



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO**

POSGRADO EN ASTROFÍSICA

ASTROFÍSICA TEÓRICA

SIMULACIONES NUMÉRICAS DE VARIABILIDAD EN LA  
EMISIÓN TARDÍA DE GRB.

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

PRESENTA:  
ALEJANDRA JIMÉNEZ ROSALES

DR. FABIO DE COLLE  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

MÉXICO DISTRITO FEDERAL, ENERO 2016



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



*¿Cuál es el animal que tiene más de tres ojos pero menos de cuatro? ...*

El piojo.

Liz Lemon: *“Why are you wearing a tux?!”*

Jack Donaghy: *“It’s after six, what am I? a farmer?”*

30 Rock

*“Sometimes we search for one thing but discover another.”*

Barney Stinson, HIMYM



# Agradecimientos.

Al Dr. Fabio De Colle por dirigir este trabajo de investigación, por su disponibilidad y paciencia, por impulsarme y enseñarme con el ejemplo cómo ser una mejor científica.

A los sinodales por la revisión y discusión de la presente tesis, sus los comentarios y sugerencias mejoraron este trabajo: Dr. Nissim Fraija, Dr. Diego López Cámara, Dr. Sergio Mendoza y especialmente al Dr. Enrico Ramirez-Ruiz, por su apoyo durante mi estancia en la UCSC.

A mi familia y mis amigos, a la RSP, a las Cleotilditas y a Tovaró, por las risas, las distracciones, las convivencias, los partidos y el apoyo en esos momentos difíciles.

Al CONACYT y al PAPIIT IA103315 con cuyo apoyo pude dedicarme completamente a mis estudios e investigación durante estos años y vivir una vida cómoda.

“... Y es todo lo que tengo que decir sobre eso.”

Forrest Gump.



# Abstract.

Gamma-ray bursts are bursts of electromagnetic radiation with a peak in the gamma-ray band of the spectrum. They have durations of seconds and luminosities exceeding  $10^{52}$  erg  $s^{-1}$ , outshining any other source of gamma rays in the field of vision. Having being discovered during the cold war with the VELA military satellites, they quickly became interesting objects to study.

According to their progenitor and their duration, there are basically two types of GRBs: the long and the short (LGRBs and SGRBs respectively). The formers typically last  $\gtrsim 20$  s and the mechanism which originates them is associated to the stellar collapse of massive stars (Woosley 1993). On the other hand, the SGRBs are associated to the fusion of compact object binary systems (Piran et al. 2012) and have durations of  $\lesssim 0.2$  s, with an apparent separation of the two categories around 2 s according to the BATSE detector. The results obtained in this dissertation can be applied to both types of GRBs.

The GRB emission is basically divided in two phases: the early emission or *prompt* which includes the soft gamma rays (few hundred keV) in which the majority of the radiation is emitted and the photons with energies both greater (few MeV) and smaller (few keV) that arrive simultaneously (some have high-energy tails that extend up to GeV, Piran et al. 2012); and the late emission or *afterglow* (residual radiation of the GRB that follows the initial gamma emission and that can last up to months, it generally extends to X-Rays, optical and radio, with a power-law light curve associated to synchrotron radiation). Variability is often observed in both phases. In the case of the afterglow, it is presented in the form of a soft increase in the flux, with an average value of half an order of magnitude. There have also been observed fast, abrupt and considerable increments in the flux (up to three orders of magnitude) in the early ( $\lesssim 1-2$  days) and late ( $\sim 10$  days) times of the afterglow which have been called *X-Ray flares*.

In this dissertation, GRBs are considered within the *fireball* model and with internal and external shocks: a relativistic jet is ejected by a central engine associated to a compact object, internal shocks take place within this structure originating the prompt emission; meanwhile, the afterglow is generated by the interaction of the head of the jet with the



ISM. Even though this model has been the most successful in explaining the general panorama of the GRB phenomena, the observed variability cannot be explained by it and other mechanisms need to be included in order to reproduce what is observed. This is what is intended to do in this dissertation: the proposal of a physical scenario in which the observed variability in the X-Ray band can be reproduced and, perhaps, even X-Ray flares. Having a mechanism that accurately reproduces these variabilities would give indices about the time the central engine of the GRB must remain active and would contribute to the understanding of the general phenomena of gamma ray bursts.

Numerical simulations in one and two dimensions (1D and 2D respectively) with the code *Mezcal* were conducted (De Colle et al. 2012). Two main components in spherical symmetry are considered: the first, a blast wave (the head of the jet) described using the self similar solution of Blanford & McKee (1976, BM) which expands in an homogeneous medium. The second, a rear shock emitted by the central engine some time after the first given by either a uniform, relativistic, cold shell with constant pressure and velocity; or a cold BM solution.

Having conducted the simulations, the respective light curves were obtained following the method described in De Colle et al. (2012) in which, considering the synchrotron spectrum for a power law distribution of electrons (Sari et al. 1998) with constant micro physical parameters, the contribution to the light curve of equally arriving photons from different parts of the jet is registered.

The idea behind the simulations is that as the rear shock reaches the head of the jet (which is losing speed) and interacts with it, an observed zone of smaller angular aperture than that of the head of the jet is reactivated. It is expected that this interaction will generate a sudden change in the observed emission of the shock with similar characteristics to the observed variability in the late emission of GRBs or perhaps X-Ray flares.

The 1D simulations, either with the cold relativistic shell or the cold BM solution for the rear shock, showed abrupt increments in the flux of the light curves of up to three orders of magnitude, with a slow decay that spanned for several orders of magnitude in time. Even though the hydrodynamic evolution of the system with the shell and the BM for the rear shock were similar, there are differences which imply that the structure of the rear shock is quite important.

With respect to the 2D simulations, the rear shock was described by a cold BM solution, for this resulted to be a very numerically stable structure. The 2D effect was introduced by modifying the half opening angle of the rear shock.

Generally speaking, the obtained peaks in 2D were taller than those in 1D, with a second “bump” in the light curve (besides the maximum) around  $t_{\text{obs}} \sim 110$  days which gives an initially slower decay of the flux that ultimately, for later times, diminishes much more than in the 1D case. Due to this, a calculation of the temporal variation of the flux  $\Delta F/F$  as a function of  $\Delta t/t$  (with  $F$  the flux and  $t$  the time) of the peaks was made following two different methods: the first was a calculation of the FWHM of the peaks, the second was the same as the one used by Chincarini et al. (2010) where a function given by the product of two exponentials was fitted to the peak.

The results obtained with the considered initial conditions did not reproduce the observed variability in the GRB afterglows: this is smooth and slow, with average increments in the flux of half an order of magnitude, whereas those obtained in this dissertation are quite rapid and high. This is associated to the discontinuity present in the variable profile between the tail of the head shock and front of the rear one. General though is that by softening the contact zone between the shocks and diminishing its energy, softer and slower increments in the flux will be obtained.

The obtained results, however, seem to be related to X-Ray flares. A comparison of the relative increments in flux and time of the theoretically obtained peaks was made with those presented by Margutti et al. (2011, where the results of Chincarini et al. 2010 and Bernardini et al. 2011 are taken into account as well) for X-Ray flares. It was found that even though with the initial conditions (specifying the ratio of Lorentz factors, the energies of the two shocks and the half opening angle of the rear shock) considered in this research it was not possible to exactly reproduce any of the observed data, the obtained increments are consistent to those of the observed flares and a variation of these parameters could indeed reproduce them.

The shape of the theoretical flares was compared with that of ten observed X-Ray flares. The result was that the general behaviour of both types of peaks is consistent with each other, reproducing in good measure the decay of the peaks. In most of the chosen flares there were problems with fitting the observed data at earlier times than that of the flare and with the rise of the peak as well. With respect to the former, many of the considered flares were observed in the rapid decay phase that follows the prompt emission, so the slope of the light curve is steeper than that of the proposed system in this thesis, where this residual radiation is not taken into account. With respect to the later, it was mentioned before that by softening the contact zone between the shocks slower and less abrupt increments will be obtained.

A remarkable result is that the X-Ray flare of GRB 081102 is very well fitted by one of the theoretical curves. The rise of the peak in this flare is as abrupt as that of the theoretical peak and of the same magnitude. The decay of theoretical curve and that of

the flare match very well, with it being within the error bars up to times  $t/t_{max} \approx 7$ , where  $t_{max}$  is the time at which the maximum of the peak is reached.

Something to keep in mind is that X-Ray flares usually appear in the early times of the afterglow radiation of the GRB, when the jet is moving with constant velocity. Regarding this, taking the shock as a BM during these times is not the most adequate description. However, if valid, it would be possible to ascertain that the scenario of refreshed shocks proposed in this dissertation can generate flux increments in the light curves as those of X-Ray flares.

Finally, one of the mechanisms proposed for X-Ray flares is that they are generated with internal shocks of material ejected after the prompt phase. This represents a difficulty because it implies that the central engine needs to stay active for long periods of time. The results of this thesis pose a solution to this problem and therefore have very important consequences in the field.

# Resumen.

Los destellos de rayos gamma o gamma-ray bursts (GRBs por sus siglas en inglés) son destellos de radiación electromagnética con un máximo en la banda gamma del espectro. Tienen duraciones de segundos y cuentan con luminosidades que exceden los  $10^{52}$  erg s<sup>-1</sup>, opacando a cualquier otra fuente de rayos gamma en el campo de visión. Habiendo sido descubiertos en época de la guerra fría con los satélites militares VELA, rápidamente se convirtieron en objetos interesantes de estudio.

Según su progenitor y su duración, pueden distinguirse básicamente en dos tipos: los largos y los cortos (LGRBs y SGRBs respectivamente, por sus siglas en inglés). Los primeros duran típicamente  $\gtrsim 20$  s y el mecanismo que los origina está asociado al colapso estelar de estrellas masivas (Woosley 1993). Por otra parte, los SGRBs están asociados a la fusión de sistemas binarios de objetos compactos (Piran et al. 2012) y tienen duraciones de  $\lesssim 0.2$  s, con una aparente separación entre las poblaciones alrededor de los 2 s según el detector BATSE. El trabajo de esta tesis se aplica para ambos tipos de GRBs.

La emisión de los GRBs se divide básicamente en dos etapas temporales: la temprana o fase “prompt”, cuya duración comprende la detección de los rayos gamma suaves (algunos cientos de keV) que constituyen la mayor parte de la emisión inicial de los GRBs así como también a aquellos fotones de menor (algunos keV) y mayor energía (algunos MeV) que llegan simultáneamente (algunos destellos presentan colas de alta energía que se extienden hasta los GeV, Piran et al. 2012); y la tardía o fase del “afterglow” (radiación “residual” que sigue al destello en rayos gamma inicial y puede llegar a tener una duración de meses, generalmente se extiende a los rayos X, óptico/infrarrojo y radio cuya curva de luz presenta un comportamiento de ley de potencias asociado a radiación de sincrotrón). A menudo en ambas fases hay gran variabilidad observada en la emisión. En el caso de la emisión tardía, la variabilidad se presenta en forma de incrementos suaves y lentos en el flujo, de medio orden de magnitud en promedio. También se llegan a observar ocasionalmente cambios abruptos, rápidos y considerables en la curva de luz (de hasta tres órdenes de magnitud) en la época temprana de la emisión tardía ( $\lesssim 1 - 2$

días) y ocasionalmente a tiempos tardíos ( $\sim 10$  días), denominados *destellos de rayos X*.

En esta tesis se emplea el modelo del “*fireball*” con choques internos y externos como base para describir los GRBs: un chorro relativista es emitido por un motor central asociado a un objeto compacto, dentro de éste ocurren choques internos que generan la emisión temprana, mientras que la tardía es generada por la interacción de la cabeza del chorro con el medio. Aunque este modelo ha sido el más exitoso en explicar de manera general el fenómeno de los destellos de rayos gamma, dentro de éste no se tiene contemplada la “re-iluminación” observada de la curva de luz de los GRBs (en forma de la variabilidad en la emisión tardía y los destellos de rayos X mencionados anteriormente). Se requieren añadir otros mecanismos físicos al modelo para explicarlos, lo cual es lo que se pretende hacer en esta tesis: proponer un escenario físico en el cual se puedan reproducir las variabilidades observadas en la curva de luz en rayos X o bien, los destellos de rayos X. La propuesta de un mecanismo exitoso en explicar estas variabilidades daría indicios acerca del tiempo de encendido del motor central que genera los GRBs y contribuiría a la comprensión del panorama general del fenómeno de los destellos de rayos gamma.

El trabajo consistió en realizar simulaciones numéricas con el código *Mezcal* (De Colle et al. 2012) en una y dos dimensiones en simetría esférica de un sistema de dos componentes principales: la primera, una onda de choque (la cabeza del chorro del GRB) descrita por la solución autosimilar de Blanford & McKee (1976, BM) que se mueve en un medio homogéneo. La segunda, un choque trasero emitido por el motor central a un cierto tiempo posterior del primero descrito ya sea por un cascarón esférico, frío, uniforme y relativista, con presión y velocidad constantes; o por una solución de BM fría.

Una vez teniendo la dinámica, se hizo el cálculo de la emisión de acuerdo al método propuesto por De Colle et al. (2012) en el cual, tomando el espectro de sincrotón obtenido por Sari et al. (1998) para una población de electrones dada por una ley de potencias, se considera la contribución a la curva de luz de los fotones que llegan al observador al mismo tiempo desde distintos puntos del chorro.

La idea detrás de las simulaciones es que el choque trasero alcance la cabeza del chorro (la cual está desacelerándose) e interactúe con ésta, de tal manera que una zona observada de tamaño angular menor a la apertura del chorro se reactive repentinamente. Esta interacción se espera que genere un cambio brusco en la emisión observada del choque y que éste presente características semejantes a las de la variabilidad observada en la fase tardía en rayos X, o bien, a los destellos de rayos X.

Las simulaciones en 1D, tanto con el cascarón frío relativista como con el BM frío, mostraron incrementos abruptos y asimétricos del flujo de las curvas de luz, de hasta

tres órdenes de magnitud, con una caída lenta que abarca temporalmente por lo menos dos órdenes de magnitud. Aunque las evoluciones del sistema con un cascarón o con un BM frío son similares, existen diferencias que implican que la estructura del choque trasero es importante.

En cuanto a las simulaciones en 2D, el choque trasero se tomó como un BM frío debido a que resultó ser más estable numéricamente. El efecto 2D se introdujo variando el ángulo de media apertura del choque trasero.

En general los picos en 2D son más altos que en 1D, con un “bump” además del máximo a  $t_{\text{obs}} \sim 110$  días que da pie a una caída del flujo inicialmente más lenta pero que finalmente disminuye mucho más que el caso 1D a tiempos tardíos. Debido a este decremento importante, se hizo un cálculo de la variación temporal del flujo  $\Delta F/F$  como función de  $\Delta t/t$  (con  $F$  el flujo y  $t$  el tiempo) para estas simulaciones siguiendo dos métodos: el primero correspondía al cálculo del FWHM de los picos y en el segundo se optó por el método seguido por Chincarini et al. (2010) en donde se ajusta al pico una función dada por el producto de dos exponenciales.

De lo obtenido, no se logró reproducir con las condiciones iniciales propuestas la variabilidad en las curvas de luz de la emisión tardía de los GRBs, esto principalmente debido a que la variabilidad es suave, lenta y con incrementos en el flujo de menos de un orden de magnitud en promedio, mientras que los de esta tesis son muy abruptos, rápidos y muy altos. Esto se asocia a la discontinuidad presente en el perfil de las variables entre el choque frontal y el trasero. Se piensa que modificando los perfiles de densidad, “suavizando” la zona de contacto entre el segundo choque y el primero, y disminuyendo su energía, se pueden obtener los incrementos lentos y ligeros en el flujo.

Los resultados obtenidos podrían asociarse a los destellos en rayos X. Se hizo una comparación de los incrementos relativos en el flujo y en el tiempo de los picos obtenidos teóricamente con aquellos presentados por Margutti et al. (2011, en donde se incluyen también los trabajos de Chincarini et al. 2010 y Bernardini et al. 2011) para destellos de rayos X de GRBs cortos y largos, y se encontró que aunque con las condiciones iniciales utilizadas en la tesis (variaciones en el cociente de los factores de Lorentz, de energías y el ángulo de apertura del choque trasero) no fue posible reproducir exactamente alguno de los destellos observados, los incrementos obtenidos son consistentes con aquellos de los destellos y con una variación de estos parámetros sí sería posible hacerlo.

Se hizo también una comparación de la forma de los destellos de rayos X teóricos con diez destellos observados y se obtuvo que el comportamiento en general de los picos teóricos es consistente con el observado, reproduciendo en buena medida la caída de los picos. En la mayoría de los destellos elegidos se tienen problemas para reproducir los

datos observados antes de que ocurran los destellos y durante la subida de los picos. Con respecto a lo primero, muchos de los destellos elegidos fueron observados en la etapa de decaimiento rápido que sigue a la emisión temprana del GRB, de manera que la pendiente de la curva de luz es mayor a la del sistema propuesto en la tesis, en donde esa radiación residual de la emisión temprana no se considera. Con respecto a lo segundo, como ya se ha mencionado anteriormente, se piensa que suavizando la zona de contacto entre los choques se obtendrán incrementos más lentos y menos abruptos.

Cabe resaltar que uno de los destellos considerados, perteneciente al GRB largo 081102, fue muy bien modelado por una de las curvas teóricas obtenidas en este trabajo. Este destello presentaba un incremento en el flujo tan abrupto como el teórico y del mismo orden de magnitud. La caída del destello y la curva teórica coincidieron muy bien, con ésta última estando dentro de las barras de error de los puntos observados hasta tiempos  $t/t_{max} \approx 7$ , en donde  $t_{max}$  es el tiempo al que se alcanza el máximo del pico.

Un detalle que hay que tomar en cuenta es que los destellos de rayos X aparecen usualmente en las etapas tempranas de la emisión tardía del GRB, en donde el frente se está moviendo con velocidad constante, por lo que la descripción del choque como un BM durante estas fases no resulta ser la más apropiada. Sin embargo, de considerarse válida ésta descripción, entonces es posible decir que el escenario de choques re-alimentados propuesto en esta tesis es capaz de generar incrementos en la curva de luz como aquellos de los destellos de rayos X.

Finalmente, uno de los mecanismos para explicar los destellos de rayos X es que son generados por choques internos de material emitido siguiendo la emisión temprana. Esto representa una dificultad debido a que implica que el motor central necesita permanecer encendido por periodos largos de tiempo. Los resultados de esta tesis presentan una solución a este problema y por lo tanto son de alto impacto en el campo.

# Índice general

<b>Agradecimientos.</b>	<b>II</b>
<b>Abstract.</b>	<b>III</b>
<b>Resumen.</b>	<b>VII</b>
<b>1. Los GRBs: observaciones y modelos teóricos.</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción.	1
1.2. Historia.	1
1.3. Características generales.	5
1.3.1. La fase temprana: emisión “prompt”.	6
1.3.2. La fase tardía: el “afterglow”.	10
1.3.3. Destellos de rayos X.	13
1.4. Mecanismos físicos.	15
1.4.1. Efectos relativistas.	16
1.4.1.1. Escalas de tiempo relativistas.	17
1.4.1.2. El problema de compacidad.	18
1.4.1.3. Colimación relativista.	19
1.4.2. Aceleración de partículas en choques.	19
1.4.3. La Solución de Blandford & McKee (1976)	20
1.4.4. La Radiación de Sincrotrón.	22
1.5. Los modelos teóricos.	27
1.5.1. El modelo base de GRBs.	27
1.5.2. El modelo estándar de la bola de fuego o “fireball”.	28
1.5.2.1. La emisión temprana o “prompt”.	29
1.5.2.2. La emisión tardía o el “afterglow”.	30
1.5.3. Choques “Re-alimentados”: Inyección de energía.	31
<b>2. El formalismo matemático y numérico detrás de las simulaciones numéricas.</b>	<b>34</b>
2.1. Introducción.	34
2.2. La hidrodinámica en relatividad especial (SRHD).	34
2.2.1. Las ecuaciones de la SRHD.	35
2.2.2. Las ecuaciones de la SRHD como un problema de valores iniciales.	39
2.3. Métodos numéricos.	41
2.3.1. Método de volúmenes finitos.	42



2.3.2.	Reconstructores de celdas. . . . .	43
2.3.3.	Resolvidor de Riemann: HLL. . . . .	45
2.3.4.	El código Mezcál. . . . .	46
2.4.	El cálculo de la radiación. . . . .	47
2.4.1.	Implementación numérica del cálculo de la radiación. . . . .	49
<b>3.</b>	<b>Presentación y discusión de resultados de las simulaciones numéricas realizadas.</b>	<b>52</b>
3.1.	Introducción. . . . .	52
3.1.1.	Las simulaciones numéricas. . . . .	52
3.2.	Simulaciones en 1D. . . . .	54
3.2.1.	La primera componente: El choque frontal dado por un BM. . . . .	54
3.2.2.	La segunda componente: El choque trasero dado por un cascarón frío, uniforme y relativista. . . . .	57
3.2.3.	La segunda componente: El choque trasero dado por una solución de BM fría. . . . .	62
3.2.4.	Comparación entre los casos en 1D con un cascarón relativista frío y una solución de BM fría. . . . .	67
3.3.	Simulaciones en 2D. . . . .	69
3.3.1.	La primer componente: El choque frontal dado por un BM. . . . .	70
3.3.2.	La segunda componente: El choque trasero dado por un BM frío. . . . .	71
3.3.3.	Comparación entre las simulaciones en 1D y 2D. . . . .	73
3.3.4.	Cálculo de $\Delta F/F$ y $\Delta t/t$ para las variabilidades obtenidas de las simulaciones en 2D. . . . .	75
3.3.5.	Comparación de $\log(\Delta F/F)$ y $\log(\Delta t/t)$ con las observaciones. . . . .	77
3.3.5.1.	Variabilidad en la emisión tardía. . . . .	77
3.3.5.2.	Destellos de rayos X. . . . .	78
<b>4.</b>	<b>Conclusiones y trabajo futuro.</b>	<b>85</b>
<b>A.</b>	<b>El problema de Riemann en SRHD.</b>	<b>90</b>
<b>Bibliografía</b>		<b>93</b>

*A mi familia, las Cleotilditas y Tovaró. . .*

*La vida es una explosión de sabores en la boca.*

*Saludos y Saluditos!*



---

**Parte I.**  
**Marco teórico.**

---



# Capítulo 1

## Los GRBs: observaciones y modelos teóricos.

### 1.1. Introducción.

Los *destellos de rayos gamma* o “*gamma-ray bursts*” (de ahora en adelante se les denotará como GRBs por sus siglas en inglés) son destellos de radiación electromagnética con un flujo máximo en la banda gamma del espectro<sup>1</sup>. Tienen duraciones de algunos segundos y cuentan con luminosidades isotrópicas que exceden los  $10^{52}$  erg s<sup>-1</sup> opacando a cualquier otra fuente de rayos gamma en el campo de visión. Los modelos actuales apuntan a que provienen de chorros relativistas generados por mecanismos ligados a objetos compactos.

