, "$file");
while(<RR>){

($t, $x, $ex, $g, $eg )=split(' ', $ _);

print TT "$t $x $ex $g $eg \n";
}

close(TT);
close(RR);

$cmd = printf "paste sigma monte > super \n";
system($cmd);

open (UT, '>burst');
open (RE, "super");

while(<RE>){

($t1, $a, $b, $c, $e, $t )=split(' ', $ _);

$x1= $a + $b*(2*$t-1);

$g1= $c + $e*(2*$t-1);

print UT "$t1 $x1 $g1 \n";
}
close(UT);
close(RE);

```

2. Programa para el ordenamiento de mayor a menor de las cuentas para las simulaciones de las curvas de luz.

```

#!/usr/bin/perl
open (TUT, '>tiempo');
open (TRE, 'burst');
while(<TRE>)
{
($t2, $x1 ) = split(' ', $ _);
print TUT "$t2 \n" ;
}
close(TUT);
close(TRE);

# Para rayos X

open (TUT, '>cuentas');
open (TRE, 'burst');

```



```

while(<TRE>)
{
($t2, $x1 ) = split(' ', $_);
print TUT "$x1 " ;
}
close(TUT);
close(TRE);

open(DED, '>mitrolcx1 ' );
open(FH, 'cuentas');
while(<FH>)
{
@numbers = split(' ', $_);
my @sortednumbers = sort {$b <=> $a} @numbers;
print DED join ("\n", @sortednumbers);
}
close(FH);
close(DED);

# Para rayos gamma

open (TUT, '>cuentas');
open (TRE, 'burst');
while(<TRE>)
{
($t2, $x1, $g1) = split(' ', $_);
print TUT "$g1 " ;
}
close(TUT);
close(TRE);

open(DED, '>mitrolog1 ' );
open(FH, 'cuentas');
while(<FH>)
{
@numbers = split(' ', $_);
my @sortednumbers = sort {$b <=> $a} @numbers;
print DED join ("\n", @sortednumbers);
}
close(FH);
close(DED);

$cmd = printf "paste tiempo mitrolcx1 > MITROLC1X.qdp \n";
system($cmd);

$cmd = printf "paste tiempo mitrolog1 > MITROLC1G.qdp \n";
system($cmd);

```

3. Programa para el cálculo de la suma acumulada de las cuentas para rayos X y rayos gamma.

```
#!/usr/bin/perl
```

```

open (TUT, '>tiemposuma ');
open (TRE, 'MITROLCIX.qdp');
while(<TRE>)
{
($t2, $x1 ) = split(' ', $_);
  print TUT "$t2 \n" ;
}
close(TUT);
close(TRE);

# Para rayos X

open (TUT, '>sumamitrox1 ');
open (TRE, 'MITROLCIX.qdp');

while(<TRE>){
($t2, $x1) = split(' ', $_);

$q = $r + $x1;
$r = $q;
  print TUT "$q\n";
}

close(TUT);
close(TRE);

$cmd = printf "paste tiemposuma sumamitrox1 > SUMAIX.qdp \n";
system($cmd);

# Para rayos gamma

open (TUT, '>sumamitrog1 ');
open (TRE, 'MITROLCIG.qdp');
$r=0;
while(<TRE>){
($t2, $g1, $g2) = split(' ', $_);

$q = $r + $g1;
$r = $q;
  print TUT "$q\n";
}

close(TUT);
close(TRE);

$cmd = printf "paste tiemposuma sumamitrog1 > SUMAIG.qdp \n";
system($cmd);

```

#### 4. Programa para el cálculo del 50% y el 90% de la suma acumulada de las cuentas.

```

#Para rayos x (50%)

open (TUT, 'SUMAIX.qdp');
open (TRE, '>c50x.qdp');

```

---

```
while(<TUT>){
( $t, $x1 ) = split(' ', $_);

    $xmax=$x1;
}

$x50=$xmax*50/100;

print TRE "$x50\n";

close (TUT);
close (TRE);

#Para rayos gamma (50%)

open (TUT, 'SUMA1G.qdp');
open (TRE, '>c50g.qdp');

while(<TUT>){
( $t, $g1 ) = split(' ', $_);

    $gmax=$11;
}

$g50=$gmax*50/100;

print TRE "$g50\n";

close (TUT);
close (TRE);

#Para rayos x (90%)

open (TUT, 'SUMA10X.qdp');
open (TRE, '>c90x.qdp');

while(<TUT>){
( $t, $x1, $x2, $x3, $x4, $x5, $x6, $x7, $x8, $x9, $x10 ) = split(' ', $_);

    $xmax=$x1;
}

$x90=$xmax*90/100;

print TRE "$x90\n";

close (TUT);
close (TRE);

#Para rayos gamma (90%)

open (TUT, 'SUMA1G.qdp');
open (TRE, '>c90g.qdp');

while(<TUT>){
```

```
( $t, $g1) = split(' ', $_);
```

```
    $gmax=$g1;  
}
```

```
$g90=$gmax*90/100;
```

```
print TRE "$g90\n";
```

```
close (TUT);
```

```
close (TRE);
```

# Anexo C

## Curvas de Luz

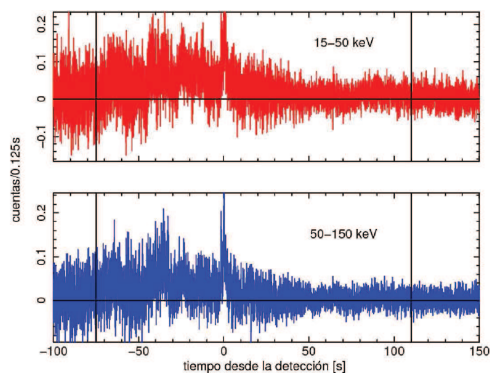


Figura C.1: Curva de Luz GRB 060210

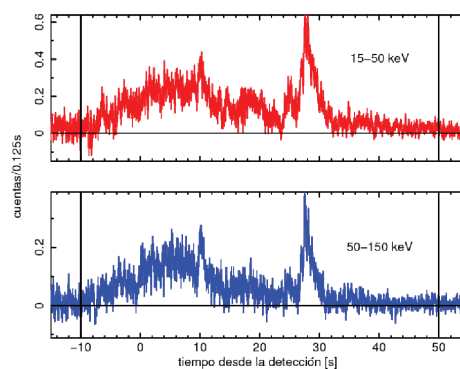


Figura C.2: Curva de Luz GRB 060418

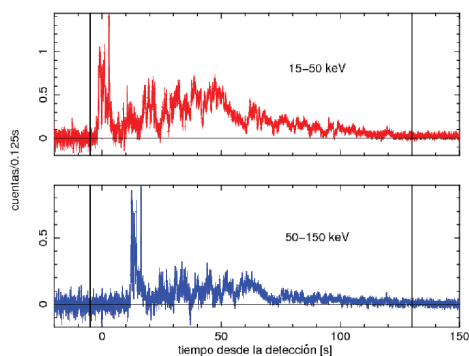


Figura C.3: Curva de Luz GRB 060614

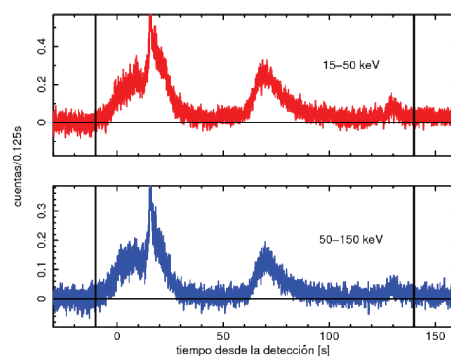


Figura C.4: Curva de Luz GRB 060814

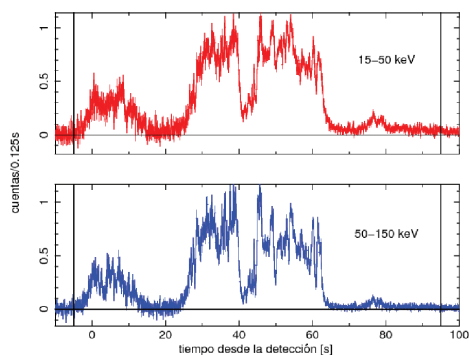


Figura C.5: Curva de Luz GRB 061007

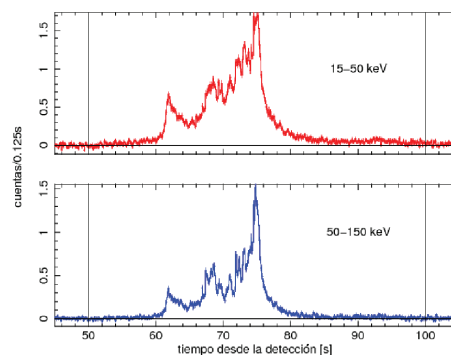


Figura C.6: Curva de Luz GRB 061121