Los GRBs se han convertido también en herramientas para estudiar otros sistemas en el universo: propiedades de galaxias a las que se les asocia, características del medio interestelar en el que mueven y debido a que son extragalácticos, podrían usarse para el estudio de las primeras épocas del universo mediante diagramas de Hubble a corrimientos al rojo grandes.

### 1.2. Historia.

Los GRBs fueron descubiertos en la época de la guerra fría a finales de la década de los 60 con los satélites militares VELA (Klebsadel et al. 1973). En esos años los EE.UU., sospechando violaciones al tratado de prohibición de pruebas nucleares por parte de la

---

<sup>1</sup> Este máximo depende tanto del tipo de GRB como del detector con el que se observa, como se verá más adelante.

U.R.S.S., monitoreaban la Tierra en búsqueda de radiación en rayos- $\gamma$  característica de pruebas nucleares.

Efectivamente, los satélites VELA detectaron radiación muy energética, sin embargo, se encontró que provenía del espacio exterior y que, ciertamente, no había sido producida por el hombre. Fue entonces cuando se comenzó el estudio de estas nuevas señales en rayos gamma sumamente cortas y energéticas. En la Figura 1.1 se muestra la curva de luz de uno de los primeros GRBs observados por estos satélites.

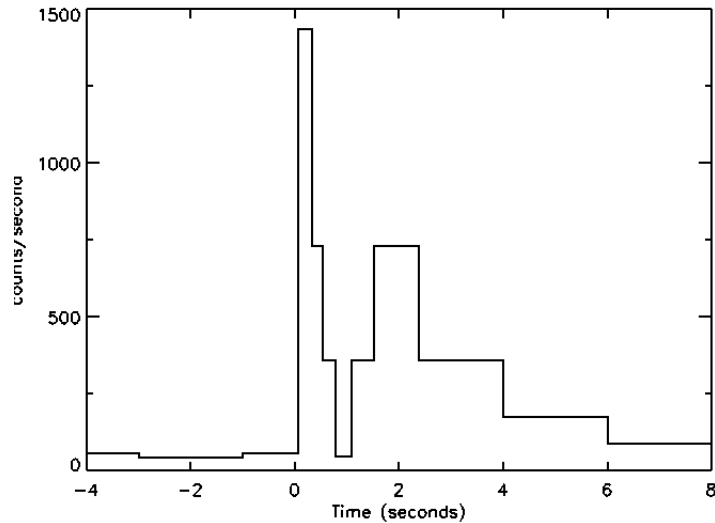


FIGURA 1.1: Curva de luz del cuarto GRB observado por los satélites VELA (el 4 de julio de 1967, Klebsadel et al. 1973).

A continuación se hará una descripción breve de los distintos descubrimientos realizados en el campo y los satélites y detectores involucrados. Se refiere al lector a Vedrenne & Atteia (2009) para una discusión más detallada.

- *CGRO y BATSE*

Hasta antes de 1997 el detector más avanzado dedicado a estudiar los GRBs era BATSE (Burst and Transient Source Experiment) a bordo del “Compton Gamma Ray Observatory” (CGRO), con una sensibilidad en el rango de 50 keV a 2 MeV (Gehrels et. al 2009).

Aunque con BATSE no fue posible obtener una posición precisa de los destellos para darles seguimiento con otros telescopios<sup>2</sup>, sí fue posible hacer una primera caracterización de los GRBs: a aquellos con una duración menor a dos segundos se les denominó *cortos*

<sup>2</sup> Esto es porque los rayos gamma son difíciles de enfocar y dada la corta duración de los GRBs, las imágenes son generalmente difusas.

y al resto *largos*. El resultado más importante de BATSE fue que se descubrió que los destellos ocurren isotrópicamente en el cielo. Esto se muestra en la Figura 1.2.

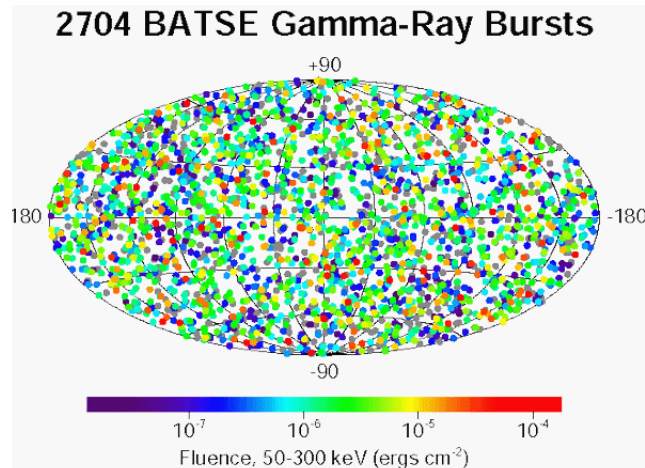


FIGURA 1.2: Distribución isotrópica de GRBs detectada por BATSE. Crédito: NASA/MSFC.

D. Lamb (1995) proponía que esto era debido a que los destellos eran formados dentro del halo galáctico debido a explosiones en las superficies de estrellas de neutrones y que, consecuentemente, eran galácticos. B. Paczyński (1995), por otro lado, defendía que eran cosmológicos y productos de la colisión de dos objetos compactos.

Dado que con los resultados de BATSE no era posible resolver este debate, nuevas y mejores observaciones debían de hacerse y con ello el desarrollo de nuevos detectores era necesario.

- *BeppoSAX*.

En 1997 fue lanzado el satélite BeppoSAX y fue posible hacer el seguimiento de los destellos. Éste satélite trabajaba en el rango de los 40 keV a 700 keV (Frontera et al. 1997) y con ello se descubrieron los denominados “*afterglows*” en la banda de los rayos X<sup>3</sup>, permitiendo su identificación en el óptico y el infrarrojo. Sus descubrimientos más importantes están relacionados a los GRBs largos debido a que no le era posible localizar con precisión a los GRBs cortos por su pequeña duración.

A partir de esto fue posible asociar galaxias anfitrionas a algunos GRBs e identificar su corrimiento al rojo. De esta manera fue posible verificar la hipótesis de que eran de naturaleza cosmológica. Un ejemplo de estos se presenta en la Figura 1.3 para el caso del GRB 970228.

<sup>3</sup> Radiación de menor energía remanente del destello inicial en rayos gamma. Se hablará con mayor profundidad acerca de esto en secciones posteriores.



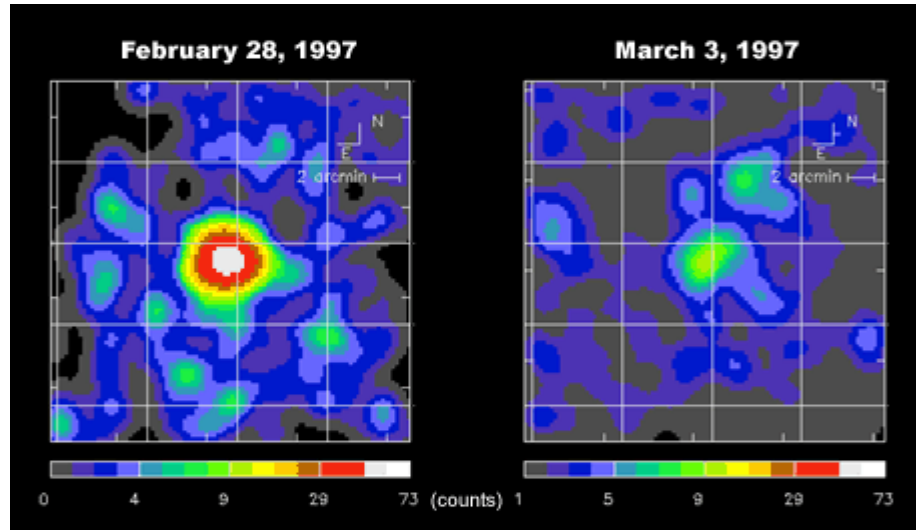


FIGURA 1.3: Ésta es una imagen de la emisión en rayos X del GRB 970228. La asociación con la galaxia anfitriona se hizo con la imagen en óptico. Crédito: NASA/MSFC.

Con este satélite, también se detectó un posible candidato para apoyar la conexión entre GRBs y Supernovas (SNs) que más adelante sería corroborado con estudios espectroscópicos del satélite High Energy Transient Explorer (HETE-2).

- *HETE-2*

HETE fue la primer misión dedicada a los GRBs. El satélite HETE-1 fue lanzado en 1996 junto con el satélite argentino SAC-B, mas debido a problemas técnicos de éste último, HETE-1 no pudo seguir con su misión. Un nuevo satélite fue lanzado: HETE-2, con un rango energético para la emisión temprana del GRB de 1 keV a 400 keV (Vedrenne & Atteia 2009). Éste permitió obtener posiciones de los destellos rapidamente y con ello dar seguimientos con otros telescopios espaciales y terrestres. También impulsó la búsqueda de la conexión GRB-SN, lo cual es clave en la determinación de los progenitores de los GRB largos. Un ejemplo de esto es el GRB 980425 asociado a la supernova SN 1998bW (Galama et al. 1998d) que se muestra en la Figura 1.4.

Con HETE-2 se descubrió el primer “afterglow” óptico de un GRB corto y los denominados *flashes de rayos X*, cuya interpretación es que son GRBs suaves, de menor energía (Atteia & Vedrenne, 2009).

- *Swift*.

El detector Swift ha estado en operación desde 2005. Fue diseñado para el descubrimiento y estudio de las contrapartes en otras bandas del espectro de los destellos, tanto cortos como largos.

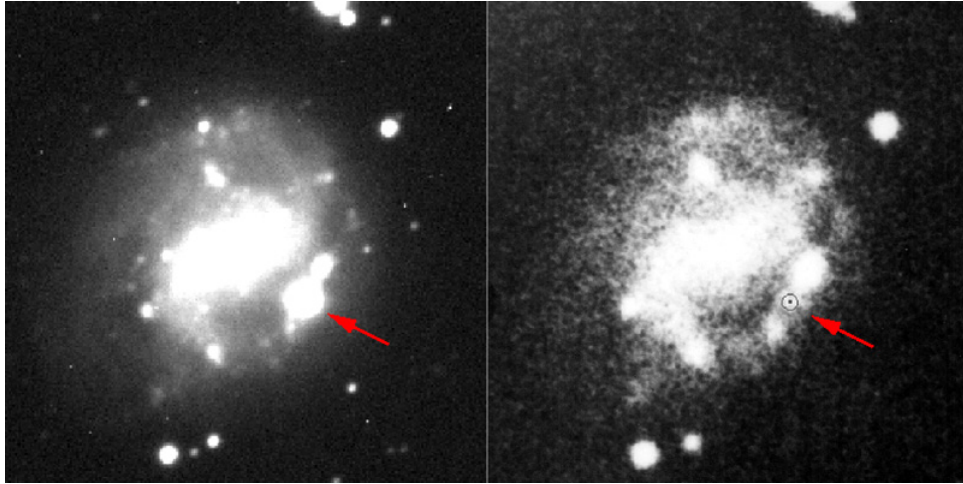


FIGURA 1.4: GRB 980425 asociado a la SN 1998bW. Se ve la evolución del “afterglow” del GRB (Galama et al., 1998d).

Este satélite con rango energético de 15 keV a 150 keV (Gehrels et al. 2009), es capaz de detectar de manera autónoma y rápida a GRBs y sus “afterglows” sin mucho retraso (decenas de segundos, Atteia & Vedrenne, 2009). Esto lo logra debido a que combina los campos de visión de tres telescopios: BAT (Burst Alert Telescope), XRT (X-Ray Telescope) y UVOT (Ultraviolet-Optical Telescope).

Un resultado importante es que se ha confirmado que los progenitores de los GRBs largos y cortos son distintos (Ghirlanda et al. 2009). Las propiedades de los GRBs cortos y sus galaxias anfitrionas apoyan la hipótesis de que son generados por la fusión de objetos compactos en sistemas binarios (Piran et al. 2012), mientras que los largos se suponen generados en el colapso de estrellas masivas (Woosley, 1993).

### 1.3. Características generales.

Aunque el acrónimo GRB hace referencia principalmente a la emisión en rayos- $\gamma$  descrita anteriormente, con energías máximas arriba de 1 MeV, hoy en día se usa el término “GRB” para denotar a todo el fenómeno asociado a estas emisiones repentinas, desde la radiación inicial en rayos gamma, denominada *emisión “prompt”* (emisión repentina o temprana), hasta la remanente, el “*afterglow*” (emisión tardía), que abarca bandas menos energéticas del espectro electromagnético.

Habiendo aclarado esto, en esta sección se presentarán las características generales observadas asociadas al fenómeno de los GRBs así como también relaciones empíricas obtenidas a partir de las observaciones.

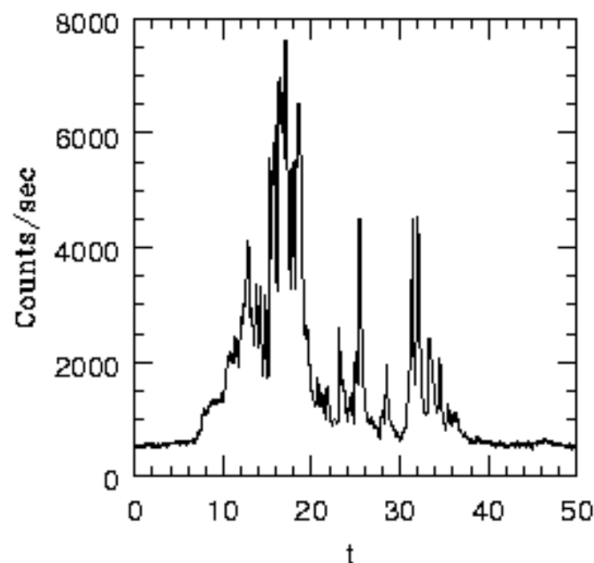
### 1.3.1. La fase temprana: emisión “prompt”.

La fase “prompt” o temprana incluye a los rayos gamma suaves (algunos cientos de keV) que constituyen la mayor parte de la emisión de los GRBs así como también a aquellos fotones de mayor y menor energía que llegan simultáneamente (Piran et al. 2012). Como se mencionó anteriormente, los GRBs están distribuidos isotrópicamente en el plano del cielo. Se supone que ocurran  $\sim 600$  eventos al año potencialmente detectables (Gehrels et al. 2009).

A continuación se presentarán de manera condensada las características temporales y espectrales de la emisión temprana observadas en los GRBs (Zhang & Mészáros 2004).

#### a) Propiedades temporales:

La duración de la emisión temprana varía mucho de un destello a otro. Se ha visto que esta variedad abarca cinco órdenes de magnitud, desde  $\geq 10^{-2}$  s hasta  $10^3$  s. En la Figura 1.5 se muestra la curva de luz de un GRB largo detectado por BATSE a bordo del CGRO. Como se presentó anteriormente, con este detector fue posible distinguir a




---

FIGURA 1.5: GRB largo típico detectado por BATSE a bordo del CGRO (Kouveliotou et al. 1993).

los GRBs en dos tipos según su duración, la cual usualmente es definida por el tiempo  $T_{90}$  en el que el 90% de las cuentas que resaltan del fondo son medidas<sup>4</sup>: los cortos y los largos, separados por  $\sim 2$  segundos de duración (como se muestra en el histograma de la Figura 1.6). Se tienen valores típicos de  $\sim 20$  s para destellos largos y  $\sim 0.2$  s para los cortos.

---

<sup>4</sup> También puede tomarse  $T_{50}$ , el tiempo al que el 50% de las cuentas se registran.

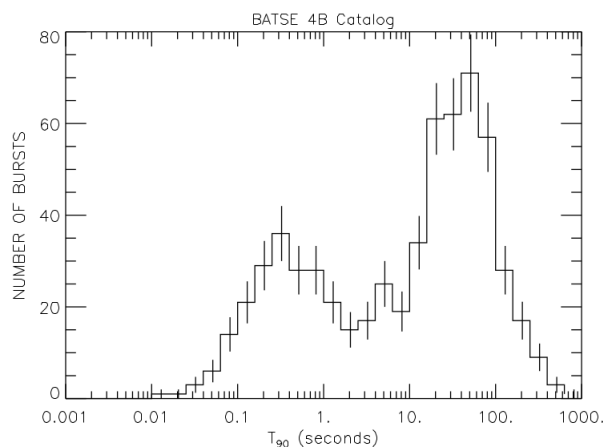


FIGURA 1.6: Histograma de las duraciones de 1234 GRBs detectados por BATSE (Kouveliotou et al. 1993).

Ningún GRB es igual a otro, sus curvas de luz son muy irregulares con alta variabilidad en el flujo<sup>5</sup> (ver Figura 1.5) en la mayoría de éstos (alrededor de un 80%). El resto son relativamente suaves y siguen un comportamiento de un incremento rápido seguido por un decaimiento exponencial (FRED por sus siglas en inglés “Fast Rise Exponential Decay”). La emisión temprana parece estar conformada de pulsos individuales que siguen a su vez un comportamiento FRED (Norris et al. 1996). Los anchos  $\delta t$  de la mayoría de éstos son asimétricos y varían en un rango amplio de tiempo (Piran et. al. 2012); Ramirez-Ruiz & Fenimore (2000) encontraron que el ancho de los pulsos no varía a lo largo de los destellos. Encontraron además, una correlación entre la variabilidad y su luminosidad (Fenimore & Ramirez-Ruiz 2000).

b) Propiedades espectrales:

En la Figura 1.7 se presentan espectros representativos  $\nu F_\nu \propto \nu^2 N(\nu)$  de GRBs. Para la mayoría de los GRB, el espectro del continuo es no térmico. Sin embargo, existen algunos en los que sí se aprecia una componente térmica, como es el caso de los GRB 101225A, GRB 131014A y GRB 090618 (Campana et al. 2011, Guiriec et al. 2015, Izzo et al. 2012). Además la mayoría de los destellos, ya sea integrados sobre toda su duración o sobre un subintervalo temporal de ésta, se ajustan bien mediante la relación fenomenológica encontrada por Band et al. (1993):

$$N(\nu) = N_0 \begin{cases} (h\nu)^\alpha \exp(-\frac{h\nu}{E_0}) & \text{si } h\nu < (\alpha - \beta)E_0, \\ [(\alpha - \beta)E_0]^{(\alpha - \beta)} (h\nu)^\beta \exp(\beta - \alpha) & \text{si } h\nu > (\alpha - \beta)E_0, \end{cases} \quad (1.1)$$

<sup>5</sup> Fluctuaciones en el flujo en una escala temporal mucho más corta que la duración total del destello, a veces por un factor de  $10^4$ .

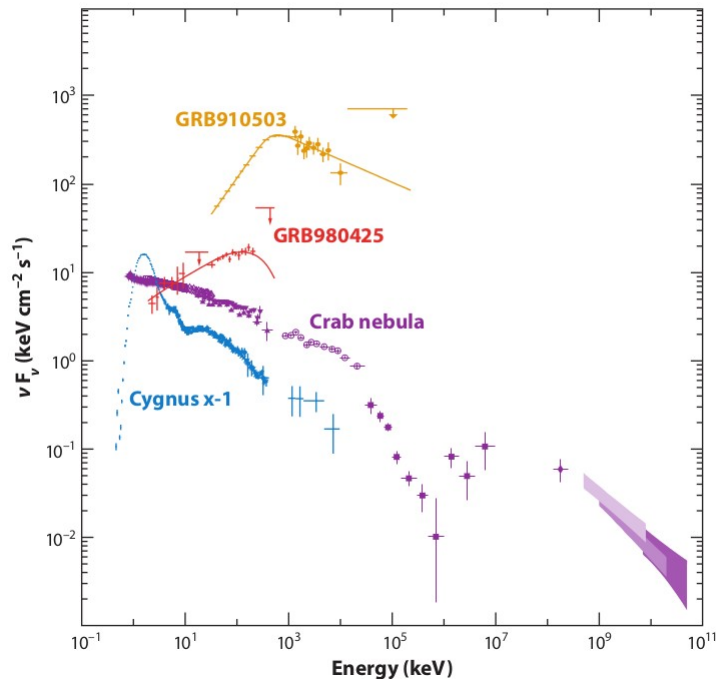


FIGURA 1.7: Espectros típicos de GRBs. Se presentan también aquellos de la Nebulosa del Cangrejo y el agujero negro galáctico Cygnus X-1 como referencia. Figura de Gehrels et al. (2009).

donde  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $E_0$  son parámetros que caracterizan a la energía de corte  $(\alpha - \beta)E_0$ :  $\alpha$  es el índice espectral de bajas energías,  $\beta$  el de altas energías y  $E_0$  es la energía de transición o energía máxima ( $E_p$ ) del espectro para  $\beta < -2$ . Para una muestra de 156 destellos de BATSE, se encuentran valores de  $\alpha \sim -1 \pm 1$ ,  $\beta \sim -2_{-2}^{+1}$  y una distribución logarítmica normalizada de  $E_p$  centrada en  $\sim 250\text{keV}$  (Zhang & Mészáros 2004).