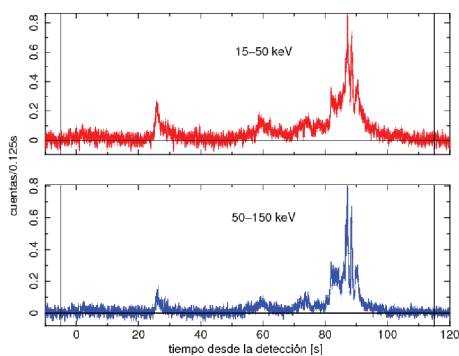


Figura C.7: Curva de Luz GRB 061222A

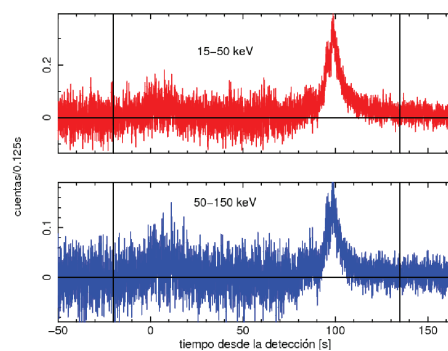


Figura C.8: Curva de Luz GRB 070306

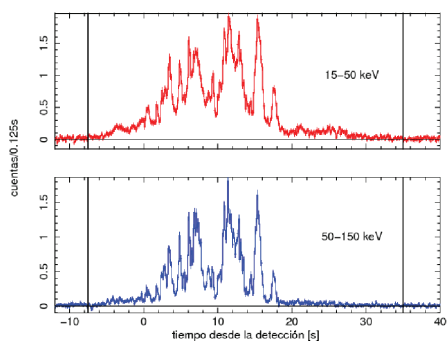


Figura C.9: Curva de Luz GRB 070508

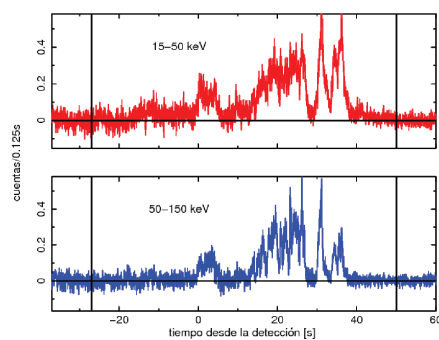


Figura C.10: Curva de Luz GRB 070521

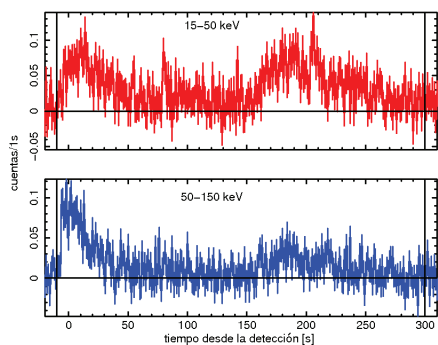


Figura C.11: Curva de Luz GRB 070612A

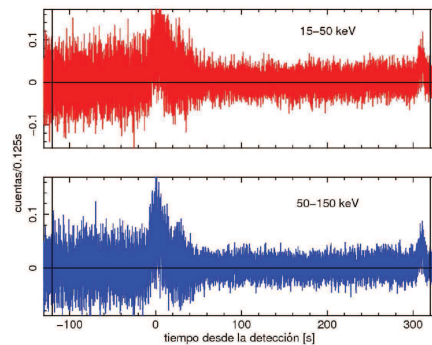


Figura C.12: Curva de Luz GRB 070721B

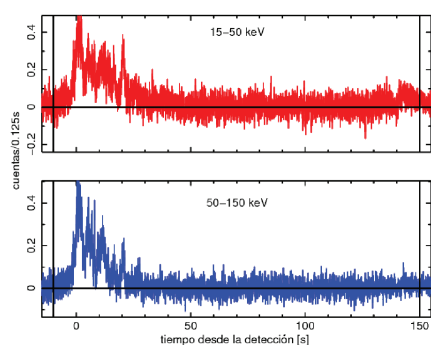


Figura C.13: Curva de Luz GRB 071003

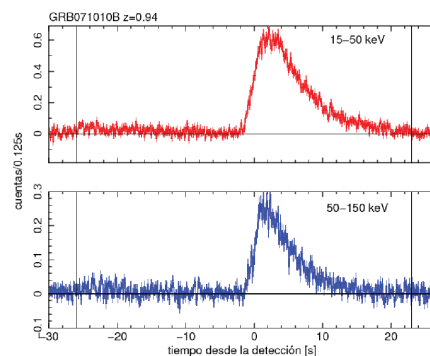


Figura C.14: Curva de Luz GRB 071010B

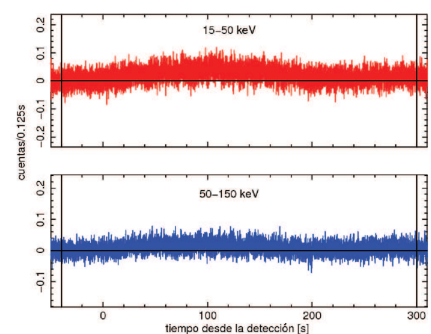


Figura C.15: Curva de Luz GRB 080207

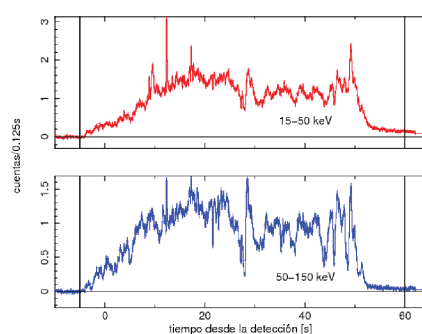