Los GRBs también han sido clasificados de acuerdo a sus propiedades espectrales. En particular, los destellos que tienen picos en bandas espectrales de menor energía alrededor de los  $\sim 40\text{keV}$  se denominan como flashes de rayos X (XRFs). También se ha encontrado que la radiación de la fase temprana está polarizada (Coburn & Boggs 2003).

La emisión temprana se puede caracterizar por parámetros observacionales como la duración, el tiempo de subida y caída del pulso, la variabilidad, las energías isotrópica y máxima ( $E_{iso}$  y  $E_{peak}$ ), entre otros. Un diagrama con algunas de las distintas correlaciones encontradas entre cada uno de estos parámetros se muestra en la Figura 1.8 (Gehrels et al. 2009).

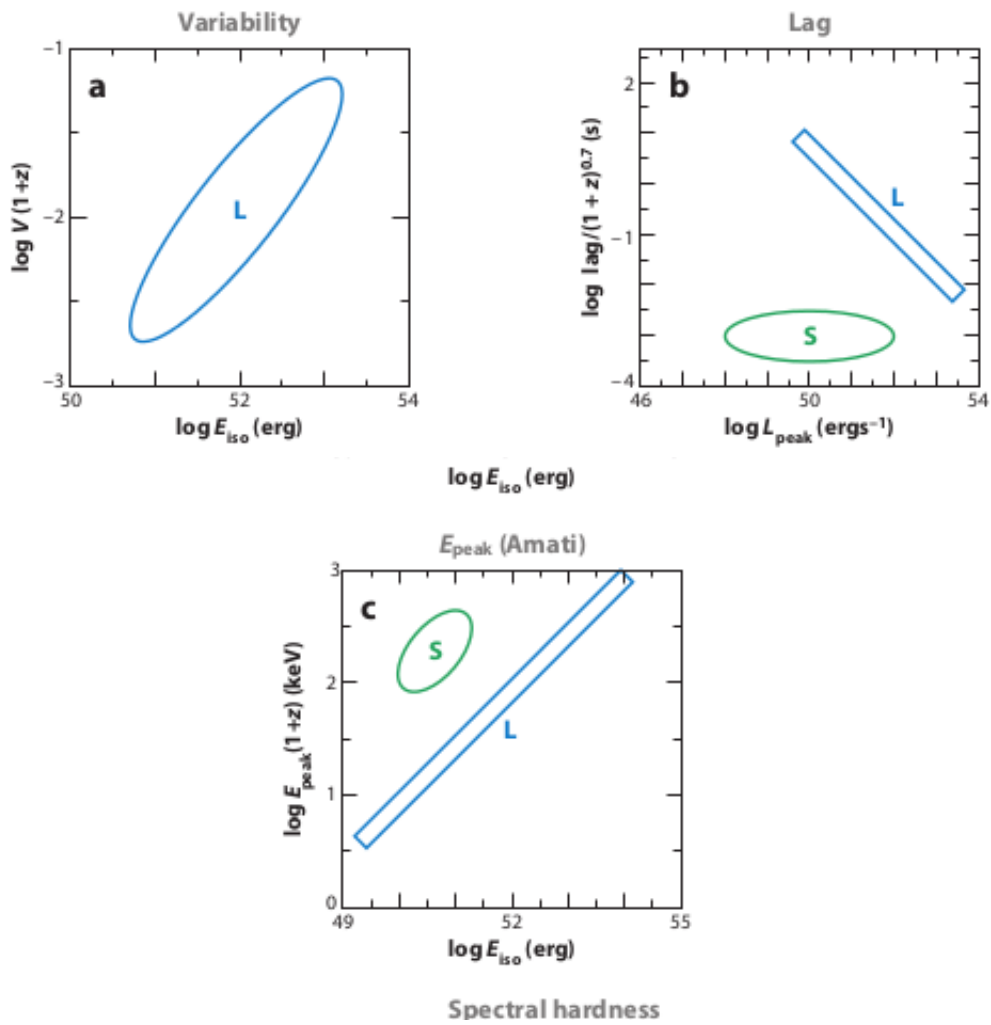


FIGURA 1.8: Diferentes correlaciones obtenidas para GRBs largos y cortos (denotados en los paneles por L y S respectivamente) (Gehrels et al. 2009). Notación:  $E_{\text{iso}}$  corresponde a la energía isotrópica,  $V(1+z)$  a la variabilidad corregida por el corrimiento al rojo, lag se refiere al retraso observado de la señal a distintas energías y  $L_{\text{peak}}$  y  $E_{\text{peak}}$  a la luminosidad y energía máxima del destello.

En el panel *a*) se presenta la variabilidad ( $V$ ) en el marco de referencia del destello contra la energía isotrópica  $E_{\text{iso}}$ . Puede verse que a mayores energías, la variabilidad aumenta. En el panel *b*) se muestra el retraso observado del destello en su marco de referencia a distintas frecuencias contra la energía máxima  $E_{\text{peak}}$ . Para los GRBs cortos (denotados por *S* en la figura), el retraso permanece básicamente constante a medida que se incrementa  $E_{\text{peak}}$ , mientras que para los GRBs largos (denotados por *L*) se observa que éste disminuye. En el panel *c*), se ilustra la relación entre  $E_{\text{peak}}$  en el marco de referencia del destello contra  $E_{\text{iso}}$ <sup>6</sup>. En este panel se ve que ambos tipos de GRBs tienen

<sup>6</sup>Esta relación fue propuesta por Amati et al. (2002) para GRBs detectados con BeppoSax y fue retomada para GRBs de Swift por Amati et al. (2006). Lloyd-Ronning & Ramírez-Ruiz (2002) la obtuvieron también para eventos de BATSE.

una tendencia a que  $E_{\text{peak}}$  crezca a medida que  $E_{\text{iso}}$  lo haga, con los GRBs cortos teniendo  $E_{\text{peak}}$  mayores que los GRBs largos para las mismas  $E_{\text{iso}}$ .

Cabe hacer notar que estas correlaciones deben tomarse con cuidado dado que están basadas en análisis estadísticos y no en argumentos físicos totalmente entendidos.

### 1.3.2. La fase tardía: el “afterglow”.

Se denominó “afterglow” a la radiación “residual” del destello en rayos gamma, que generalmente se extiende a los rayos X, óptico/infrarrojo y radio<sup>7</sup>; y cuya curva de luz presenta un comportamiento de ley de potencias asociado a la emisión sincrotrón. En la Figura 1.9 se muestran curvas de luz típicas tanto para GRBs largos como para los cortos.

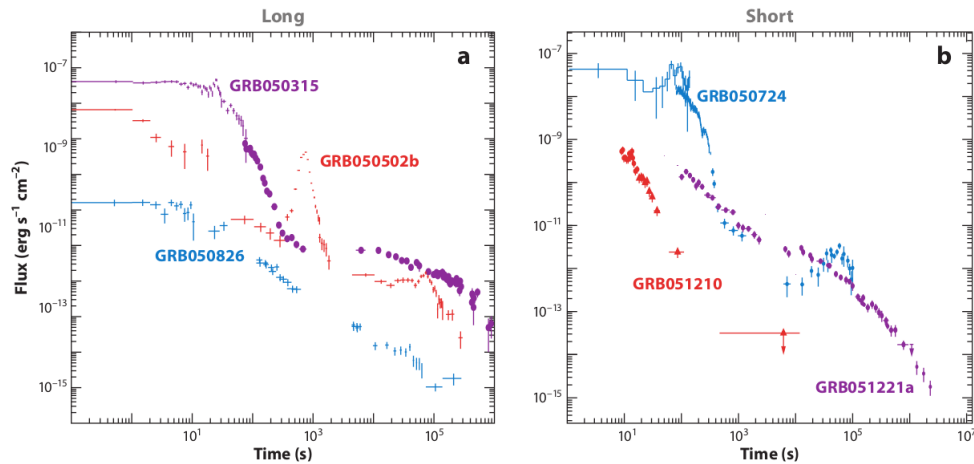


FIGURA 1.9: Curvas de luz típicas del “afterglow” en rayos X. Se indica el GRB al que pertenecen (Gehrels et al. 2009).

A menudo en las curvas de luz aparecen variabilidades en forma de incrementos suaves y lentos en el flujo, de medio orden de magnitud en promedio. En la Figura 1.10 se muestra un ejemplo de la variabilidad observada en rayos X de los GRBs.

Existen trabajos para tratar de reproducir lo observado. Laskar et al. (2015) hacen un estudio en varias bandas espectrales (rayos X, óptico y radio) de la variabilidad observada en el GRB 120326A. Ésta tiene alrededor de los  $\sim 0.4$  días de observación un incremento en el flujo de la curva de luz que en general es menor a medio orden de magnitud en todas las bandas observadas<sup>8</sup>.

<sup>7</sup> No todos los GRBs presentan “afterglows” en estas tres bandas espectrales. Hay algunos que no presentan en el óptico y se les denomina “destellos oscuros”.

<sup>8</sup> Lo cual no es común en los GRBs.

Laskar et al. (2015) modelan este incremento superponiendo una ley de potencias sobre la pendiente del continuo de la emisión tardía predicha por Granot & Sari (2002). Después de un análisis de la variabilidad concluyen que la inyección de energía al frente de la onda de choque es el mejor escenario para explicar este incremento en el flujo.

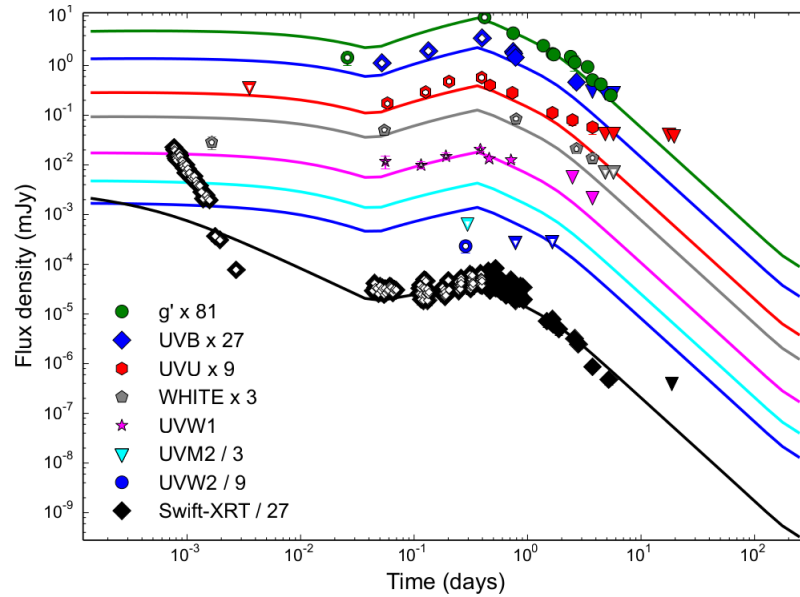


FIGURA 1.10: Ejemplo de variabilidad observada en las curvas de luz en rayos X de los GRBs. Se presenta aquella perteneciente al GRB 120326A y un ajuste realizado por Laskar et al. (2015).

También aparecen ocasionalmente incrementos rápidos y considerables en el flujo y cambios de pendiente abruptos denominados *destellos de rayos X* (*X Ray flares*), de los cuales se hablará más adelante.

Debido a la larga duración de la emisión tardía ha sido posible asociar los GRBs largos con alguna galaxia anfitriona, permitiendo así una estimación del corrimiento al rojo que tienen y corroborando que se encuentran a distancias cosmológicas (en promedio, con  $z \sim 2$  para largos y  $z \sim 0.1$  para cortos). En general en estas galaxias hay una alta tasa de formación estelar. También, algunos GRBs han sido asociados con explosiones de supernova Ib/c al superponer la curva de luz del destello en la banda óptica con aquella de una supernova cercana (Paczynski 1998).

Las observaciones de Swift han mostrado que las curvas de luz de muchos “afterglows” en rayos X presentan a grandes rasgos un comportamiento canónico constituido por tres segmentos de leyes de potencias (Gehrels et al. 2009): un *decaimiento rápido* en el flujo ( $t^{-\alpha}$  con  $\alpha > 3$ ) después de la emisión temprana que transiciona a la *fase lenta*, reflejándose en un cambio en el índice espectral de la ley de potencias y en la cual el decaimiento no es tan marcado. La fase lenta se vuelve la *fase clásica* sin un cambio



muy marcado en el índice espectral que a veces presenta otro cambio de pendiente al que se le denomina *jet break*. Aproximadamente en un 50 % de las curvas de luz de la fase tardía se observan destellos de rayos X.

Los tiempos y pendientes características de estos tres segmentos de los “afterglows” en rayos X de GRBs detectados por Swift, así como la frecuencia con la que se presentan, se muestran en la Tabla 1.1 (Zhang et al. 2006, Gehrels et al. 2009) y se ilustran en la Figura 1.11.

Fase	Tiempo al que inicia (s)	Índice de decaimiento $F \propto t^{-\alpha}$	Tasa aproximada
Decaimiento rápido	$10^1 - 10^2$	$\gtrsim 3$	50 %
Decaimiento lento	$10^2 - 10^3$	$\sim 0.5$	60 %
Decaimiento clásico	$10^3 - 10^4$	$\sim 1.2 - 1.3$	80 %
Jet break	$10^4 - 10^6$	$\sim 2 - 2.3$	20 %
Destellos de rayos X	$10^2 - 10^4$		50 %

TABLA 1.1: Tiempos y pendientes características de la fase tardía del GRB. (Zhang et al. 2006, Gehrels et al. 2009)

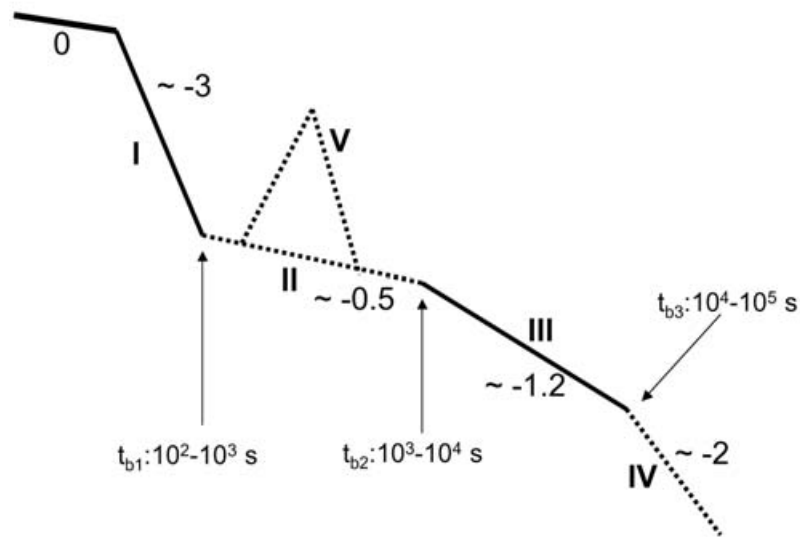


FIGURA 1.11: Vista esquemática del comportamiento canónico observado en las curvas de luz de la etapa tardía (Zhang et al 2006). La fase 0 denota a la emisión temprana, **I** es la fase de decaimiento rápido, **II** es la fase de decaimiento lento con **V** indicando la posible presencia de destellos, **III** corresponde al decaimiento clásico y **IV** al jet break. Las líneas continuas son las más comunes.

En cuanto a relaciones empíricas, observacionalmente se ha encontrado que los GRBs largos tienen una energía típica de  $2 \times 10^{52}$  erg.

Mientras que las curvas de luz tardías en rayos X y óptico decaen con el tiempo, los de radio por otra parte, presentan un comportamiento distinto. Generalmente el flujo aumenta ligeramente antes de empezar a disminuir, alcanzando su energía máxima típicamente después de 10 días (Zhang & Mészáros 2004). A partir de análisis de las curvas de luz tardías en radio ha sido posible verificar que los GRBs efectivamente presentan un movimiento relativista (con factores de Lorentz mayores a cien), el cual se proponía en los modelos teóricos por razones que se desarrollarán más adelante.

### 1.3.3. Destellos de rayos X.

Los destellos de rayos X son incrementos rápidos ( $\Delta t/t \ll 1$ , con  $t$  el tiempo) y considerables ( $\Delta F_\nu/F_\nu \gg 1$ , con  $F_\nu$  el flujo) que se llegan a observar en la curva de luz de los GRBs. Fueron descubiertos con el satélite Swift y actualmente se han detectado aproximadamente en un 50% de los “afterglows” de GRBs largos (Chincarini et al. 2010). También hay estudios para encontrar candidatos en GRBs cortos (Margutti et al. 2011).

Se tiene más información acerca de los destellos presentes en GRBs largos. Aparecen alrededor de los  $10^2 - 10^4$  s en las fases de decaimiento rápido (tempranos) y decaimiento lento (tardíos). En algunos GRBs se han observado múltiples destellos de rayos X, en donde la pendiente de la curva de la fase tardía es la misma antes y después del incremento repentino.

En la Figura 1.12 se presenta una vista esquemática de una curva de luz con un destello de rayos X y en la 1.13 se muestran numerosos ejemplos de destellos de rayos X tomados de Chincarini et al. (2007), en donde se aprecia su forma, intensidad y duración.

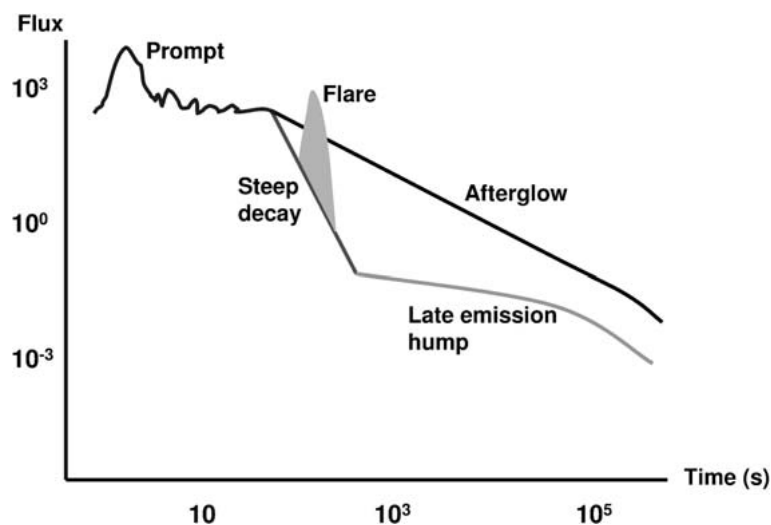


FIGURA 1.12: Vista esquemática de una curva de luz temprana con un destello de rayos X y dos posibles “afterglows” (O’Brien et al., 2006b).

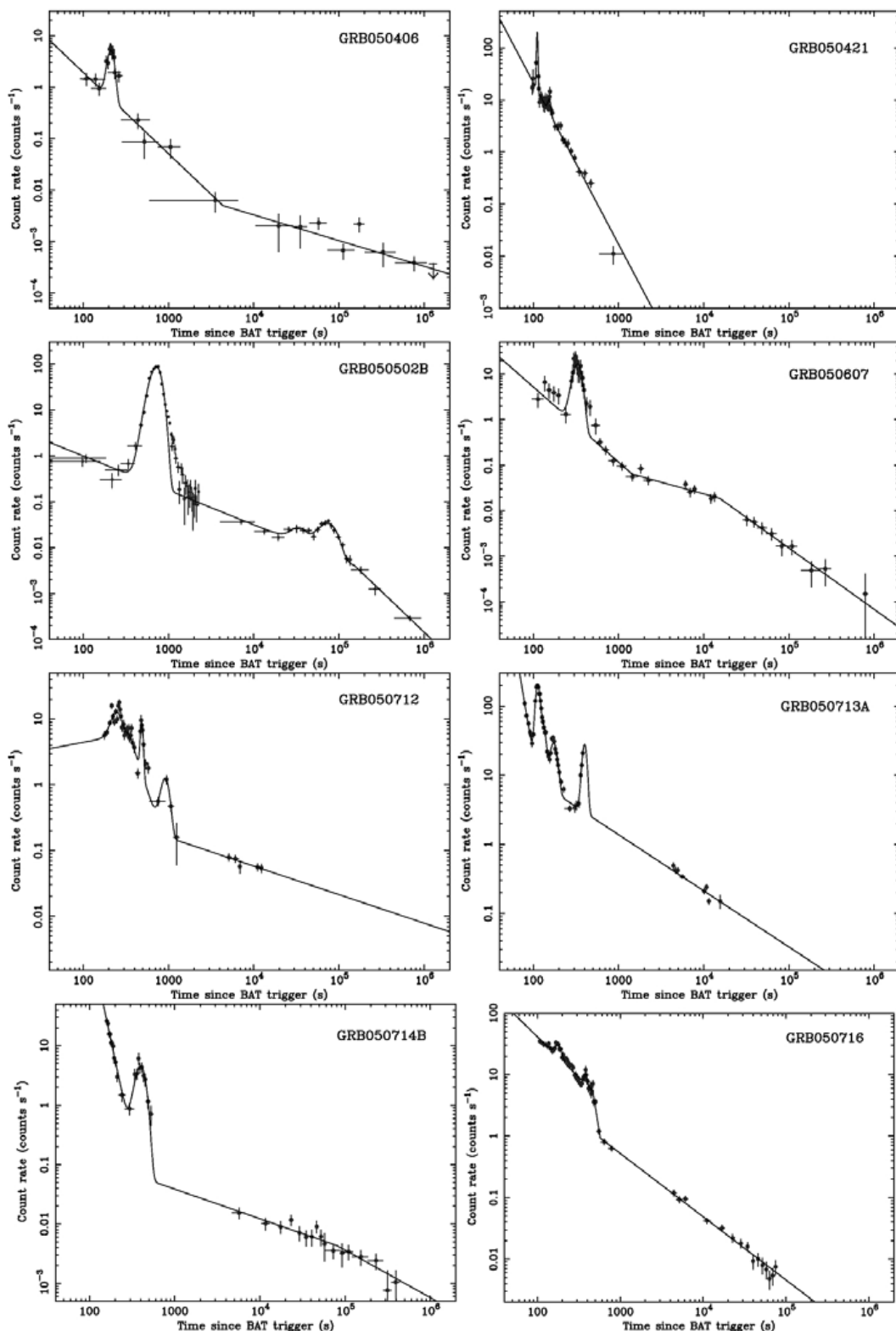


FIGURA 1.13: Ejemplos de destellos de rayos X. Puede haber uno o muchos en un sólo GRB (Chincarini et al. 2007).