Figura C.16: Curva de Luz GRB 080319B

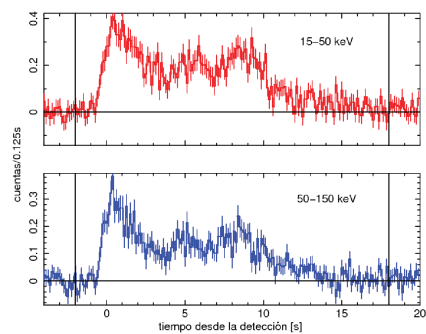


Figura C.17: Curva de Luz GRB 080319C

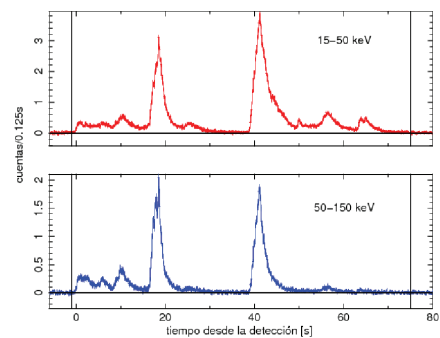


Figura C.18: Curva de Luz GRB 080411

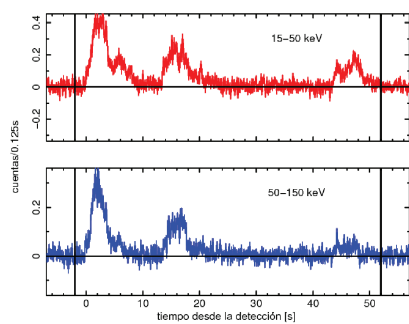


Figura C.19: Curva de Luz GRB 080413A

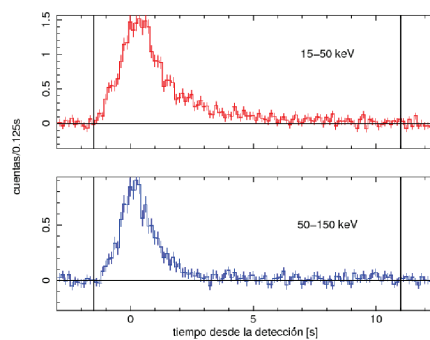


Figura C.20: Curva de Luz GRB 080413B

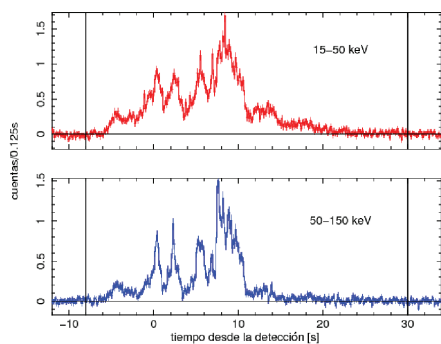


Figura C.21: Curva de Luz GRB 080605

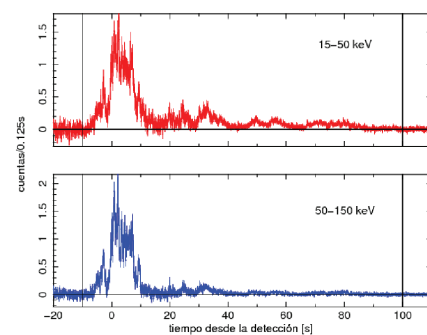


Figura C.22: Curva de Luz GRB 080607



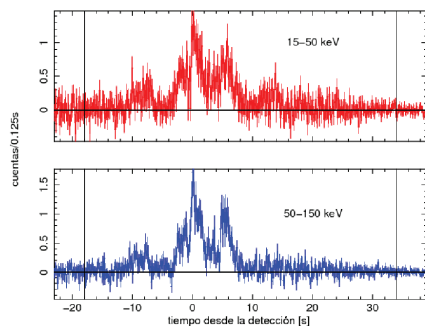


Figura C.23: Curva de Luz GRB 080721

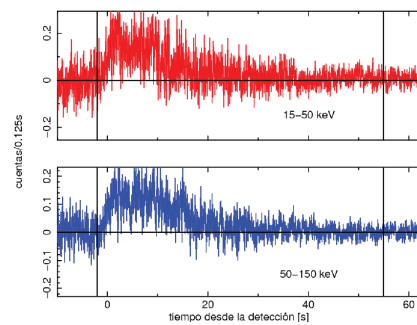


Figura C.24: Curva de Luz GRB 080804

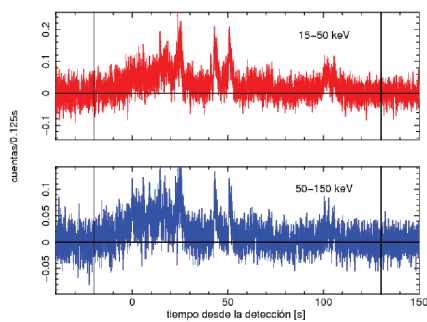