Los destellos de rayos X son eventos aleatorios que presentan características análogas a aquellas de la emisión temprana (Margutti et al. 2011), mas son independientes de cómo ésta se desarrolla con el tiempo. Chincarini et al. (2007) realizaron análisis estadísticos de los destellos para GRBs largos e indican que la actividad del destello es similar a aquella de la emisión temprana y que una fracción considerable no puede relacionarse con mecanismos de choques externos, por lo que proponen una actividad prolongada del motor central.

En cuanto a los mecanismos que los originan, en el caso de los destellos en GRBs largos, se asocia su origen a una reactivación del motor central (Vedrenne & Atteia 2009), mientras que para los cortos aún no se tiene una clara explicación. Una de las ideas propuestas se basa en procesos de acreción tardía al motor central de material eyectado durante la fusión de los objetos binarios que generan al GRB (Rosswog 2007).

Margutti et al. (2011) realizaron un estudio para encontrar candidatos de destellos de rayos X en GRBs cortos. Sus resultados se presentan en la Figura 1.14 junto con el trabajo de Chincarini et al. (2010) y Bernardini et al. (2011) para GRBs largos. En esta figura, se presentan los incrementos relativos en el flujo  $\Delta F/F$  contra los temporales  $\Delta t/t$ .

Además de esto, también se aprecian unas líneas continuas y punteadas que dividen la figura en distintas regiones. Éstas representan límites propuestos por Ioka et al. (2005) en donde muestran que ciertos tipos de variabilidad están cinemáticamente prohibidas si son generadas en distintos escenarios, tales como inhomogeneidades en la densidad del medio ambiente o incluso los choques realimentados. Las flechas indican las regiones permitidas en las que los mecanismos discutidos pueden generar variabilidad.

Las distribuciones de las distintas poblaciones con  $\Delta t/t$  y  $\Delta F/F$  también se presentan en la figura, adoptando el mismo código de color para especificar algún tipo de destello.

## 1.4. Mecanismos físicos.

En las secciones previas se han presentado las características más importantes observadas en los destellos de rayos gamma. A partir de éstas es posible empezar a plantear modelos teóricos que describan el comportamiento observado. En esta sección se dará una revisión breve de los mecanismos físicos considerados en los modelos teóricos descritos más adelante.

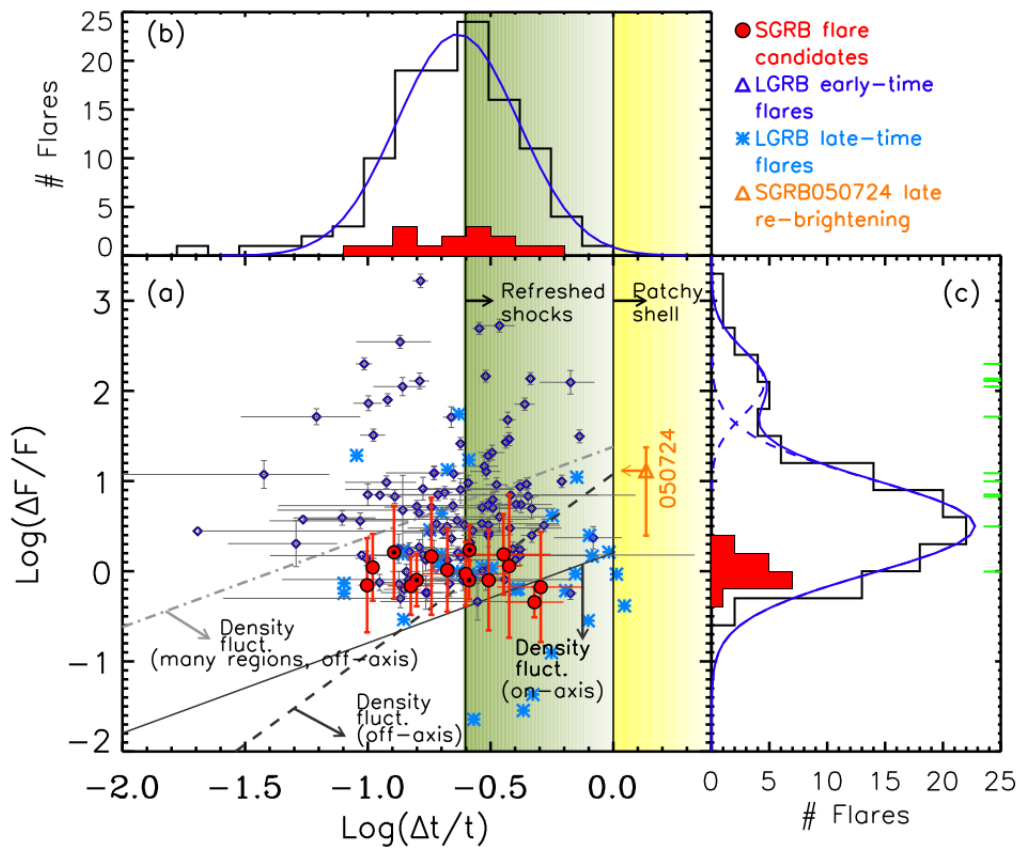


FIGURA 1.14: Panel (a) Cocientes  $\Delta F/F$  contra  $\Delta t/t$  de los candidatos a destellos de rayos X en GRBs cortos (círculos rellenos) y aquellos tempranos y tardíos para GRBs largos (diamantes y estrellas azules respectivamente). figura tomada de Margutti et al. 2011. Las líneas continuas y punteadas marcan las regiones permitidas en los distitos escenarios discutidos por Ioka et al. 2005. Las distribuciones de  $\log(\Delta t/t)$  y  $\log(\Delta F/F)$  se presentan en los paneles b y c respectivamente.

#### 1.4.1. Efectos relativistas.

Un ingrediente importante en todos los modelos teóricos de los GRBs es que el material eyectado se mueva a velocidades relativistas con factores de Lorentz  $\Gamma$  asociados mayores a cien. Claramente esto implica que en la dinámica del chorro se deben considerar las correcciones pertinentes dictadas por la relatividad especial.

Las velocidades relativistas implican, entre otras cosas, que los fotones observados llevan un corrimiento al azul, por lo que son más energéticos en el marco de referencia del observador en comparación con el marco de referencia de la fuente. Asimismo, tanto el tiempo como el espacio se modifican. Concerniente al primero, si la fuente tiene un tamaño  $R$  y un factor de Lorentz  $\Gamma$ , entonces la radiación emitida es observada en una escala temporal típica de  $R/c\Gamma^2$  (sección 1.4.1.1). En cuanto al segundo, se da la

colimación relativista (sección 1.4.1.3), por la cual sólo se observa una fracción pequeña de la fuente ( $\theta \approx 1/\Gamma$ ).

Los primeros indicios de la necesidad de velocidades relativistas en los modelos para los GRBs surgieron de tratar de resolver el denominado *problema de compacidad*, que se discutirá más adelante (sección 1.4.1.2).

#### 1.4.1.1. Escalas de tiempo relativistas.

Cuando se trata con flujos relativistas, se debe considerar la transformación correcta entre las escalas de tiempo en el marco de referencia de la fuente y el del observador.

Si dos fotones son emitidos por un mismo electrón a dos distancias distintas  $R_1$  y  $R_2$  de la fuente (puntos A y B en la Figura 1.15), entonces el fotón emitido en  $R_2$  será recibido por el observador un tiempo  $t_A = (R_2/v) - (R_2/c)$  y el segundo emitido en  $R_1$  a un tiempo  $t_B = (R_1/v) - (R_1/c)$ , de manera que la diferencia de tiempos está dada por  $\delta t = [(R_2 - R_1)/v - (R_2 - R_1)/c]$ , donde  $v$  es la velocidad de la fuente. Para factores de Lorentz  $\Gamma$  mucho mayores que 1, se tiene que  $\delta t \approx (R_2 - R_1)/2c\Gamma^2$ ; de aquí se puede definir una escala característica del observador dada por:  $t_R \sim \frac{R}{2c\Gamma^2}$ .

Si la velocidad del material eyectado no es constante, entonces se tendría que

$$t_R \approx \int_{R_1}^{R_2} \frac{dR}{2c\Gamma^2(R)}. \quad (1.2)$$

Esto es importante en la etapa de desaceleración del chorro.

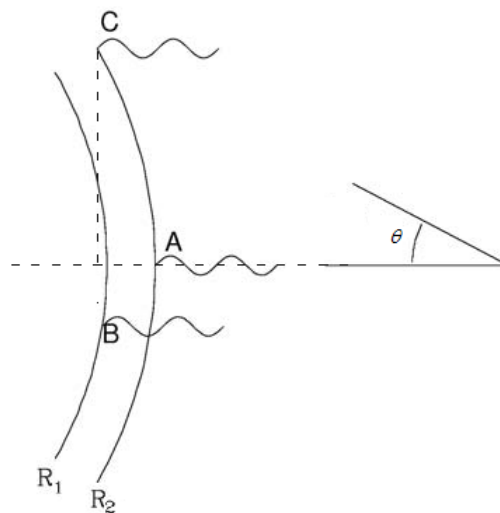


FIGURA 1.15: Esquema de las distintas escalas de tiempo para un chorro que se expande relativistamente con un grosor  $\Delta R$  y factor de Lorentz  $\Gamma$ .

Otra escala característica es la usualmente denotada por  $t_{\text{ang}}$ , que da la diferencia en el tiempo que tardan en llegar al observador fotones emitidos a un mismo radio pero en distintas partes del choque (puntos A y C en la Figura 1.15): debido a la estructura angular del chorro, los fotones a lo largo de la línea de visión del observador llegarán antes que los que forman un ángulo  $\theta$  con respecto a la línea de visión. La diferencia temporal es  $t_{\text{ang}} \sim \frac{R}{c}(1 - \cos \theta)$ .

Debido a la colimación relativista (sección 1.4.1.3), la región del chorro observada es aquella que está dentro de un cono con ángulo de apertura  $\theta \approx \frac{1}{\Gamma}$ , la cual es muy pequeña si  $\Gamma$  es grande (como se espera para GRBs). De esta forma,  $\cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$ , por lo que  $t_{\text{ang}} \sim \frac{R}{c}(1 - \cos \theta) \sim \frac{R\theta^2}{2c} \sim \frac{R}{2c\Gamma^2}$ , que coincide con la misma expresión que se obtiene para  $t_R$ .

De esta forma, las escalas temporales  $t_R$  y  $t_{\text{ang}}$  observadas cerca de la línea de visión están dadas por  $t \sim \frac{R}{2c\Gamma^2}$ .

#### 1.4.1.2. El problema de compacidad.

A partir de las variaciones en la curva de luz de un espectro, es posible tener una idea de la magnitud que debe tener la fuente: si las fluctuaciones ocurren en una escala de tiempo  $\delta t$  entonces la fuente debe tener un tamaño menor que  $c\delta t$ . Si la energía típica de un fotón es  $E_\gamma$  y la energía total emitida es  $E_{\text{tot}} \approx 4\pi d^2 F \delta t$ , entonces se tiene una densidad de fotones  $n_\gamma$ :

$$n_\gamma = \frac{E_{\text{tot}}}{V \cdot E_\gamma} = \frac{E_{\text{tot}}}{c^3 \delta t^3 \cdot E_\gamma} \approx \frac{4\pi d^2 F}{c^3 \delta t^2 E_\gamma},$$

donde  $V$  es el volumen contenido,  $d$  es la distancia a la fuente y  $F$  es un flujo dado en un intervalo de tiempo  $\delta t$ .

Dos fotones de rayos gamma pueden aniquilarse y producir en par  $e^- e^+$  si en su marco de referencia su energía es mayor a  $2m_e c^2$ . La profundidad óptica correspondiente de la creación de pares está dada por (Piran 2004, Vedrenne & Atteia 2009):

$$\tau_{\gamma\gamma} = \int n_\gamma \sigma_T c \delta t = \frac{f_{e^\pm} \sigma_T 4\pi d^2 F}{E_\gamma c^2 \delta t}, \quad (1.3)$$

donde  $f_{e^\pm}$  es un factor numérico que da la probabilidad de que un fotón colisione con otro cuya energía es suficiente para la creación de pares y  $\sigma_T$  es la sección eficaz de Thomson. La gran magnitud de la profundidad óptica  $\tau_{\gamma\gamma} \sim 10^{15}$  (Piran 1995) implica un medio ópticamente grueso y por lo tanto un espectro térmico, lo cual no se observa

en la mayoría de los GRBs. Éste es el denominado *problema de compacidad* (Ruderman 1975).

Para resolver este problema, se debe considerar que la fuente se está moviendo relativistamente hacia el observador con un factor de Lorentz  $\Gamma$ . De esta forma, se producen dos correcciones (Piran 2004):

- En el factor  $f_{e\pm}$ : La energía de los fotones en su marco de referencia se reduce por un factor  $\Gamma$ . Si el número de fotones observados por unidad de energía es proporcional a  $E^{-\alpha}$ , el factor  $f_{e\pm}$  se modifica como  $\Gamma^{-2\alpha}$ .
- El tamaño de la fuente moviéndose hacia el observador va como  $c\delta t\Gamma^2$  (ver 1.4.1.1), por lo que la densidad se modifica por un factor  $\Gamma^{-4}$  y por lo tanto  $\tau_{\gamma\gamma} \propto \Gamma^{-2}$ .

Juntando ambas correcciones y asumiendo que  $\alpha \sim 2$ , se requieren factores de Lorentz  $\Gamma \geq 100$  para tener una fuente ópticamente delgada.

#### 1.4.1.3. Colimación relativista.

De acuerdo a la relatividad especial, si un observador está viendo un chorro que emite y que se expande relativistamente con un factor de Lorentz  $\Gamma$ , sólo podrá ver la radiación proveniente de la región contenida dentro de un cono alineado con la línea de visión y con ángulo de apertura  $\theta$  de  $\theta \sim 1/\Gamma$ , pues la radiación está colimada.

Dado que la distancia a los GRBs es cosmológica, si el radio de la región que emite es  $R$  el observador verá una región de tamaño pequeño dado por:  $R \sin \theta \sim R\theta \sim R/\Gamma$ . Esto es relevante porque posiblemente las condiciones que se observen en esta región pequeña difieran de las promediadas sobre todo el choque.

#### 1.4.2. Aceleración de partículas en choques.

Se considera que toda la radiación de los GRBs (desde el destello en gamma hasta la emisión tardía) es generada por mecanismos relacionados con un chorro relativista. A medida que el frente del chorro interacciona con el medio interestelar (MI) se genera una onda de choque que se expande relativistamente y acelera material del medio. Las partículas que cruzan el choque son aceleradas y radian (Vietri 1995).

Los mecanismos que modelan este tipo de aceleración de partículas se denominan de *aceleración difusa en choques* (DSA por sus siglas en inglés: Diffuse Shock Acceleration).

De acuerdo con el modelo no relativista de DSA, las partículas cruzan el choque repetidamente debido a inestabilidades magnéticas y por lo tanto son aceleradas continuamente



(Vietri 1995). El modelo DSA predice que los electrones acelerados tienen un espectro de potencias  $N(E)dE \propto E^{-p}dE$ , donde el índice espectral  $p$  está dado por:

$$p = 1 + \frac{\ln\left(\frac{1}{1-P_{\text{esc}}}\right)}{\log[\eta]}, \quad (1.4)$$

donde  $P_{\text{esc}}$  es la probabilidad de escape y  $\eta = E_{\text{final}}/E_{\text{inicial}}$  es la ganancia promedio de las partículas cada vez que cruzan el choque. Es interesante que esto no depende del mecanismo con el que las partículas son dispersadas.

Dado que en los GRBs los choques son relativistas. Utilizando las condiciones de salto relativistas (Taub 1948) se puede deducir que la ganancia de energía en el primer cruce es del orden de  $\Gamma^2$ . Sin embargo, cruces posteriores no son tan eficientes y  $\eta \approx 2$  (Piran 2004).

Aún así, los choques repetidos resultan en una distribución de energía de ley de potencias también con un índice espectral  $p \sim 2.2 - 2.3$  para valores de  $\Gamma \gg 1$ , que tampoco depende del proceso de dispersión de las partículas. Esto se ve del comportamiento logarítmico de la expresión para  $p$  (ecuación 1.4) y del hecho que el cociente es del orden de la unidad.

Esto concuerda con lo observado en los espectros no térmicos de los GRBs y de la emisión tardía cuya base teórica está, como se verá más adelante, en la radiación de sincrotrón.

### 1.4.3. La Solución de Blandford & McKee (1976)

Blandford & McKee (1976) estudiaron el problema de la desaceleración de una onda de choque relativista contra el medio interestelar. Su modelo autosimilar considera una expansión esférica, adiabática y ultra-relativista (con un factor de Lorentz<sup>9</sup>  $\Gamma_{sh}$  tal que  $\Gamma_{sh} \gg 1$ ) que se mueve en un medio con un perfil de densidad de la forma  $\rho_k(r) = A_k r^{-k}$ , donde  $r$  es la coordenada radial<sup>10</sup>.

De esta forma, la solución autosimilar de BM puede considerarse como el caso relativista análogo de la solución Newtoniana propuesta por Sedov-Taylor (Sedov 1959 & Taylor 1950).

La solución de BM describe a un cascarón delgado de grosor  $\sim r/\Gamma_{sh}^2$ , en el que el material chocado se concentra. Considerando que la expansión es adiabática, la conservación de

<sup>9</sup> Medido en el sistema de referencia en reposo del medio no chocado. Se relaciona con el factor de Lorentz  $\Gamma$  del fluido chocado por:  $\Gamma(r = R_{sh}) = \Gamma_{sh}/\sqrt{2}$

<sup>10</sup> Los casos relevantes corresponden a valores de  $k = 0$  para un medio uniforme y  $k = 2$  para vientos. Este último caso es el que se considera cuando se estudian los progenitores de GRBs.

la energía implica que

$$E = \frac{\Omega}{3-k} A_k r^{3-k} \Gamma_{sh}^2 c^2, \quad (1.5)$$

donde  $E$  es la energía de la onda de choque y  $\Omega$  es el ángulo sólido de la región que emite la emisión tardía <sup>11</sup>. Si  $\Omega$  no cambia, la onda de choque típicamente comienza a desacelerar cuando ha barrido una cantidad de masa en reposo del medio ambiente con una energía comparable a su energía cinética dividida por  $\Gamma_{sh}^2$ . Ello sucede a una distancia  $r = R_{dec}$ , donde  $R_{dec}$  es el radio de desaceleración, dado por:

$$R_{dec} = \left( \frac{(3-k)E}{4\pi A_k c^2 \Gamma_{sh}^2} \right)^{1/(3-k)}. \quad (1.6)$$

BM mostraron que la posición del frente de la onda de choque  $R_{sh}$  y su factor de Lorentz  $\Gamma_{sh}$  están dados por:

$$R_{sh} = ct \left[ 1 - \frac{1}{2(4-k)\Gamma_{sh}^2} \right] \quad (1.7)$$

$$\Gamma_{sh}^2 = \frac{(17-4k)E}{8\pi \rho_k(R_{sh}) c^5 t^3} \quad (1.8)$$

Evaluando el perfil de densidad  $\rho_k = A_k r^{-k}$  en  $R_{sh}$  (ecuación 1.7), sustituyendo en la ecuación 1.8 y resolviendo para  $t$  se tiene que:

$$t \approx \frac{1}{c} \left[ \frac{(17-4k)E}{8\pi A_k c^5 \Gamma_{sh}^2} \right]^{1/(3-k)} \approx \frac{R_{sh}}{c}. \quad (1.9)$$

en donde se ha supuesto también que  $\Gamma_{sh} \gg 1$  y el último término de la derecha se ha obtenido de la ecuación 1.7. Eligiendo a la variable autosimilar de la forma,

$$\chi = 1 + 2(4-k)\Gamma_{sh}^2 \left( 1 - \frac{r}{R_{sh}} \right), \quad (1.10)$$

las variables propias en la región post-choque se escriben como:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{\sqrt{2}} \Gamma_{sh} \chi^{-1/2}, \\ p &= \frac{2}{3} \rho_k(r = R_{sh}) c^2 \Gamma_{sh}^2 \chi^{-(17-4k)/[3(4-k)]}, \\ \rho &= 2^{3/2} \rho_k(r = R_{sh}) \Gamma_{sh} \chi^{-(10-3k)/[2(4-k)]}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

El perfil de densidad adoptado en esta tesis se tomó con  $k = 0$ , de manera que tanto las ecuaciones 1.10 como 1.11 resultan en:

$$\chi = 1 + 8\Gamma_{sh}^2 \left( 1 - \frac{r}{R_{sh}} \right), \quad (1.12)$$

---

<sup>11</sup> Para una esfera completa,  $\Omega = 4\pi$ . Para un cono con ángulo de apertura  $\theta$ ,  $\Omega = 4\pi(1 - \cos \theta) \approx 2\pi\theta^2$ .

$$\begin{aligned}
 \Gamma &= \frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma_{sh}\chi^{-1/2}, \\
 p &= \frac{2}{3}\rho_0(r=R_{sh})c^2\Gamma_{sh}^2\chi^{-17/12} \\
 \rho &= 2^{3/2}\rho_0(r=R_{sh})\Gamma_{sh}\chi^{-5/4}
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

En el caso ultrarrelativista, las condiciones se salto en el choque están dadas por:

$$\Gamma^2 = \frac{1}{2}\Gamma_{sh}^2, \tag{1.14}$$

$$p = \frac{2}{3}\rho_0(r=R_{sh})c^2\Gamma_{sh}^2 \tag{1.15}$$

$$\rho = 2^{3/2}\rho_0(r=R_{sh})\Gamma_{sh} \tag{1.16}$$

#### 1.4.4. La Radiación de Sincrotrón.

La emisión tardía o “afterglow” de los GRBs es producida por radiación de sincrotrón resultante de la aceleración de materia del medio por el frente del chorro (Granot et al. 1999b, Panaitescu & Mészáros 1999, Wijers & Galama 1999). El material cruza el choque, los electrones se aceleran (principalmente mediante mecanismos descritos en 1.4.2) y radían. A continuación se describirán las características principales de este tipo de radiación (referirse a Rybicki & Lightman 1979, Longair 2011, para una discusión más detallada).

El modelo utilizado en este trabajo para la radiación de la emisión tardía fue el propuesto por Granot et al. (1999a) cuya base está dada por radiación de sincrotrón, ignorando la dispersión de Compton inversa (y al enfriamiento consecuente de los electrones) y la auto-absorción. Se aproxima al espectro de emisión por un conjunto de leyes de potencias.

Consideramos un choque descrito por la solución de *BM* (sistema de ecuaciones 1.13) que se mueve con un factor de Lorentz  $\Gamma_{sh}$  en una región con un campo magnético uniforme  $B$  y densidad de partículas  $n$ . En el choque, una fracción  $\epsilon_e$  de la densidad de energía interna  $u$  se destina a acelerar a los electrones y otra,  $\epsilon_B$ , a la amplificación del campo magnético, i.e.,  $u_B = \epsilon_B u = B^2/8\pi$ <sup>12</sup>.

Tomando un electrón relativista que se mueve aleatoriamente con factor de Lorentz  $\gamma_e$ , en el marco en reposo del choque (relativo a la fuente que se mueve con  $\Gamma_{sh}$ ). Su frecuencia característica de sincrotrón y su potencia emitida, en el marco del observador, están dadas por (Sari et al. 1998):

$$\nu_c(\gamma_e) = \Gamma_{sh}\gamma_e^2 \frac{q_e B}{2\pi m_e c}, \tag{1.17}$$

$$P_{syn}(\gamma_e) = \frac{4}{3}\sigma_T c \Gamma_{sh}^2 \gamma_e^2 u_B, \tag{1.18}$$

<sup>12</sup> Recordar que se está despreciando la dispersión inversa de Compton, y por lo tanto  $\epsilon_B \ll \epsilon_e$ .

donde  $m_e$  y  $q_e$  son la masa y la carga del electrón, respectivamente, y  $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{q_e^2}{m_e c^2} \right)^2$  es la sección eficaz de Thompson.

Por otro lado, la potencia máxima se alcanza en  $\nu_{syn}(\gamma_e)$  donde tiene el valor aproximado de:

$$P_{\nu,max} \approx \frac{m_e c^2 \sigma_T \Gamma_{sh} B}{3q_e} \quad (1.19)$$

El electrón se enfría en una escala de tiempo  $t_{syn}$  dada por:

$$t_{syn}(\gamma_e) = \frac{\Gamma_{sh} \gamma_e m_e c^2}{P_{syn}} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T u_B \gamma_e \Gamma_{sh}} = \frac{3}{\sigma_T} \sqrt{\frac{2\pi q_e m_e c}{B^3 \Gamma_{sh}}} \nu^{-1/2}, \quad (1.20)$$

donde la última igualdad se obtuvo usando la ecuación 1.17 y asumiendo que los electrones emiten toda la radiación a su frecuencia característica. Por lo tanto, si el electrón es muy energético ( $\nu$  grande), se enfriará rápidamente hasta que alcance un factor  $\gamma_{e,c}$  tal que  $\Gamma_{sh} \gamma_{e,c} m_e c^2 = P_{syn}(\gamma_{e,c}) t_{hyd}$ :

$$\gamma_{e,c} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T u_B \Gamma_{sh} t_{hyd}}. \quad (1.21)$$

Éste es el factor de Lorentz de un electrón que se enfría en una escala de tiempo dinámica<sup>13</sup>, medida en el marco del observador.

El espectro emitido por un electrón, promediado en todas las direcciones, está dado por (Rybicki & Lightman, 1979):

$$F_\nu = \frac{\sqrt{3} q_e^3 B \sin^2 \alpha \nu}{8\pi^2 m_e c} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (1.22)$$

donde  $\alpha$  es el *pitch angle*,  $\nu_c$  es la frecuencia crítica y  $K_{5/3}$  es la función de Bessel modificada de orden 5/3. La forma de este espectro se muestra en la Figura 1.16.

Para frecuencias  $\nu$  tales que  $\nu \gg \nu_{syn}(\gamma_e)$ , el espectro está dado por  $F_\nu \approx \nu^{1/2} \exp^{-\nu/\nu_{syn}}$ , mientras que para frecuencias muy por debajo de  $\nu_{syn}(\gamma_e)$ , el espectro de sincrotrón puede aproximarse por  $F_\nu \approx \nu^{1/3}$ ; su máximo está en  $\nu_{max} = 0.29\nu_c$ .

Dada una población de electrones, para calcular el espectro total resultante es necesario integrar sobre la distribución de factores de Lorentz que se tiene. En este caso se tomó una distribución de ley de potencias dada por:

$$N(\gamma_e) = \begin{cases} 0, & \text{si } \gamma_e < \gamma_m, \\ A\gamma_e^{-p}, & \text{si } \gamma_m \leq \gamma_e \leq \infty, \end{cases} \quad (1.23)$$

<sup>13</sup> Notar que el último término a la derecha de la expresión 1.20 no depende de  $\gamma_e$ , por lo que el tiempo de enfriamiento es independiente de la distribución de los electrones.

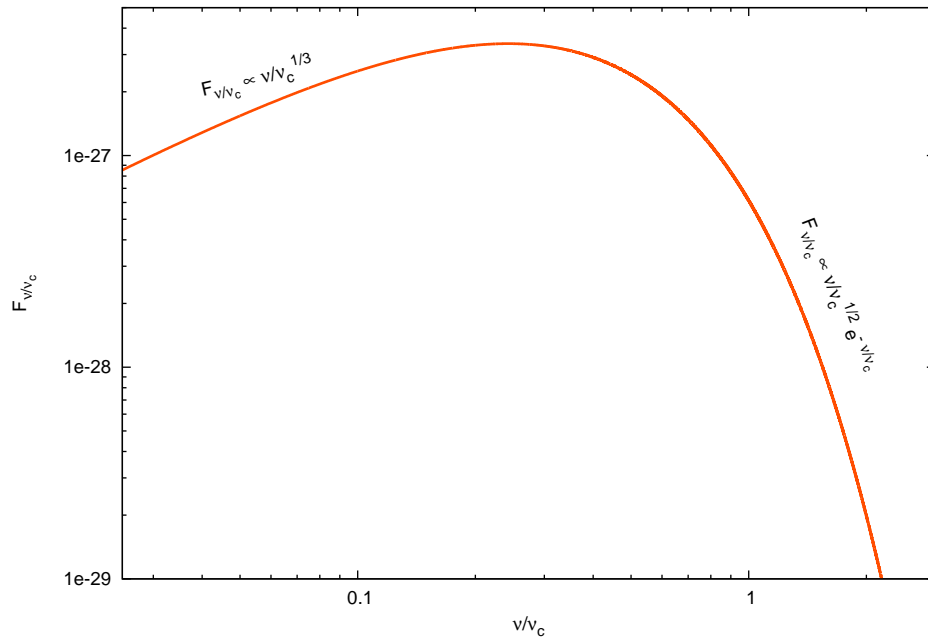


FIGURA 1.16: Espectro típico de sincrotrón para un solo electrón que radia.

donde  $\gamma_m$  (el factor de Lorentz mínimo de los electrones de la distribución) y la constante de proporcionalidad  $A$  se determinan al fijar la densidad  $n_e$  y la energía de los electrones acelerados<sup>14</sup> como se muestra a continuación:

$$\chi_e n_e = \int_{\gamma_m}^{\infty} A \gamma_e^{-p} d\gamma_e, \quad (1.24)$$

$$\Rightarrow A = (p-1) \chi_e n_e \gamma_m^{p-1}; \quad (1.25)$$

$$\epsilon_e u = \int_{\gamma_m}^{\infty} A \gamma_e^{-p} (\gamma_e - 1) m_e c^2 d\gamma_e \approx \int_{\gamma_m}^{\infty} A \gamma_e^{1-p} m_e c^2 d\gamma_e \quad (1.26)$$

$$\Rightarrow \gamma_m = \left( \frac{p-2}{p-1} \right) \frac{\epsilon_e e}{\chi_e n_e m_e c^2}, \quad (1.27)$$

con  $\chi_e$  la fracción de electrones que son acelerados. En lo que sigue se considerará  $\chi_e = 1$ .

Dado que  $e = 4\gamma_e^2 n m_p c^2$  y  $n_e = 4\gamma_e n$ , donde  $m_p$  es la masa del protón, entonces:

$$\gamma_m = \epsilon_e \left( \frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \gamma_e \cong 610 \epsilon_e \gamma_e, \quad (1.28)$$

donde el coeficiente de la derecha se obtuvo tomando el valor usual de  $p = 2.5$  (Sari, Narayan & Piran 1996). El parámetro  $\gamma_m$  es de suma importancia dado que caracteriza al factor de Lorentz de los electrones “típicos” correspondiente a las frecuencia de sincrotrón,  $\nu_{syn}(\gamma_{e,min})$  (Piran 1998).

<sup>14</sup> Para que esta energía sea finita, se toma  $p > 2$ .

Las pendientes de las regiones de baja y alta energía son características del espectro de sincrotrón y van como  $F_\nu \propto \nu^{1/3}$  y  $F_\nu \propto \gamma_e^{-p} \propto \nu^{-p/2}$  respectivamente. La primera es debida a que el espectro resultante siempre es la suma de las contribuciones de las colas de baja energía de todos los electrones, que a su vez son proporcionales a  $\nu^{1/3}$ . La segunda, resulta de que los electrones más energéticos se enfrían rápidamente y emiten prácticamente toda su energía  $\gamma_e m_e c^2$  en su frecuencia de sincrotrón. El número de electrones con factores de Lorentz  $\sim \gamma_e$  es proporcional a  $\gamma_e^{1-p}$  y su energía a  $\gamma_e^{2-p}$  (ecuaciones 1.24 y 1.26). Mientras estos electrones se enfrían, depositan la mayor parte de su energía en un rango de frecuencias  $\sim \nu_{syn}(\gamma_e) \propto \gamma_e^2$  (ecuación 1.17) y por lo tanto  $F_\nu \propto \gamma_e^{-p} \propto \nu^{-p/2}$ .

La parte intermedia del espectro, por otro lado, presenta distintos comportamientos dependiendo de si se tienen los casos de *enfriamiento rápido* o de *enfriamiento lento*, los cuales se describirán a continuación (Sari, Piran, Narayan 1998).

a) *Enfriamiento rápido.*

Como su nombre lo indica, el sistema pierde energía en forma de radiación rápidamente. Esto quiere decir que los electrones con  $\gamma_{e,m}$  se enfrían en una escala de tiempo dinámica  $t_{syn}$  (ecuación 1.20) hasta que llegan a un factor de Lorentz  $\gamma_{e,c}$  (ecuación 1.21). Definiendo:

$$\nu_m \equiv \nu_{syn}(\gamma_{e,m}), \quad (1.29)$$

$$\nu_c \equiv \nu_{syn}(\gamma_{e,c}), \quad (1.30)$$

entonces el enfriamiento rápido corresponde al caso en que  $\nu_c < \nu_m$ . De esta forma, el espectro va como  $F_\nu \propto \nu^{1/3}$  a frecuencias tales que  $\nu < \nu_c$ , como  $F_\nu \propto \nu^{-1/2}$  en el rango intermedio, pues se observa la energía de todos los electrones que se están enfriando y como  $F_\nu \propto (\nu/\nu_m)^{-p/2}(\nu_m/\nu_c)^{-1/2}$  si  $\nu_m < \nu$ .

El flujo completo observado es:

$$\frac{F_\nu}{F_{\nu,max}} \propto \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{1/3}, & \text{si } \nu < \nu_c, \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2}, & \text{si } \nu_c < \nu < \nu_m, \\ (\nu/\nu_m)^{-p/2}(\nu_m/\nu_c)^{-1/2}, & \text{si } \nu_m < \nu, \end{cases} \quad (1.31)$$

donde  $F_{\nu,max} \equiv N_e P_{\nu,max}/4\pi D^2$  es el flujo máximo observado a una distancia  $D$  de la fuente y  $N_e$  el número total de los electrones barridos por el choque.

b) *Enfriamiento lento.*

Ahora sólo la cola de alta energía de la distribución ( $\gamma_e > \gamma_{e,m}$ ) se enfría eficientemente. Los electrones con  $\gamma_e \sim \gamma_{e,m}$ , que conforman la mayoría de la población, no se enfrían.

De esta forma,  $F_\nu \propto \nu^{1/3}$  si  $\nu < \nu_m$ , en la región intermedia,  $\nu_m < \nu < \nu_c$ ,  $F_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$  y para  $\nu > \nu_c$ ,  $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$ . Así, se tiene que

$$\frac{F_\nu}{F_{\nu,max}} \propto \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3}, & \text{si } \nu < \nu_m, \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2}, & \text{si } \nu_m < \nu < \nu_c, \\ (\nu/\nu_c)^{-p/2}(\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2}, & \text{si } \nu_c < \nu, \end{cases} \quad (1.32)$$

En la Figura 1.17 se muestran los espectros para los casos de enfriamiento rápido y lento descritos por las ecuaciones 1.31 y 1.32. El enfriamiento rápido debe suceder durante

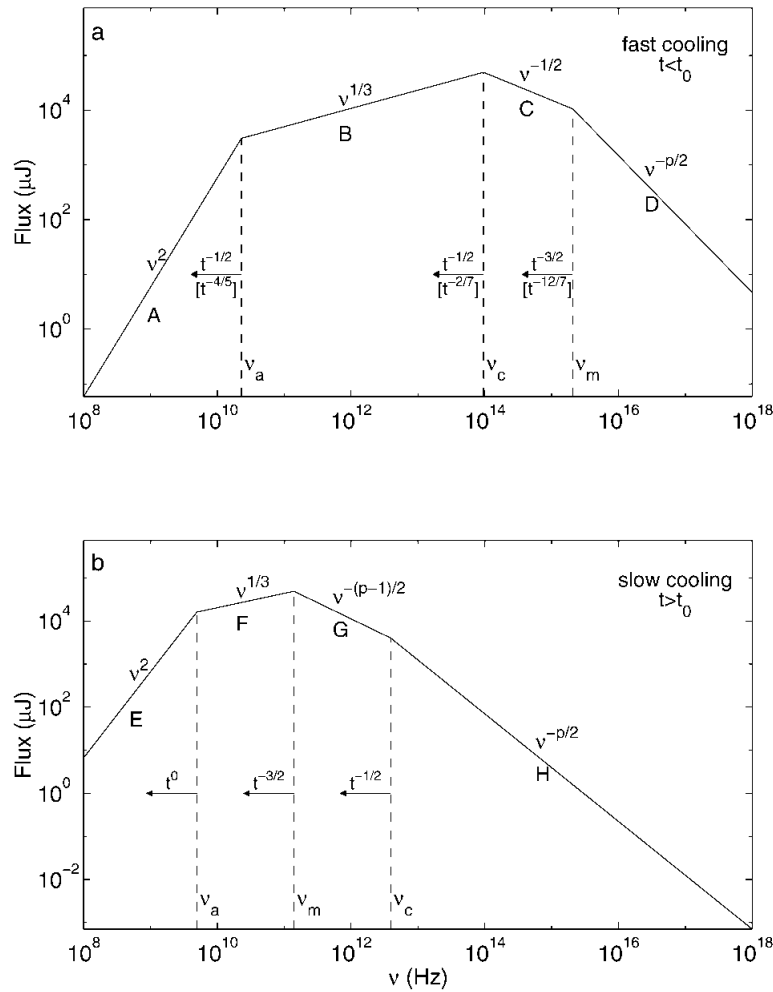


FIGURA 1.17: Espectro de la radiación de sincrotrón para una distribución de electrones acelerados de ley de potencias. Se consideran dos casos: enfriamiento rápido (panel superior); enfriamiento lento (panel inferior). Figura tomada de Sari, Piran & Narayan (1998).

la emisión de los rayos gamma de los GRBs dado que se necesita que los choques sean eficientes y que además el tiempo de enfriamiento no sea muy largo pues si lo fuera, no habría variabilidad rápida en la emisión. Se espera que la transición de enfriamiento

rápido a lento se da a principios de la fase tardía o a finales de la fase temprana (Mészáros & Rees 1997, Mészáros, Rees & Wijers 1998).

Condensando lo descrito anteriormente, la potencia total local emitida está dada por (De Colle et al. 2012):

$$\frac{F_\nu}{F_{\nu,max}} \propto \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} & \text{si } \nu < \nu_m < \nu_c, \\ (\nu/\nu_c)^{1/3} & \text{si } \nu < \nu_c < \nu_m, \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} & \text{si } \nu_m < \nu < \nu_c, \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} & \text{si } \nu < \nu_m < \nu_c, \\ (\nu/\nu_m)^{(1-p)/2}(\nu/\nu_c)^{-1/2} & \text{si } \max(\nu_m, \nu_c) < \nu. \end{cases} \quad (1.33)$$

El enfriamiento de los electrones se consideró bajo la siguiente aproximación: los electrones se enfriaron en su tiempo hidrodinámico local, dado por  $t_{dyn} \approx t\Gamma_{sh}^{-1}$  donde  $t$  es el tiempo medido en el marco local de la fuente.

Cabe resaltar que la radiación de sincrotrón es polarizada, en concordancia con lo observado en los GRBs (sección 1.3). En el presente trabajo no se hará un desarrollo acerca de esto, mas un tratamiento detallado puede consultarse en Rybicki & Lightman (1979).

El modelo de la radiación de sincrotrón ópticamente delgada concuerda bastante bien con las observaciones de la emisión tardía. Sin embargo, para la emisión temprana hay inconsistencias entre las pendientes observadas en la parte de energías bajas ( $\nu < \nu_{syn}$ ) del espectro de algunos GRBs y las predichas por sincrotrón ( $F_\nu^\alpha$  con  $-3/2 \leq \alpha \leq -2/3$ ): hay una fracción de GRBs con valores de  $\alpha > -2/3$ . A la curva  $\alpha > -2/3$  se le denominó la *línea de la muerte de los modelos sincrotrón* (Vedrenne & Atteia 2009).

## 1.5. Los modelos teóricos.

Un modelo para tratar de explicar los GRBs es el denominado *modelo estándar de la bola de fuego* o “*fireball*” (Rees & Mészáros 1994; Piran 1999, 2005; Zhang et al. 2006). En esta sección se le describirá, realizando primero una discusión de un modelo genérico que incorpore las observaciones presentadas en la sección 1.3 y los mecanismos físicos descritos en 1.4. Además del modelo de la bola de fuego, se hace mención de un modelo alternativo a éste para explicar la emisión temprana.

### 1.5.1. El modelo base de GRBs.

En la actualidad existe una variedad de modelos teóricos que tratan de explicar los GRBs, como el modelo de la bola de fuego, bajo el cual se desarrolló el trabajo de esta



tesis, o bien el *electromagnético* (Drenkhahn & Spruit 2002, Lyutikov & Blanford 2003). Cada uno tiene sus especificaciones y detalles, pero en general todos incluyen ciertos ingredientes en común y se basan en ideas generalmente aceptadas. Como consecuencia, puede hablarse de un modelo “genérico” para los destellos.

Este modelo indica que los GRBs largos se generan en regiones de formación estelar y aunque no se conoce muy bien la naturaleza del motor central, están asociados a la formación de objetos compactos; una indicación se obtiene de la conexión de los GRBs largos con las SNs (por ejemplo el GRB 980425 y la SN 1998bW, Galama et al. 1998d) y la necesidad de una estrella masiva que colapse. El origen de los GRBs cortos, por otro lado, es más incierto pero está asociado con fusiones de sistemas binarios de objetos compactos.