Figura C.25: Curva de Luz GRB 080810

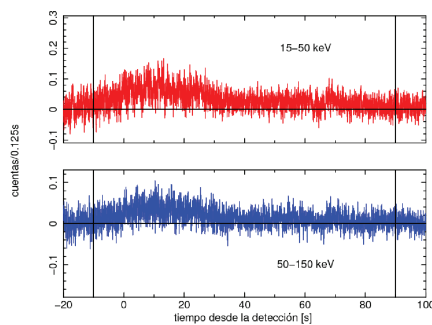


Figura C.26: Curva de Luz GRB 080906

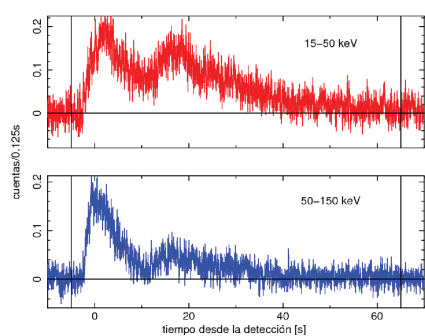


Figura C.27: Curva de Luz GRB 080916A

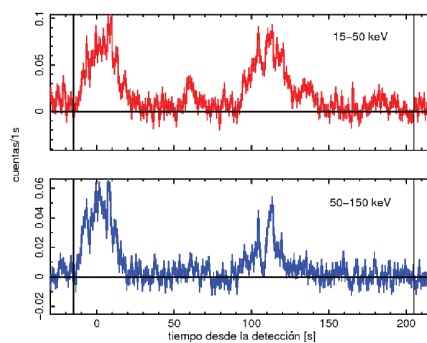


Figura C.28: Curva de Luz GRB 081008

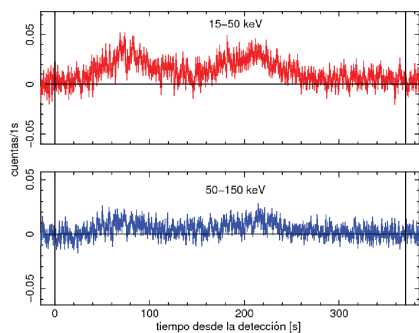


Figura C.29: Curva de Luz GRB 081028A

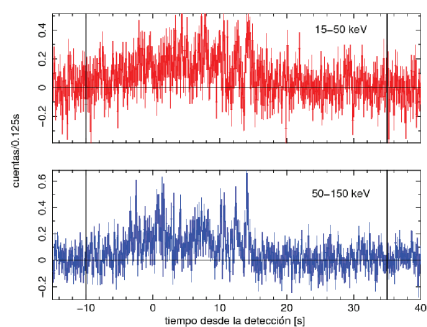


Figura C.30: Curva de Luz GRB 081121

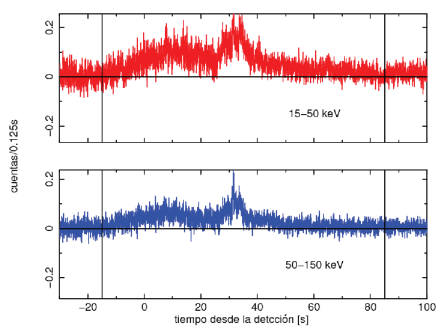


Figura C.31: Curva de Luz GRB 081203A

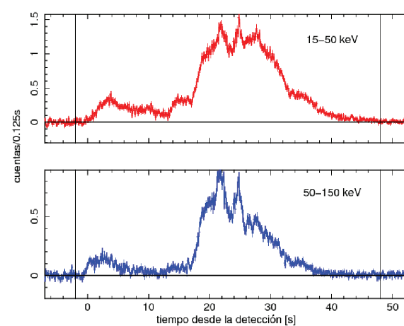


Figura C.32: Curva de Luz GRB 081221

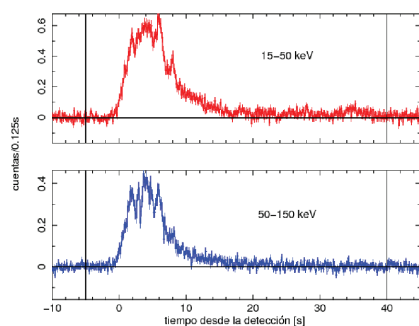


Figura C.33: Curva de Luz GRB 081222

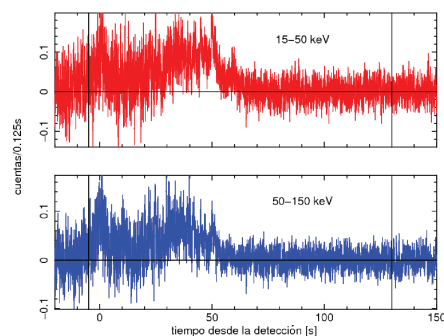


Figura C.34: Curva de Luz GRB 090418A

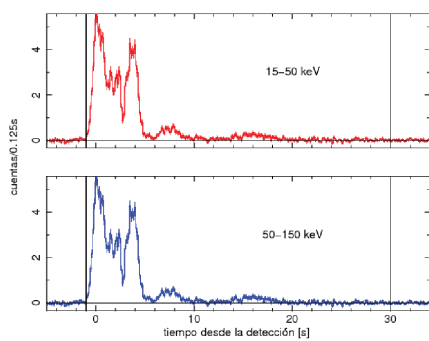


Figura C.35: Curva de Luz GRB 090424

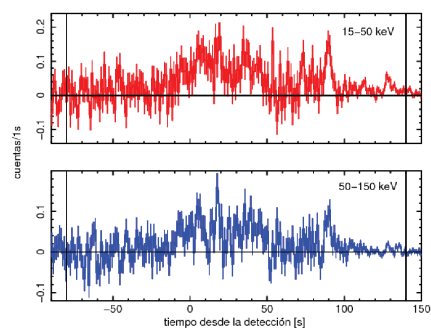


Figura C.36: Curva de Luz GRB 090516A

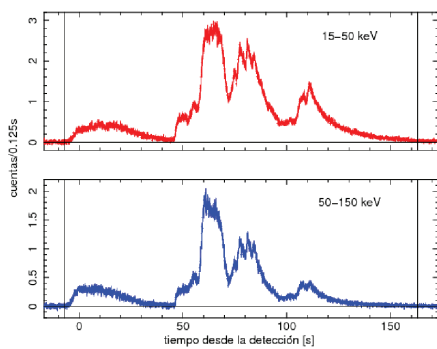


Figura C.37: Curva de Luz GRB 090618

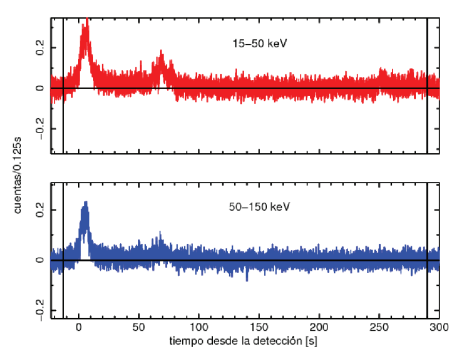


Figura C.38: Curva de Luz GRB 090715B

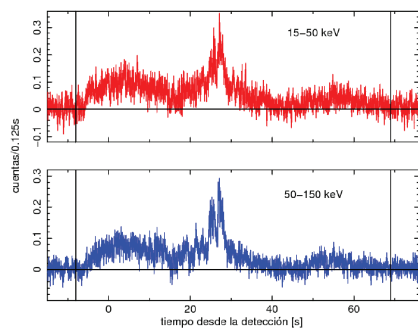


Figura C.39: Curva de Luz GRB 090812

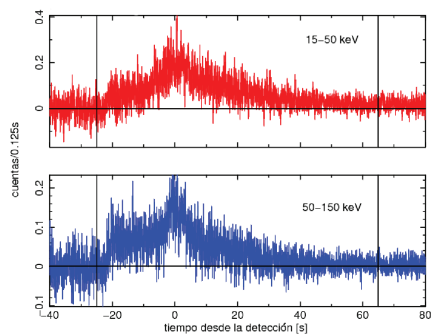


Figura C.40: Curva de Luz GRB 090926B

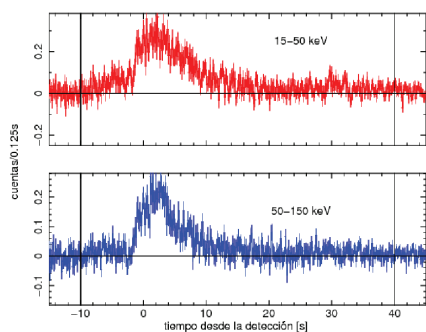


Figura C.41: Curva de Luz GRB 091020

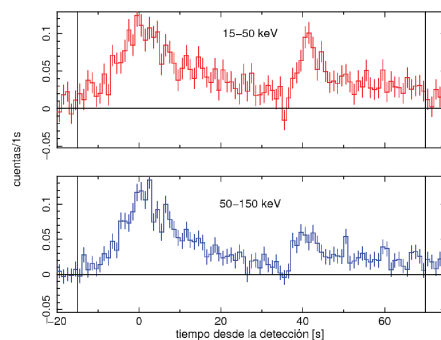


Figura C.42: Curva de Luz GRB 091024

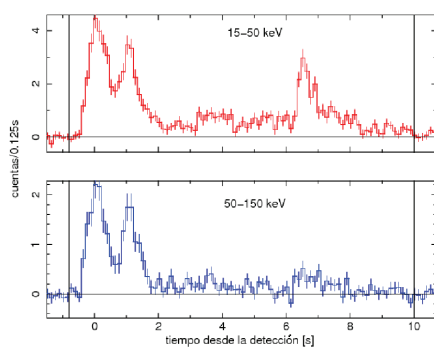


Figura C.43: Curva de Luz GRB 091127

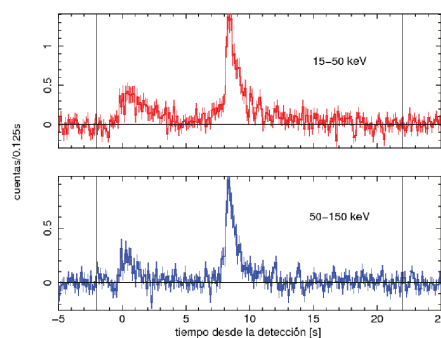