La radiación característica en la banda gamma del espectro y la emisión tardía se origina a partir de la disipación de la energía interna de un chorro colimado que se mueve por el MI a velocidades relativistas: la primera se genera por disipación dentro del chorro (a distancias  $\sim 10^{13}$  cm– $10^{15}$  cm de la fuente, Piran 2004), mientras que la segunda proviene de la interacción de la cabeza del material eyectado con el MI (distancias de  $\sim 10^{17}$  cm– $10^{18}$  cm, Piran 2004).

### 1.5.2. El modelo estándar de la bola de fuego o “fireball”.

Hoy en día, el modelo de la bola de fuego es el más utilizado para explicar los GRBs. Plantea que la emisión de los GRBs está fuertemente relacionada con la dinámica de las denominadas *bolas de fuego* o “*fireballs*”: grandes cantidades de energía liberadas de regiones muy pequeñas en intervalos de tiempo cortos.

El modelo de la bola de fuego tiene su base en conceptos sencillos. Considera bolas de fuego esféricas muy energéticas que se mueven a una sola velocidad y que se expanden adiabáticamente en un medio homogéneo.

Dado que la emisión fotoesférica de las bolas de fuego no puede explicar la radiación térmica de los GRBs, se añadieron al modelo choques internos y externos, que tratan de explicar la emisión temprana y la tardía respectivamente. Los mecanismos físicos asociados a estos se describirán a continuación.

### 1.5.2.1. La emisión temprana o “prompt”.

Los choques internos fueron presentados cuando parecía que no era posible explicar con choques externos la variabilidad temporal observada durante la fase temprana de los destellos (del orden de decenas de milisegundos, Piran et al. 2012).

Consideramos un cascarón cuasi-esférico de grosor  $\Delta$  y radio externo  $R$  que se expande relativistamente con un factor de Lorentz  $\Gamma$ . La radiación de este objeto que llega al observador es aquella que es emitida desde una región de tamaño angular  $\theta < 1/\Gamma$ , desde el borde exterior hasta el borde interior. La diferencia temporal entre el arribo de los fotones exteriores y los interiores a lo largo de la línea de visión está dada por  $t_{\Delta} = \Delta/c$ .

Al considerar la emisión total de este cascarón se deben tomar en cuenta los fotones que llegan al observador desde regiones con ángulos menores o iguales a  $\theta$  y que lo hacen en una escala temporal  $t_{\text{ang}} = R/2c\Gamma^2$  (sección 1.4.1.1). Esta radiación es capaz de suavizar la señal recibida por el observador a lo largo de la línea de visión si se cumple que  $t_{\Delta} \leq t_{\text{ang}}$ .

Ahora bien, de acuerdo a lo visto en la sección 1.4.1.3 se tiene que  $t_{\Delta} \leq R/c\Gamma^2 \approx t_{\text{ang}}$  para los choques externos y  $\Delta \approx R/c\Gamma^2$  para un cascarón que se expande, por lo que  $t_{\Delta} \approx t_{\text{ang}}$ . Esto quiere decir que los choques externos no pueden reproducir la variabilidad rápida observada en la emisión temprana. Como consecuencia, se introdujo el concepto de choques internos.

Los choques son *internos* porque se considera un escenario en el que el factor de Lorentz del material dentro del chorro es variable, de manera que se pueden tener dos “cascarones” de materia sucesivos cuyas velocidades relativas sean altas: un cascarón inyectado después de uno más lento alcanzará al primero eventualmente y ambos colisionarán. De esta forma, el material se calienta, los electrones se aceleran y emiten radiación de sincrotrón.

Para que esta radiación esté en el rango de los rayos gamma y rayos X, la interacción entre los cascarones se debe producir cerca del motor central ( $10^{14-15}\text{cm}$ ) donde la bola de fuego es mucho más densa y con un campo magnético intenso.

La radiación temprana resultante de esta colisión es la suma de las emisiones simultáneas de los cascarones. Siguiendo esta idea, las características generales de la emisión en gamma pueden ser reproducidas teóricamente.

Sin embargo los choques internos tienen dos problemas importantes:

- La forma espectral de la emisión temprana y la predicción dada por el modelo de sincrotrón (sección 1.4.4) no son compatibles.
- Las tasas de eficiencia radiativa son bajas: las estimaciones del cociente de la energía radiada en rayos gamma con la energía cinética del material eyectado llegan a alcanzar el 50 %, mientras que se espera que sea bajo, típicamente por debajo del 10 %.

### 1.5.2.2. La emisión tardía o el “afterglow”.

La presencia de la emisión tardía fue predicha por el modelo de la bola de fuego y es explicada de la siguiente forma.

Al principio de la fase de expansión, el chorro ha convertido gran parte de su energía interna en energía cinética. Conforme avanza, genera una onda de choque que se expande relativistamente y barre al MI, el cual inicialmente no influye significativamente en el sistema. Sin embargo, cuando la energía del MI calentado por el choque es comparable con la energía de la bola de fuego, éste empieza a desacelerar.

La fase de la emisión tardía se da cuando la mayor parte de la energía del material eyectado ha sido transferida al MI chocado y es emitida por medio de los mecanismos descritos en la sección 1.4.2.

Un esquema artístico del modelo de la bola de fuego con choques internos y externos y la radiación emitida debido a cada uno se muestra en la Figura 1.18.

A pesar de ser sencillo, el modelo de la bola de fuego es bastante robusto y reproduce en gran parte las características observadas de los GRBs.

Algunas mejoras al modelo sobre las que se puede trabajar se enlistan a continuación (Vedrenne & Atteia 2009):

- Debido a la interacción del chorro con la misma onda de choque que genera, se crea el denominado *choque de reversa* dentro del chorro, el cual no es considerado dentro del modelo. Esto podría ayudar a explicar los destellos ópticos y en rayos X debido a que la materia vuelve a acelerarse ante la presencia de este nuevo choque.
- En el modelo de la bola de fuego se considera un MI homogéneo. Variar la naturaleza de éste podría ayudar a reproducir la variabilidad observada durante la fase tardía.
- Incluir una inyección variable de energía a través de *choques refrescados* o *choques re-alimentados* puede producir curvas de luz más complejas. En este contexto, se considera que el chorro está formado por cascarones de materia con factores de Lorentz distintos

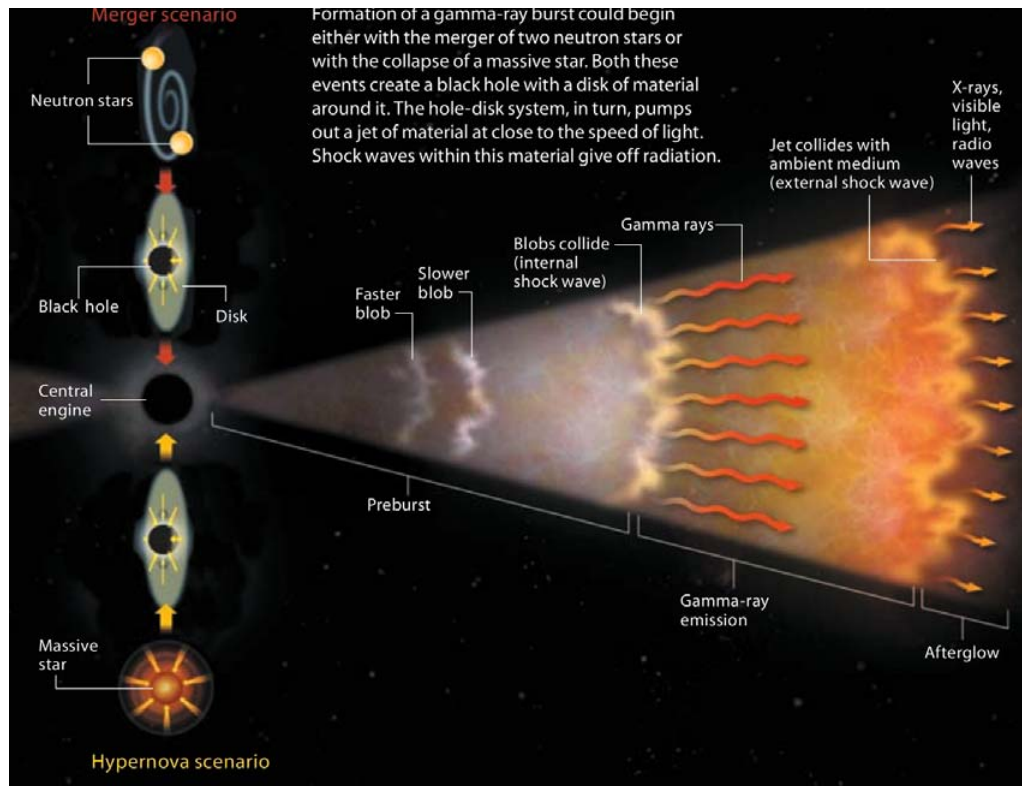


FIGURA 1.18: Esquema artístico en el que se ilustran los distintos pasos del modelo de la bola de fuego con choques internos y externos y la radiación que se emite en cada uno. A la izquierda se encuentran los dos tipos de progenitores propuestos para agujero negro responsable de emitir el chorro. Figura tomada de Gehrels et al. (2007).

entre sí pero similares, eyectados a tiempo diferentes y cuya interacción pueda producir la variabilidad deseada en las curvas de luz.

Este último punto es sobre el que se desarrolló el trabajo presentado en esta tesis y se hablará más de él a continuación.

### 1.5.3. Choques “Re-alimentados”: Inyección de energía.

En la sección 1.3, se vio que la emisión tardía de los GRBs generalmente presenta un comportamiento canónico caracterizado por segmentos de leyes de potencias cuyos índices se presentan en la Tabla 1.1.

En el decaimiento lento, la emisión tardía en rayos X en general es bastante plana, aunque a veces llega a tener variabilidad en forma de incrementos suaves en el flujo (Figura 1.10) o abruptos y considerables como los destellos de rayos X. De acuerdo a la tabla referida arriba, para la fase de decaimiento lento se tiene que el índice de decaimiento temporal es  $\alpha \sim 0.5$ . Panaitescu (2006) encontró que si se supone que la emisión tardía es generada por la interacción de la cabeza del chorro del GRB con el MI

se obtiene un decaimiento demasiado rápido comparado con lo observado, de manera que se debe considerar un mecanismo adicional para explicarlo.

El elegido es la inyección tardía de energía que “realimenta” a la cabeza del chorro y disminuye en el proceso la tasa de caída de la curva de luz.

Hay varios mecanismos propuestos para realimentar la cabeza del chorro. Zhang et al. (2006) proponen tres:

- Un motor central que dura activo mucho tiempo y reduce su actividad poco a poco.
- Una inyección instantánea con una distribución de ley de potencias de los factores de Lorentz del material eyectado.
- Inyección retardada de energía a la cabeza del chorro.

Para el primer caso, se ocupa que el motor central esté activo hasta por horas después del GRB con una luminosidad que varíe suavemente en el tiempo (Zhang & Mészáros 2001). La mayor parte de la energía es inyectada al final de la fase de decaimiento lento, típicamente alrededor de los  $10^4$  s, en la transición entre la fase de decaimiento lento y la clásica. Sin embargo, este mecanismo presenta problemas con respecto a la eficiencia de la conversión de energía durante la fase temprana (Nousek et al. 2006).

En el segundo caso, la actividad del motor central puede ser tan breve como la emisión temprana. La inyección continua proviene de la distribución de velocidades del material eyectado: el más lento va alcanzando a la cabeza del chorro mientras ésta desacelera.

El mecanismo descrito en el tercer punto no está relacionado con el motor central, sino que se refiere a transferencia retardada de la energía cinética de la cabeza del chorro hacia el medio interestelar. Bajo estas circunstancias, la fase de decaimiento lento sería el resultado de la transferencia lenta de energía. Sin embargo, aún no es claro qué tan lento es este mecanismo y simulaciones numéricas detalladas de transporte radiativo son necesarias.

Como ya fue mencionado, estos puntos buscan explicar la tasa de caída de la emisión tardía en rayos X. En esta tesis se adoptó la idea de inyección tardía de energía pero para tratar de explicar las variabilidades de la curva de luz.

La idea detrás de esto es que se tiene el frente del GRB que está interaccionando con el MI, desacelerándose y emitiendo radiación. A un tiempo posterior a la fase temprana, el motor central eyecta un segundo choque más colimado que el de enfrente<sup>15</sup> el cual alcanza a la cabeza del chorro e interactúa con ésta.

<sup>15</sup> La razón detrás de esta reactivación no se discute en la tesis.

De esta manera se logra que una zona de la cabeza del chorro de tamaño angular observado  $\sim \theta_R \Gamma_H$ , donde  $\theta_R$  y  $\Gamma_H$  son respectivamente el ángulo de media apertura del choque trasero y el factor de Lorentz del frontal, se reactive repentinamente y genere un cambio en el flujo observado del GRB.

Un esquema del sistema considerado se muestra en la Figura 1.19.

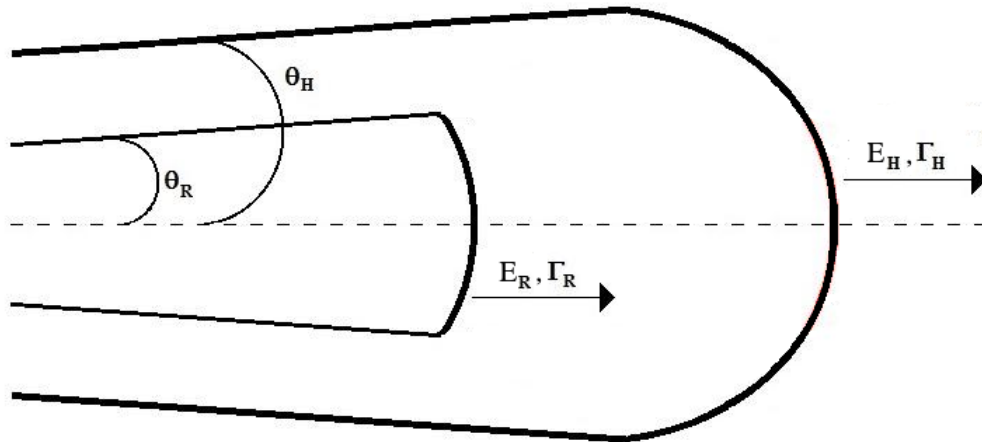


FIGURA 1.19: Esquema del sistema considerado en esta tesis. Se consideran dos choques alineados: uno frontal (denotado por el subíndice  $H$ ) y uno trasero (denotado por  $R$ ) cada uno con una energía isotrópica  $E$ , un factor de Lorentz  $\Gamma$  y un ángulo de media apertura  $\theta$ .

Modificando las condiciones del choque trasero, se espera encontrar cambios bruscos y rápidos en el flujo que sean del orden de la variabilidad observada en las curvas de luz e incluso, tal vez, candidatos a explicar los destellos de rayos X, de los cuales ya se habló anteriormente.



## Capítulo 2

# El formalismo matemático y numérico detrás de las simulaciones numéricas.

### 2.1. Introducción

En esta tesis se estudió la interacción hidrodinámica de dos choques con la finalidad de reproducir la variabilidad presente en la emisión tardía de los GRBs. Para lograr esto, se realizaron simulaciones numéricas de alta resolución.

En este capítulo se presentarán las bases teóricas que permiten entender por qué y cómo se plantea este problema como uno hidrodinámico y los métodos numéricos que permiten su implementación en la computadora, de manera que se pueda llevar a cabo el estudio.

### 2.2. La hidrodinámica en relatividad especial (SRHD).

Como fue indicado en el capítulo anterior, en este trabajo se utilizará el modelo de la bola de fuego para describir los destellos de rayos gamma. El plasma de los GRBs puede ser descrito como un fluido si se cumplen las siguientes condiciones (Raga & Cantó, 2012):

- El comportamiento microscópico de las partículas puede ignorarse ( $\lambda \ll L$ , donde  $\lambda$  es el camino libre medio de las partículas y  $L$  es la longitud característica del fluido<sup>1</sup>).

---

<sup>1</sup>  $L$  es la escala espacial sobre la cual las variables macroscópicas del sistema (como por ejemplo la densidad) presentan variaciones.



- La distancia promedio  $l$  entre partículas vecinas escala aproximadamente como  $n^{-1/3}$ , donde  $n$  es la densidad numérica. De esta forma, se pueden tomar volúmenes tales que las variables macroscópicas sean aproximadamente constantes en ellos pero que tengan un número de partículas suficiente como para ser descritas como un fluido.
- El tiempo promedio entre colisiones  $t_{coll}$  debe ser mucho menor que el tiempo característico de cambios en el flujo  $t_{flow}$ , para que así las partículas alcancen el equilibrio termodinámico local.

Dado que los GRBs cumplen con las tres condiciones anteriores, la hidrodinámica (HD) puede ser utilizada para describir su evolución. Además, los GRBs se mueven con velocidades relativistas y la distancia del objeto compacto que origina los GRBs es suficientemente grande como para poder despreciar efectos de relatividad general, de manera que su estudio se hará en el marco de la hidrodinámica en relatividad especial o SRHD (por sus siglas en inglés), la cual se presentará a continuación.

### 2.2.1. Las ecuaciones de la SRHD.

En lo que sigue se considerará a un fluido perfecto, lo que significa que la viscosidad y la transferencia de calor pueden ser despreciados. En unidades geométricas ( $G = c = 1$ ), tal sistema se describe por el tensor de energía-momento:

$$T^{\mu\nu} = \rho h u^\mu u^\nu + p g^{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

donde  $u^\mu = \Gamma(1, v^x, v^y, v^z)$  es la 4-velocidad<sup>2</sup>,  $\Gamma = u^0 = 1/\sqrt{1 - |\mathbf{v}|^2}$  es el factor de Lorentz,  $|\mathbf{v}| = \sqrt{\sum_i (v^i)^2}$ , las variables  $\rho$ ,  $p$  y  $h = 1 + \epsilon + p/\rho$  corresponden, respectivamente, a la densidad de masa de un elemento de fluido, la presión, y la entalpía específica ( $\epsilon$  representa a la energía interna específica) medidas en el sistema localmente en reposo y las componentes del tensor métrico que describe al espacio-tiempo en el que se está trabajando son  $g^{\mu\nu}$ . Para el caso de un espacio-tiempo de Minkowski en coordenadas cartesianas  $(t, x, y, z)$ ,  $g^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu}$ , donde

$$\eta^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

---

<sup>2</sup> Se adoptará la convención de que los índices griegos corren del 0 al 3 y los latinos de 1 a 3. El índice cero denota a la componente temporal mientras que los índices latinos denotan a las tres dimensiones espaciales.

Para la descripción completa del fluido, se debe tener además una ecuación de estado (*EOS*) que relaciona a la entalpía  $h$  con  $\rho$  y  $p$  de la forma

$$h = h(\rho, p). \quad (2.3)$$

Una ecuación de estado sencilla que puede considerarse es aquella dada por

$$h = 1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (2.4)$$

en donde  $\gamma$  es el índice adiabático del gas. Éste último toma valores de  $4/3$  y  $5/3$  para los casos ultrarrelativista y no relativista respectivamente. La expresión anterior fue la utilizada en la presente tesis con  $\gamma = 4/3$ .

En el caso de un gas perfecto relativista, Synge (1957) derivó a partir de la teoría cinética relativista la siguiente ecuación de estado:

$$h = \frac{K_3(1/\Theta)}{K_2(1/\Theta)}, \quad (2.5)$$

donde  $K_j$  es la función de Bessel modificada de segundo tipo de orden  $j$  y  $\Theta = p/\rho$ . Sin embargo esta EOS es computacionalmente muy costosa, por lo que se han hecho simplificaciones a esta relación. Ryu et al. (2006) proponen una aproximación a la ecuación 2.5<sup>3</sup> dada por:

$$h = 2 \frac{6\Theta^2 + 4\Theta + 1}{3\Theta + 2}. \quad (2.6)$$

Las ecuaciones que describen a un fluido perfecto relativista son las *ecuaciones de Euler relativistas* (o de la SRHD), las cuales se obtienen a partir de las leyes de conservación local de la masa, la energía y el momento.

Estas leyes de conservación, en notación de suma de Einstein<sup>4</sup>, se escriben como:

$$\nabla_\mu (\rho u^\mu) = 0, \quad (2.7)$$

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad (2.8)$$

<sup>3</sup> Además satisface la desigualdad de Taub (1948) obtenida a partir de la teoría cinética relativista:  $(h - \Theta)(h - 4\Theta) \leq 1$ .

<sup>4</sup> Convención de suma de Einstein: índices que aparecen repetidos se suman. Como ejemplo, la ecuación de continuidad 2.7 se escribe:

$$\nabla_\mu (\rho u^\mu) = \sum_{j=0}^3 \nabla_j (\rho u^j) = \nabla_t (\rho u^t) + \nabla_x (\rho u^x) + \nabla_y (\rho u^y) + \nabla_z (\rho u^z) = 0$$

donde  $\nabla_\mu$  es la derivada covariante<sup>5</sup>. Proyectando 2.7 y 2.8 sobre una hipersuperficie espacialoide<sup>6</sup> y en sus direcciones normales, se obtienen las ecuaciones de Euler relativistas para las denominadas *variables primitivas*  $\rho$ ,  $v^i$  y  $p$  o, equivalentemente,  $\rho$ ,  $v^i$  y  $\epsilon$ , donde  $v^i$  es la componente  $i$  de la 3-velocidad ( $v^i = u^i/u^0$ ) de los elementos de fluido medida por los observadores de Euler<sup>7</sup> y  $\epsilon$  es la energía interna del sistema:

$$\begin{aligned} \partial_t(\rho\Gamma) + \partial_i(\rho\Gamma v^i) &= 0, \\ \partial_t(\rho h\Gamma^2 \mathbf{v}) + \partial_i(\rho h\Gamma^2 \mathbf{v} v^i + p\delta^{ij}) &= 0, \\ \partial_t(\rho h\Gamma^2 - p - \rho\Gamma) + \partial_i(\rho h\Gamma^2 v^i - \rho\Gamma v^i) &= 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Las tres igualdades anteriores corresponden a la ecuación de continuidad, las de conservación de momento y la de conservación de energía respectivamente. Definiendo al vector de las denominadas *variables conservativas*  $\mathbf{u} = (D, S^j, \tau)$  ( las cuales representan respectivamente, las densidades de masa, de momento y de energía) en términos de las primitivas  $\mathbf{w} = (\rho, v^i, \epsilon)$  de la forma:

$$\begin{aligned} D &= \rho\Gamma, \\ S^j &= \rho h\Gamma^2 v^j, \\ \tau &= \rho h\Gamma^2 - p - \rho\Gamma, \end{aligned} \quad (2.10)$$

y los flujos  $\mathbf{F}(\mathbf{u})$  asociados a éstas, es posible reescribir al sistema de ecuaciones 2.9 de la forma:

$$\partial_t \mathbf{u} + \partial_i \mathbf{F}(\mathbf{u}) = \mathbf{G}(\mathbf{u}), \quad (2.11)$$

donde  $\mathbf{F}(\mathbf{u}) = (Dv^i, S^i v^i + p\delta^{ij}, S^i - Dv^i)$  y  $\mathbf{G}$  es el vector de términos fuentes<sup>8</sup>.

En forma vectorial, y asumiendo por simplicidad que  $\mathbf{G} = 0$ , las ecuaciones de la SRHD quedan escritas como:

$$\partial_t \begin{pmatrix} D \\ \mathbf{S} \\ \tau \end{pmatrix} + \partial_i \begin{pmatrix} Dv^i \\ \mathbf{S}v^i + e_i p \delta^{ij} \\ S^i - Dv^i \end{pmatrix} = 0, \quad (2.12)$$

<sup>5</sup> La derivada covariante es una generalización de la derivada parcial. Se define como :

$$\nabla_\mu A = \partial_\mu A + \Gamma_{\sigma\mu}^\nu A^\sigma$$

donde  $\partial_\mu$  representa a la derivada parcial usual y  $\Gamma_{\sigma\mu}^\nu = \frac{1}{2}g^{\nu\lambda}(\partial_\sigma g_{\lambda\mu} + \partial_\mu g_{\lambda\sigma} - \partial_\lambda g_{\sigma\mu})$  son los símbolos de Christoffel (no confundir con el factor de Lorentz  $\Gamma$ ), y  $g_{\mu\nu}$  las componentes del tensor métrico inverso.

<sup>6</sup> Hipersuperficies del espacio-tiempo en las que los intervalos absolutos  $ds^2$  medidos con la métrica  $g_{\mu\nu}$  son mayores que 1.

<sup>7</sup> Observadores que se mueven en la dirección normal a la hipersuperficie.

<sup>8</sup> El vector de términos fuentes se ha igualado a cero debido a que se está considerando un espacio-tiempo de Minkowski en coordenadas cartesianas.

donde  $e_i$  es el vector de la base canónica cartesiana en la dirección  $i$ . Tomando el límite clásico ( $\Gamma \rightarrow 1$ ), se tiene que:

$$\partial_t \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v^j \\ \rho \epsilon \end{pmatrix} + \partial_i \begin{pmatrix} \rho v^i \\ \rho v^i v^j + e_i p \delta^{ij} \\ (\rho \epsilon + p) v^i \end{pmatrix} = 0, \quad (2.13)$$

recuperando así las ecuaciones de la hidrodinámica clásica.

La no linealidad de las ecuaciones de la hidrodinámica origina discontinuidades (chques) en las variables que describen al sistema. Las denominadas *condiciones de salto de Rankine-Hugoniot (RH)* son expresiones que relacionan a las variables en las regiones separadas por el choque en el caso no-relativista. Denotando con el subíndice  $L$  ( $R$ ) a la región a la izquierda (derecha) del choque, las relaciones de RH clásicas en el marco en reposo del choque se escriben como:

$$\begin{aligned} \rho_L v_L &= \rho_R v_R, \\ \rho_L v_L^2 + p_L &= \rho_R v_R^2 + p_R, \\ v_L (E_L + p_L) &= v_R (E_R + p_R), \end{aligned} \quad (2.14)$$

donde  $E$  es la energía total del sistema. En el caso con relatividad especial, las condiciones de RH son reemplazadas por las *condiciones de Taub* (1948):

$$\begin{aligned} D_L v_L &= D_R v_R, \\ S_L v_L + p_L &= S_R v_R + p_R, \\ S_L &= S_R, \end{aligned} \quad (2.15)$$

que se han escrito en el marco en reposo del choque.

Una diferencia que resalta a la vista entre las ecuaciones de la HD y la SRHD surge al comparar ambos conjuntos de condiciones de salto para los casos no-relativista y relativista de un choque fuerte. En este caso, se cumple la relación  $v_L \gg C_{sL}$  en donde  $v_L$  es la velocidad del material chocado y  $C_{sL}$  es la velocidad del sonido en la región del material chocado (suponiendo que el choque se mueve de izquierda a derecha, esta región estará a la izquierda de la discontinuidad).

A partir de las condiciones de salto, se obtiene que para un choque no-relativista:

$$\left( \frac{\rho_L}{\rho_R} \right)_{nrel.} \leq \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (2.16)$$

mientras que para uno relativista:

$$\left( \frac{\rho_L}{\rho_R} \right)_{rel.} \leq \frac{\gamma \Gamma_L + 1}{\gamma - 1}. \quad (2.17)$$

Dado que  $\Gamma_L \geq 1$ , en los choques relativistas el cociente de las densidades a ambos lados del choque siempre es mayor que aquél en el caso no-relativista y por lo tanto, los saltos de densidad en los primeros son más grandes.

### 2.2.2. Las ecuaciones de la SRHD como un problema de valores iniciales.

Una propiedad importante del sistema de ecuaciones de la SRHD (sistema 2.12) escrito en la forma de ley de conservación (ecuación 2.11) es que es hiperbólico para una EOS causal (es decir,  $C_s < c$ ), de manera que todos los eigenvalores  $\lambda^i$  de las matrices Jacobianas asociadas  $\mathbb{A}^i = \partial \mathbf{F}^i / \partial \mathbf{u}$  son reales y sus eigenvectores forman un conjunto completo<sup>9</sup> (véase LeVeque 1990 para una revisión más profunda).

En el caso de la SRHD, la matriz Jacobiana asociada al sistema 2.12 en la dirección  $i$ , es:

$$\mathbb{A}^i = \begin{pmatrix} v^i \Gamma & \rho \Gamma^3 & 0 \\ v^2 \Gamma^2 (1 + \epsilon) & \rho h (\Gamma^2 (1 + v^i) + 2 \Gamma^4 v^2) & v^2 \Gamma^2 + 1 \\ v^i \Gamma (\Gamma (1 + \epsilon) - 1) & \rho h \Gamma^2 (2 \Gamma^2 + 1) - \rho \Gamma^3 & v^i \Gamma^2 \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

donde  $v^2 = (v^i)^2$ .

Para obtener los eigenvalores  $\lambda^i$  de la matriz 2.18 se debe resolver la ecuación característica:

$$\det(\mathbb{A} - \lambda \mathbb{I}) = 0 \quad (2.19)$$

donde  $\mathbb{I}$  es la matriz identidad.

De esta manera se obtiene que los eigenvalores de la matriz 2.18 están dados por:

$$\lambda^0 = v^i,$$

$$\lambda^\pm = \frac{1}{1 - |\mathbf{v}|^2 C_s^2} \left( v^i (1 - C_s^2) \pm C_s \sqrt{(1 - |\mathbf{v}|^2)[1 - |\mathbf{v}|^2 C_s^2 - v^i v^i (1 - C_s^2)]} \right),$$

donde  $C_s^2 = \frac{1}{h} \frac{\partial p}{\partial \rho} |_s$  es la velocidad del sonido.

<sup>9</sup> Un conjunto de vectores se dice que es completo si los vectores son reales y linealmente independientes.

Si se tiene un sistema lineal y se conoce la solución exacta a un problema caracterizado por un sistema de ecuaciones hiperbólico, entonces se sabe que la información se propaga a velocidades características dadas por los eigenvalores; así, si en un cierto instante temporal la solución es conocida y puede avanzarse a un tiempo posterior para obtenerse la evolución exacta del sistema. A esto se le conoce como un problema de valor inicial.

Las ecuaciones de Euler relativistas ciertamente no son lineales, lo cual dificulta su solución y la obtención de la evolución del objeto que se desea estudiar. Sin embargo, es posible descomponer el sistema de ecuaciones y plantearlo como un problema de valor inicial tal como se describirá a continuación.

El sistema de ecuaciones 2.11 (con  $\mathbf{G}(\mathbf{u}) = 0$ ) puede reescribirse como<sup>10</sup>:

$$\partial_t u + \mathbb{A} \partial_x u = 0, \quad (2.20)$$

donde  $\mathbb{A} = \partial F / \partial_x u$  es la matriz Jacobiana. En el caso de las ecuaciones de la HD y la SRHD la matriz  $\mathbb{A}$  es diagonalizable y puede expresarse como:

$$\mathbb{A} = \mathbb{R} \mathbb{B} \mathbb{R}^{-1}, \quad (2.21)$$

donde  $\mathbb{B}$  es una matriz diagonal con eigenvalores  $\lambda^i$ , con  $i = 1, 2, \dots, n$ ;  $\mathbb{R}$  y  $\mathbb{R}^{-1}$  son, respectivamente, matrices ortonormales entre sí de eigenvectores derechos e izquierdos, tales que  $\mathbb{A} \mathbb{R} = \mathbb{R} \mathbb{B}$  y  $\mathbb{R}^{-1} \mathbb{A} = \mathbb{R}^{-1} \mathbb{B}$ .

De esta forma, la ecuación 2.20 se reescribe como:

$$\partial_t u + \mathbb{A} \partial_x u = 0, \quad (2.22)$$

$$\Leftrightarrow \partial_t u + \mathbb{R} \mathbb{B} \mathbb{R}^{-1} \partial_x u = 0, \quad (2.23)$$

$$\Leftrightarrow \mathbb{R}^{-1} \partial_t u + \mathbb{B} \mathbb{R}^{-1} \partial_x u = 0, \quad (2.24)$$

$$\Leftrightarrow \partial_t (\mathbb{R}^{-1} u) + \mathbb{B} \partial_x (\mathbb{R}^{-1} u) = 0, \quad (2.25)$$

$$\Leftrightarrow \partial_t v + \lambda \partial_x v = 0, \quad (2.26)$$

donde se supone que los elementos de la matriz  $\mathbb{A}$  son constantes (así que  $\mathbb{R}^{-1}$  puede incluirse en la derivada) y se define al vector de las *variables características*  $v \equiv \mathbb{R}^{-1} u$ , cuyas componentes  $v_i$  están asociadas a los eigenvalores, componentes del vector  $\lambda$ .

La ecuación 2.26 representa un sistema de ecuaciones de onda desacopladas. La  $i$ -ésima ecuación asociada al eigenvalor  $\lambda^i$ , tiene la solución (LeVeque 1990):

$$v_i(x, t) = v_i(x - \lambda^i t), \quad (2.27)$$

<sup>10</sup> Para simplificar la notación, se ha tomado al sistema 2.11 en una dimensión. La extensión a más dimensiones es directa.

de manera que la solución general al sistema 2.26 es una superposición lineal de ondas. Así, partiendo de la definición de  $v$ , el vector de variables conservadas  $u$  está dado por:

$$u(x, t) = \mathbb{R}v(x, t) = \sum_{i=1}^n v_i(x - \lambda^i t)r_i, \quad (2.28)$$

donde  $r_i$  son los eigenvectores asociados a  $\lambda^i$ . Las curvas a lo largo de las cuales la solución es constante se denominan *curvas características* y están dadas por  $x = x_0 + \lambda^i t$ .

De esta manera, es posible plantear un problema de SRHD como uno de valor inicial y obtener así su evolución.

### 2.3. Métodos numéricos

En este trabajo se hizo un estudio de la variabilidad presente en la emisión tardía de los GRBs a partir de simulaciones numéricas de alta resolución. Para ello se utilizó el código *Mezcal* (De Colle et al. 2012). En este capítulo se verán los elementos básicos considerados dentro de este código para tener una evolución consistente y precisa de los procesos físicos involucrados en el problema.

Se vio anteriormente que los GRBs pueden describirse como un fluido relativista, lo que implica que las ecuaciones de la SRHD pueden utilizarse para su estudio. Sin embargo, en general no existe una solución exacta de las ecuaciones de Euler (la dificultad se incrementa para el caso relativista), por lo cual el estudio y la implementación de algoritmos numéricos se vuelve clave para obtener una solución aproximada al problema.

Existe una variedad de métodos numéricos diseñados para resolver las ecuaciones de Euler, como aquellos que añaden un término artificial de viscosidad (von Neumann & Richtmyer 1950, Shakura & Sunyaev 1973) con la finalidad de suavizar las posibles discontinuidades que surgieran y así poder utilizar técnicas de diferencias finitas para discretizar las ecuaciones de la hidrodinámica. Otro tipo, son los *métodos de alta resolución de captura de choques* (“High-Resolution Shock Capturing Methods” - *HRSC*, Harten & Lax 1983, Einfeldt 1988). Uno de éstos, el *HLL* (Harten, Lax & van Leer, 1983) fue utilizado en esta tesis.

Los HRSC revolucionaron el campo de la hidrodinámica numérica y se han usado desde la década de los ochenta. Son famosos debido a que, como emplean la forma conservativa de las ecuaciones, convergen a la solución física correcta. Estos métodos explotan

la estructura hiperbólica del sistema de ecuaciones<sup>11</sup> y como consecuencia, permiten hacer una captura muy precisa y estable de discontinuidades, teniendo también una alta precisión en las regiones suaves del flujo.

A continuación se verá la implementación numérica de las ecuaciones de la SRHD y los métodos numéricos utilizados por Mezcal para su resolución.

### 2.3.1. Método de volúmenes finitos.

Las ecuaciones de Euler pueden plantearse como un problema de valores iniciales. Para su implementación numérica, se necesita hacer una discretización de éstas. Existen varios métodos para lograr esto, como el de diferencias finitas (DF). Sin embargo, la presencia de las discontinuidades originadas debido a la no linealidad de la hidrodinámica (inclusive si la condición inicial no contiene alguna) hace que los métodos numéricos basados en la continuidad de las funciones, como DF, no sean los más apropiados para la discretización de estas ecuaciones pues las derivadas divergen en la discontinuidad generada por la onda de choque.

Un método más apropiado para atacar este tipo de problema es el de volúmenes finitos cuyo fundamento está en discretizar las ecuaciones en su forma integral.

Para lograr esto, el problema se estudia bajo una descripción euleriana; es decir, sobre una malla de puntos que define una estructura discreta en el espacio-tiempo: el tiempo y el espacio están restringidos a valores de la forma  $t^n = n\Delta t$ , donde  $n \in \mathbb{N}$ , y  $X_i = i\Delta X$ , donde  $i \in \mathbb{Z}$ , respectivamente. Así, el espacio-tiempo está discretizado en celdas cuyos centros se encuentran en puntos  $(t^{n+1/2}, X)$ , tal como se muestra en la Figura 2.1.

Para ilustrar el método de los volúmenes finitos, se considerará el siguiente sistema de ecuaciones en una dimensión espacial:

$$\partial_t \mathbf{u} + \partial_x \mathbf{F}(\mathbf{u}) = \mathbf{G}(\mathbf{u}), \quad (2.29)$$

donde  $\mathbf{u}$  es el vector de variables conservativas,  $\mathbf{F}(\mathbf{u})$  el de flujos y  $\mathbf{G}(\mathbf{u})$  el de las fuentes. Tomando el promedio sobre una celda  $C_i^{n+1/2}$ , se tiene que

$$\frac{1}{\Delta t \Delta X} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \partial_t \mathbf{u} \, dx \, dt + \frac{1}{\Delta t \Delta X} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \partial_t \mathbf{F}(\mathbf{u}) \, dx \, dt = \frac{1}{\Delta t \Delta X} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbf{G} \, dx \, dt, \quad (2.30)$$

en donde el volumen de la celda  $C_i^{n+1/2}$  es  $(x_{i-1/2}, x_{i+1/2}) \times (t^n, t^{n+1})$ .

<sup>11</sup> Por lo tanto las condiciones de salto de Rankine-Hugoniot se satisfacen automáticamente.



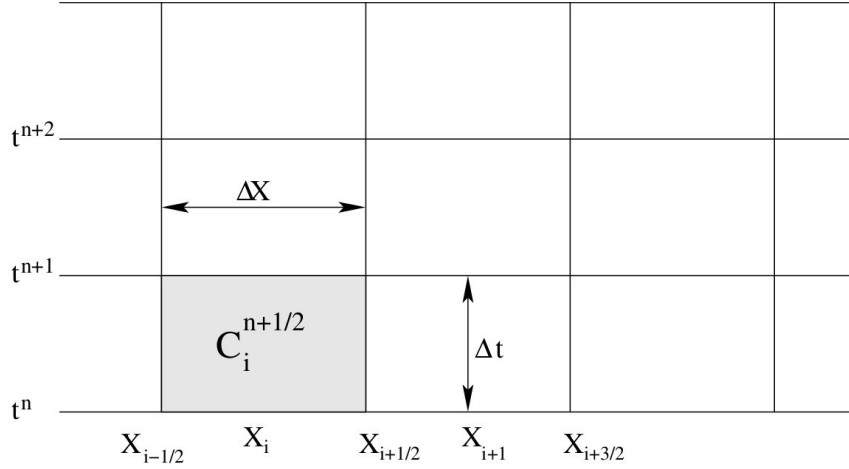


FIGURA 2.1: Discretización del espacio-tiempo. Cada celda tiene su centro en un punto  $(t^{n+1/2}, X_i)$  y un volumen  $V = \Delta t \Delta X$  (Lora-Clavijo et al., 2013).

Utilizando el teorema de Gauss (Spivak 1992), esta última ecuación puede ser integrada para obtener una versión discretizada de la forma integral del sistema de ecuaciones:

$$\bar{\mathbf{u}}_i^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left( \bar{\mathbf{F}}_{i+1/2}^{n+1/2} - \bar{\mathbf{F}}_{i-1/2}^{n+1/2} \right) + \bar{\mathbf{G}}_i^{n+1/2} \Delta t, \quad (2.31)$$

donde

$$\bar{\mathbf{u}}_i^n = \frac{1}{\Delta X} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{u}(t^n, x) dx, \quad (2.32)$$

$$\bar{\mathbf{F}}_{i\pm 1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbf{F}(t, x_{i\pm 1/2}) dt, \quad (2.33)$$

$$\bar{\mathbf{G}}_i^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t \Delta X} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbf{G}(t^n, x_{i\pm 1/2}) dx dt, \quad (2.34)$$

son los promedios espaciales de las variables conservativas, temporales de los flujos y temporales y espaciales de las fuentes respectivamente.

Cabe hacer notar que 2.31 es una solución exacta de la ecuación diferencial parcial 2.29.

### 2.3.2. Reconstructores de celdas.

La ecuación 2.31 da una relación entre las variables conservativas  $\mathbf{u}$  avanzadas a un tiempo  $n + 1$  y aquellas al tiempo  $n$ . Se pensaría que sólo debe hacerse la integración en el tiempo (que bien podría hacerse con un método Runge-Kutta<sup>12</sup>) para tener la

<sup>12</sup> Los métodos de Runge-Kutta son métodos iterativos para la obtención de una solución aproximada a una ecuación diferencial ordinaria, concretamente, del problema de valor inicial.

solución, sin embargo la dificultad reside en el cálculo de los promedios temporales de los flujos  $\bar{\mathbf{F}}_{i+1/2}^{n+1/2}$  en las interfaces entre las celdas<sup>13</sup>.

Una manera de resolver este problema define a los denominados *métodos de Godunov* (Godunov 1950). La idea principal de este tipo de métodos es considerar un problema de Riemann<sup>14</sup> en cada interfaz, y utilizar un resolvidor de Riemann para obtener los flujos promedio.

Para esto, se requiere aproximar en cada celda el promedio espacial de las variables  $\bar{\mathbf{u}}$  con nuevas funciones  $\tilde{\mathbf{u}}$ . A este proceso se le denomina reconstrucción de variables.

Existen distintas maneras de reconstruir las variables. La más sencilla fue propuesta por Godunov y consiste en definir las funciones  $\tilde{\mathbf{u}}$  como constantes a cada lado de la interfaz. Este método es de primer orden.