Figura C.44: Curva de Luz GRB 091208B

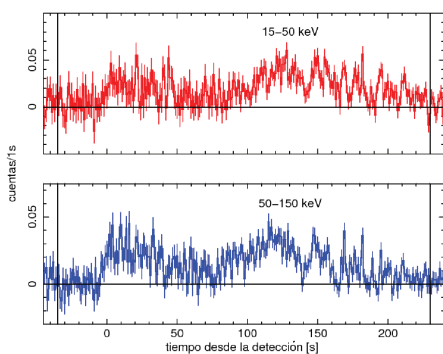


Figura C.45: Curva de Luz GRB 100413A

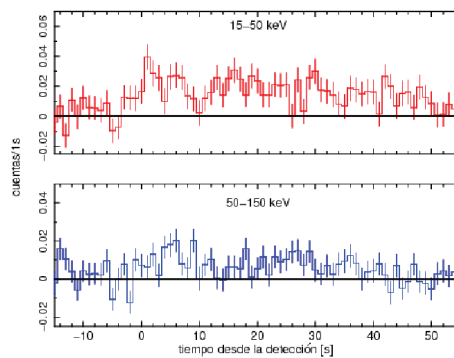


Figura C.46: Curva de Luz GRB 100621A

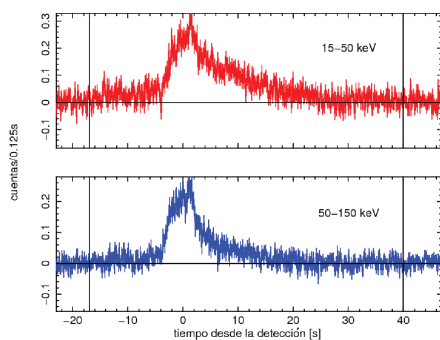


Figura C.47: Curva de Luz GRB 100704A

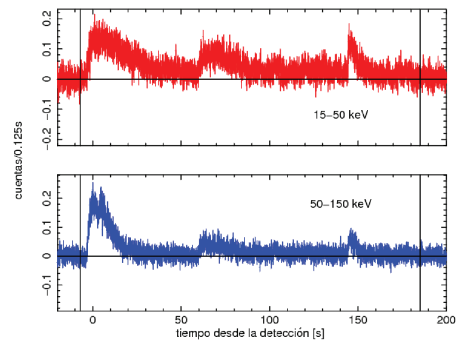


Figura C.48: Curva de Luz GRB 100814A

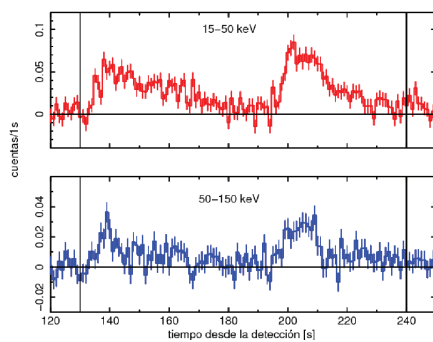


Figura C.49: Curva de Luz GRB 100902A

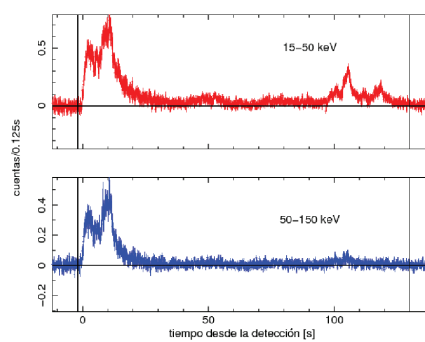


Figura C.50: Curva de Luz GRB 100906A

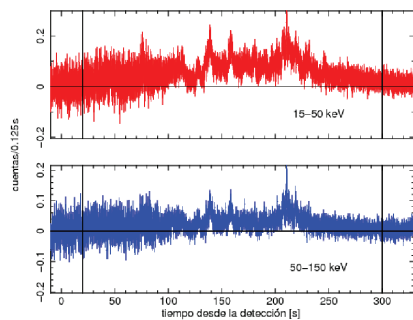


Figura C.51: Curva de Luz GRB 110205A

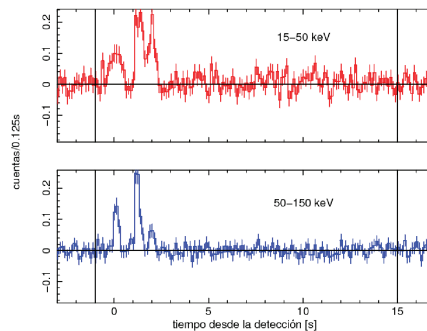


Figura C.52: Curva de Luz GRB 110213A

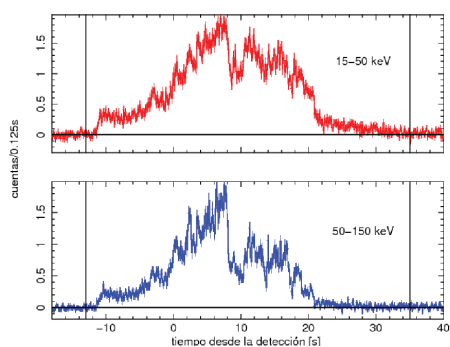


Figura C.53: Curva de Luz GRB 110422A

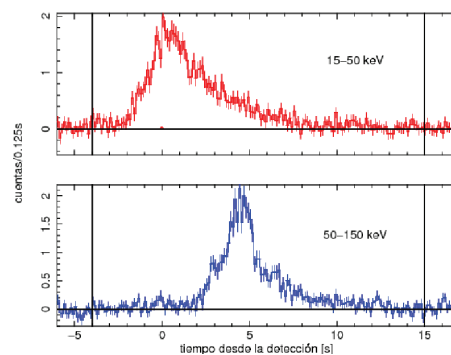


Figura C.54: Curva de Luz GRB 110503A

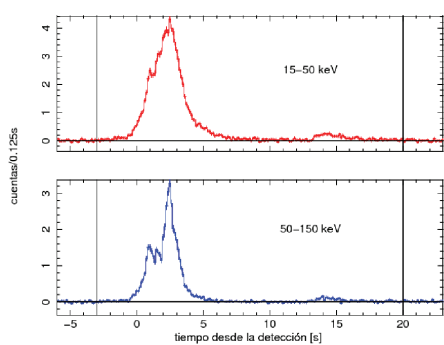


Figura C.55: Curva de Luz GRB 110715A

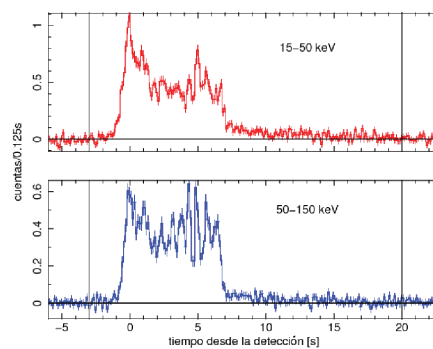


Figura C.56: Curva de Luz GRB 110731A

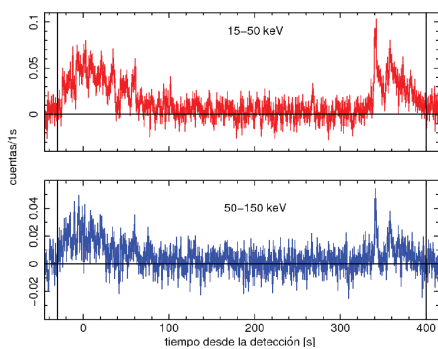


Figura C.57: Curva de Luz GRB 110801A

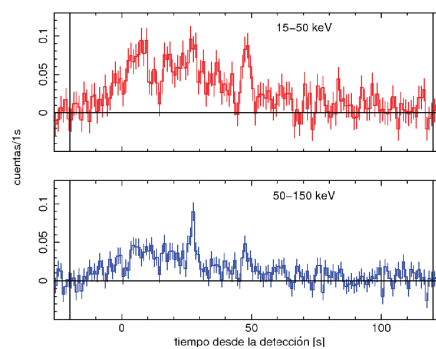


Figura C.58: Curva de Luz GRB 110818A

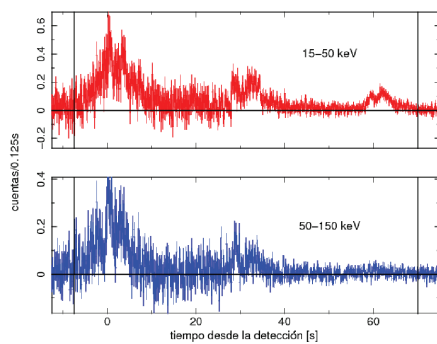


Figura C.59: Curva de Luz GRB 111008A

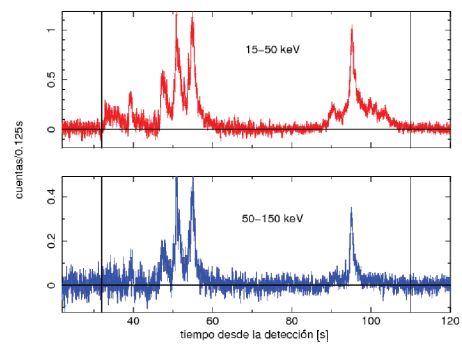


Figura C.60: Curva de Luz GRB 111228A

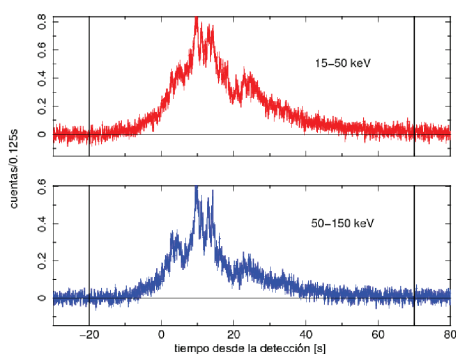


Figura C.61: Curva de Luz GRB 120119A

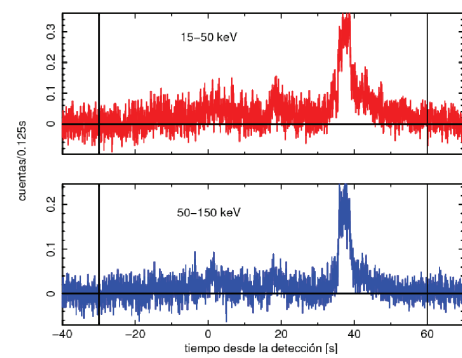


Figura C.62: Curva de Luz GRB 120327A