Un reconstructor más sofisticado es el llamado “minmod”, en el cual las funciones  $\tilde{\mathbf{u}}$  se toman lineales en cada celda:

$$\tilde{\mathbf{u}}_{i+1/2}^L = \tilde{\mathbf{u}}_i + \sigma_i(x_{i-1/2} - x_i), \quad (2.35)$$

$$\tilde{\mathbf{u}}_{i+1/2}^R = \tilde{\mathbf{u}}_i + \sigma_{i+1}(x_{i+1/2} - x_{i+1}), \quad (2.36)$$

donde los superíndices  $L$  y  $R$  denotan a las celdas izquierda y derecha de la interfaz y la cantidad  $\sigma_i$  es la pendiente elegida de acuerdo al criterio de minmod:

$$\sigma_i = \begin{cases} m_{i-1/2} & \text{si } |m_{i-1/2}| < |m_{i+1/2}| \text{ y } m_{i-1/2}m_{i+1/2} > 0, \\ m_{i+1/2} & \text{si } |m_{i-1/2}| > |m_{i+1/2}| \text{ y } m_{i-1/2}m_{i+1/2} > 0, \\ 0 & \text{si } m_{i-1/2}m_{i+1/2} < 0, \end{cases} \quad (2.37)$$

$m_{i\pm 1/2}$  es la derivada de las variables conservativas centrada en la interfaz de las celdas dada por:

$$m_{i\pm 1/2} = \frac{\tilde{\mathbf{u}}_{i\pm 1} - \tilde{\mathbf{u}}_i}{x_{i\pm 1} - x_i}. \quad (2.38)$$

En la figura 2.2 se muestran los dos ejemplos de reconstructores de celdas mencionados anteriormente.

Una vez que han propuesto las funciones  $\tilde{\mathbf{u}}$  en cada una de las celdas, se puede calcular el promedio temporal de los flujos utilizando un resolvidor de Riemann<sup>15</sup>.

<sup>13</sup> Como consecuencia, la calidad de la solución depende del método que se utiliza para aproximarlos.

<sup>14</sup> Ver apéndice A.

<sup>15</sup> Cabe hacer notar que existen métodos HRSC que no ocupan de resolvidores de Riemann, pero no se tratan en el presente trabajo (para una descripción más detallada ver Martí & Müller (2003)).

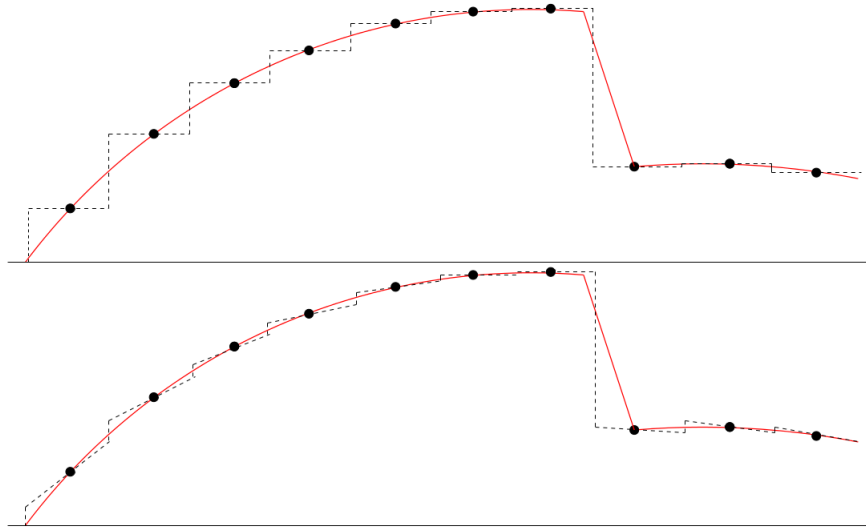


FIGURA 2.2: Ejemplos de reconstructores de celdas. La función a reproducir está dada por la curva roja y los centros de las celdas están denotados por los puntos negros. En el panel superior las variables se consideran constantes a lo largo de las celdas. En el inferior, se reconstruyen por medio de rectas cuyas pendientes están dadas por el criterio de minmod descrito en el texto (Lora-Clavijo et al., 2013).

### 2.3.3. Resolvedor de Riemann: HLL.

El método de Harten, Lax y van Leer (HLL, Harten et al. 1983) es un método para integrar las ecuaciones de la hidrodinámica que evita calcular explícitamente los eigenvalores y eigenvectores de las matrices Jacobianas asociadas al sistema y está basado en una solución aproximada de los problemas originales de Riemann con sólo un estado intermedio:

$$\mathbf{u}^{HLL}(x; \mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) = \begin{cases} \mathbf{u}_L & \text{si } x < a_L t, \\ \mathbf{u}_* & \text{si } a_L t \leq x \leq a_R t, \\ \mathbf{u}_R & \text{si } x > a_R t, \end{cases} \quad (2.39)$$

donde  $a_L$  y  $a_R$  son las velocidades características mínima y máxima del sistema, respectivamente. Si las velocidades son del mismo signo, los flujos deben ser evaluados sólo desde el lado “corriente arriba”. El estado intermedio  $\mathbf{u}_*$  se determina pidiendo consistencia de la solución aproximada de Riemann con la forma integral de las leyes de conservación en la malla. De esta forma se tiene que:

$$\mathbf{u}_* = \frac{a_R \mathbf{u}_R - a_L \mathbf{u}_L - \mathbf{F}(\mathbf{u}_R) + \mathbf{F}(\mathbf{u}_L)}{a_R - a_L}, \quad (2.40)$$

y que

$$\mathbf{F}_* = \frac{a_R^+ \mathbf{F}(\mathbf{u}_L) - a_L^- \mathbf{F}(\mathbf{u}_R) + a_R^+ a_L^- (\mathbf{u}_R - \mathbf{u}_L)}{a_R^+ - a_L^-}, \quad (2.41)$$

donde

$$\begin{aligned} a_L^- &= \min\{0, a_L\}, \\ a_R^+ &= \max\{0, a_R\}. \end{aligned}$$

Así, el flujo numérico está dado por:

$$\mathbf{F}^{HLL}(x; \mathbf{F}(\mathbf{u}_L), \mathbf{F}(\mathbf{u}_R)) = \begin{cases} \mathbf{F}(\mathbf{u}_L) & \text{si } x < a_L t, \\ \mathbf{F}_* & \text{si } a_L t \leq x \leq a_R t, \\ \mathbf{F}(\mathbf{u}_R) & \text{si } x > a_R t. \end{cases} \quad (2.42)$$

El método HLL se caracteriza por ser más estable y más eficiente computacionalmente. Puede combinarse con una manera de calcular las velocidades  $a_L$  y  $a_R$  propuesta por Einfeldt et al. (1988), dando lugar al resolvidor HLLE, el cual es exacto para choques, pero es muy disipativo, especialmente en discontinuidades de contacto, por lo que produce resultados con un alto grado de difusividad numérica. Sin embargo, esto puede considerarse como una ventaja dado que lo vuelve más estable y evita problemas numéricos como presiones negativas o factores de Lorentz imaginarios.

#### 2.3.4. El código Mezcal.

Mezcal es un código numérico que resuelve las ecuaciones de la SRHD a partir de una formulación conservativa (sistema de ecuaciones 2.12) discretizándolas de acuerdo al método de volúmenes finitos. Las variables conservadas (masa, momento y energía) se definen como un promedio espacial dentro de las celdas y los flujos de las variables conservadas en las interfases entre cada una. El código tiene implementada una variedad de reconstructores de celdas y resolvidores de Riemann. Para este trabajo se empleó el reconstructor minmod y el resolvidor de Riemann HLL, ambos ya descritos con anterioridad en este capítulo.

El código está escrito en una, dos y tres dimensiones, en coordenadas cartesianas, cilíndricas y esféricas; emplea algoritmos de segundo orden temporal y espacial, donde se utiliza un método de Runge-Kutta para integrar en el tiempo, utiliza una malla adaptiva<sup>16</sup> y por los métodos numéricos que utiliza, resuelve muy bien discontinuidades o choques, los cuales como ya se discutió en capítulos anteriores, son inherentes a la hidrodinámica.

<sup>16</sup> Esto quiere decir que al comienzo de la simulación una malla base se contruye. Ésta se refina de acuerdo a las condiciones iniciales del sistema y en cada paso de tiempo de acuerdo a la evolución subsecuente del fluido.

## 2.4. El cálculo de la radiación.

En ésta sección se presentará la derivación del cálculo de la radiación de una fuente relativista de acuerdo con De Colle et al. (2012) basado en un trabajo previo de Granot & Ramirez-Ruiz (2010).

El flujo  $F_\nu$  se define como la energía por unidad de área, de frecuencia y de tiempo que atraviesa una superficie. En otras palabras

$$F_\nu = \frac{dE}{dA d\nu dt}. \quad (2.43)$$

Lo que se desea es calcular el flujo recibido por un observador con un detector de sección transversal  $dA$ , con un vector  $\hat{n}_d$  normal a su superficie y dirección opuesta a la del detector.

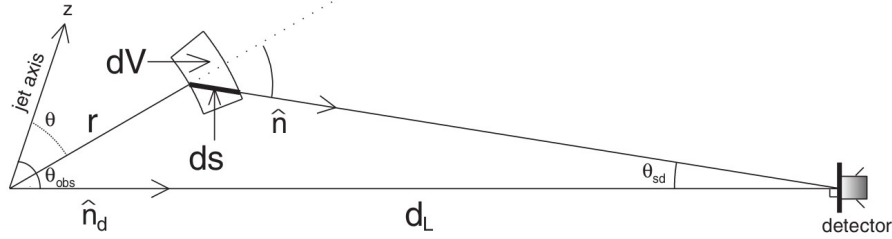


FIGURA 2.3: Geometría del problema (De Colle et al., 2012).

En la Figura 2.3 puede verse la geometría del sistema, en donde se ha denotado al ángulo  $\theta_{sd}$  como aquel formado entre el vector  $\hat{n}$  (que apunta desde donde sale la radiación de la fuente hacia el observador) y el  $\hat{n}_d$ . Asimismo, se define  $d\Omega_{sd} = d\phi_{sd} d\cos\theta_{sd}$  como el diferencial del ángulo sólido de la región de emisión de la fuente vista por el observador.

El flujo  $F_\nu$  y la intensidad específica  $I_\nu$  están relacionados a partir de (Rybicky & Lightman 1979):

$$dF_\nu(\hat{n}_d) = I_\nu(\hat{n}) \cos\theta_{sd} d\Omega_{sd} \approx I_\nu(\hat{n}) d\Omega_{sd}, \quad (2.44)$$

donde el último término se ha obtenido considerando que  $\theta_{sd} \ll 1$ , de tal manera que  $\cos\theta_{sd} \approx 1$ . Dado que  $d\Omega_{sd} = dS_\perp/d_A^2$  donde  $dS_\perp$  es el diferencial de área en el plano del cielo (normal a  $\hat{n}$ ) que abarca la fuente,  $d_A(z)$  es la distancia angular de la fuente y  $z$  es el corrimiento al rojo. Se sabe que  $d_A(z)$  está relacionada con la distancia de luminosidad a la fuente de acuerdo a  $d_L(z) = (1+z)^2 d_A$ , por lo que la ecuación anterior se puede reescribir como

$$dF_\nu = I_\nu \frac{dS_\perp}{d_A^2} = I_\nu \frac{dS_\perp}{d_L^2} (1+z)^4. \quad (2.45)$$

De la solución general a la ecuación de transporte radiativo, puede verse que para una fuente ópticamente delgada  $I_\nu = \int j_\nu ds$  donde  $j_\nu$  es el coeficiente de emisión volumétrico<sup>17</sup>, y  $ds$  es la longitud diferencial de la trayectoria que sigue un fotón que le llega al observador a un tiempo  $t_{obs}$  cuando se mide el flujo.

Por otro lado, se sabe que  $ds/\nu$ ,  $I_\nu/\nu^3$  y  $j_\nu/\nu^2$  son invariantes de Lorentz<sup>18</sup> (Rybicki & Lightman 1979), de forma que  $I_\nu = (\nu/\nu_z)^3 I_{\nu_z} = (1+z)^{-3} \int j_{\nu_z} ds_z$  donde las cantidades con subíndice  $z$  están medidas en el marco de referencia cosmológico de la fuente y  $j_{\nu_z} = [\Gamma(1 - \hat{n} \cdot \vec{v})]^{-2} j'_{\nu'}$  donde  $j'_{\nu'}$  es medida en el marco en reposo del material que emite el cual se expande con una velocidad  $\vec{v}$ .

Sustituyendo las expresiones anteriores en la expresión 2.45 para  $F_\nu$  se tiene que<sup>19</sup>

$$F_\nu(t_{obs}, \hat{n}) = \frac{(1+z)}{d_L^2} \int \delta \left( t_z - (\hat{n} \cdot \vec{r}) - \frac{t_{obs}}{1+z} \right) \frac{j'_{\nu'}}{\Gamma^2(1 - \hat{n} \cdot \vec{v})^2} d^4x, \quad (2.46)$$

donde  $t_z$  es la coordenada temporal en el marco de referencia cosmológico de la fuente,  $\nu' = (1+z)\Gamma(1 - \hat{n} \cdot \vec{v})\nu$ ,  $t_{obs} = (1+z)(t_z - \hat{n} \cdot \vec{r})$  y donde  $t_{obs} = 0$  corresponde al tiempo en que un fotón es emitido en el origen  $\vec{r} = 0$  a un tiempo  $t_z = 0$ . La ecuación 2.46 puede reescribirse como

$$F_\nu(t_{obs}, \hat{n}) = \frac{(1+z)}{4\pi d_L^2(z)} \int dt_z \delta \left( t_z - (\hat{n} \cdot \vec{r}) - \frac{t_{obs}}{1+z} \right) \int \frac{dL'_{\nu'}}{\Gamma^3(1 - \hat{n} \cdot \vec{v})^3}, \quad (2.47)$$

donde  $dL'_{\nu'}$  es el diferencial de la luminosidad isotrópica equivalente por unidad de frecuencia en el marco comóvil. Se ha sustituido además que

$$4\pi j'_{\nu'} dV' = dL'_{\nu'} = 4\pi(dE'/d\nu' d\Omega' dt') \quad (2.48)$$

y que

$$dx^4 = dt_z dV_z = dt_z dS_\perp ds_z = dt_z dS_\perp ds' (\nu_z/\nu') = dt_z dV' / \Gamma(1 - \hat{n} \cdot \vec{v}). \quad (2.49)$$

Para calcular  $F_\nu$  se adoptó el método utilizado por De Colle et al. (2012) en el cual el rango de los tiempos  $t_{obs}$  se discretiza en un número finito de intervalos  $N_t$  de longitud  $\Delta t_{obs,i}$  centrados en  $t_{obs,i}$ , donde  $i$  corre de 1 a  $N_t$ <sup>20</sup>. De Colle et al. (2012) toman estos intervalos con una separación logarítmica y con un factor  $\Delta t_{obs,i}/t_{obs,i}$  constante.

Si el espaciamiento de los intervalos de tiempo se elige de tal manera que la segunda derivada temporal de  $F_\nu$  (con respecto a  $t_{obs}$ ) es pequeña,  $F_\nu$  puede aproximarse por su

<sup>17</sup>  $j_\nu$  es tal que se cumple que  $dE = j_\nu dV d\Omega dt d\nu$

<sup>18</sup> Una invariante de Lorentz se refiere a una cantidad que no cambia su valor bajo transformaciones de Lorentz.

<sup>19</sup> Se hace la aproximación  $\hat{n}_d \approx \hat{n}$  considerando que  $\theta_{sd} \ll 1$ .

<sup>20</sup> Los intervalos no se empalman y cubren completamente al rango de tiempos.

valor promedio dentro del intervalo de tiempo  $i$  definido:

$$\begin{aligned} F_\nu(t_{obs,i}, \hat{n}) &= \frac{1}{\Delta t_{obs,i}} \int_{\Delta t_{obs,i} - \Delta t_{obs,i}/2}^{\Delta t_{obs,i} + \Delta t_{obs,i}/2} F_\nu(t_{obs}, \hat{n}) dt_{obs}, \\ &= \frac{(1+z)}{d_L^2(z) \Delta t_{obs,z,i}} \int d^4x H \left( \frac{\Delta t_{obs,z,i}}{2} - |t_{obs,z,i} - t_z + \hat{n} \cdot \vec{r}| \right) \frac{j'_{\nu'}}{\Gamma^2(1 - \hat{n} \cdot \vec{v})^2} \end{aligned} \quad (2.50)$$

donde  $H(x)$  es la función de Heaviside y  $t_{obs,z} \equiv t_{obs}/(1+z)$ .

En el caso de coordenadas esféricas  $(r, \theta, \phi)$ , se tiene que

$$\hat{n} \cdot \vec{r} = r(\sin \theta \cos \phi \sin \theta_{obs} + \cos \theta \cos \theta_{obs}), \quad (2.51)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{v} = (v_r \sin \theta + v_\theta \cos \theta) \cos \phi \sin \theta_{obs} + (v_r \cos \theta - v_\theta \sin \theta) \cos \theta_{obs}. \quad (2.52)$$

### 2.4.1. Implementación numérica del cálculo de la radiación.

En esta sección se verá la implementación numérica de la ecuación 2.51 siguiendo el trabajo de De Colle et al. (2012).

Una simulación numérica arroja los valores de las variables hidrodinámicas en un número finito de puntos espaciales, cada uno al centro de una celda computacional y en un cierto número de pasos temporales  $n_t$  de tamaño  $\Delta t_{z,j}$ , donde el tiempo  $t_{z,j}$  correspondiente al paso  $j$  es medido en el sistema de referencia cosmológico de la fuente.

Dado que cada una de estas celdas cuenta con tres dimensiones espaciales a un cierto paso de tiempo, entonces pueden considerarse como 4-dimensionales, con un volumen 4D dado por  $\Delta V_{jk}^{(4)} = \Delta t_{z,j} \Delta V_{jk}^{(3)}$  en donde  $\Delta t_{z,j} = t_{z,j+1} - t_{z,j}$  y  $\Delta V_{jk}^{(3)}$  es el volumen 3D asociado a la parte espacial de la  $k$ -ésima celda computacional al paso de tiempo  $j$ .

De esta forma, la contribución al flujo de cada una de éstas está dada por una versión discretizada de la ecuación 2.51 (De Colle et al. 2012):

$$F_\nu(t_{obs,i}, \hat{n}) = \frac{(1+z)^2}{d_L^2(z) \Delta t_{obs,i}} \sum_{j,k} f_{ijk} \Delta V_{jk}^{(4)} \frac{j'_{\nu',jk}}{\Gamma_{jk}^2(1 - \hat{n} \cdot \vec{v}_{jk})^2} \quad (2.53)$$

donde  $f_{ijk}$  es la fracción del 4-volumen  $V_{jk}^{(4)}$  de la  $k$ -ésima celda espacial al tiempo  $j$  que cae dentro del intervalo de tiempo centrado en  $t_{obs,i}$ .

La ecuación 2.53 puede simplificarse más si, en lugar de calcular cada fracción  $f_{ijk}$ , se atribuye toda la contribución al flujo de la celda 4D a un único intervalo de tiempo  $t_{obs,i}$  correspondiente al centro de la celda.

De esta forma se tiene que:

$$\Delta F_{\nu,i,jk}(\hat{n}) = \begin{cases} \frac{(1+z)^2}{d_L^2(z)} \frac{V_{jk}^{(4)}}{\Delta t_{obs,i}} \frac{j'_{\nu',jk}}{\Gamma_{jk}^2 (1-\hat{n}\cdot\vec{v}_{jk})^2} & \text{si } \left| \frac{t_{obs,i}}{1+z} - t_{z,j} + \hat{n} \cdot \vec{r}_{jk} \right| < \frac{\Delta t_{obs,i}}{2(1+z)}, \\ \frac{(1+z)}{d_L^2(z)} \frac{V_{jk}^{(4)}}{\Delta t_{obs,z,i}} \frac{j'_{\nu',jk}}{\Gamma_{jk}^2 (1-\hat{n}\cdot\vec{v}_{jk})^2} & \text{si } |t_{obs,z,i} - t_{z,j} + \hat{n} \cdot \vec{r}_{jk}| < \frac{\Delta t_{obs,z,i}}{2} \end{cases} \quad (2.54)$$

donde  $\Delta t_{obs,z,i} \equiv \frac{t_{obs,i}}{(1+z)}$ .

Finalmente, esta última expresión puede simplificarse aún más si se asume una emisión isotrópica en el marco en reposo de la fuente, por lo que  $j'_{\nu'}(\hat{n}') = dE'/dV' d\Omega' dt' d\nu'$  puede reemplazarse por  $P'_{\nu'}/4\pi$  en donde  $P'_{\nu'} = dE'/dV' dt' d\nu'$ .





---

## Parte II.

# Simulaciones numéricas y resultados.

---



## Capítulo 3

# Presentación y discusión de resultados de las simulaciones numéricas realizadas.

### 3.1. Introducción.

Como se ha descrito anteriormente, se llevaron a cabo simulaciones numéricas de alta resolución con la finalidad de reproducir la variabilidad observada en las curvas de luz de la emisión tardía de los GRBs en el marco de los choques realimentados.

En este capítulo se presentarán los resultados obtenidos.

#### 3.1.1. Las simulaciones numéricas.

Se llevaron a cabo simulaciones numéricas en una y dos dimensiones en simetría esférica. El sistema estudiado está conformado por dos componentes principales. La primera es el choque que corresponde a la cabeza del chorro del GRB. Su descripción dinámica está dada por la solución autosimilar de Blanford & McKee (1976) con una coordenada radial  $R_H$ , una energía isotrópica  $E_H$ , un factor de Lorentz  $\Gamma_H$  y un ángulo de media apertura  $\theta_H$ . El medio con el que interacciona se asume homogéneo, i.e.  $k = 0$  en la ecuación 1.13, con una densidad de partículas de  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ .

La segunda componente es el choque trasero emitido por el motor central a un cierto tiempo posterior del primero<sup>1</sup>. Su posición con respecto a la fuente se denota por  $R_R$ , su

---

<sup>1</sup> Este trabajo se centra en la interacción entre los dos choques, por lo que su atención se fija en la existencia de la segunda componente y no en su origen. Se supondrá entonces que éste es eyectado por el motor central durante un cierto intervalo de tiempo  $\Delta t$ .

energía isotrópica por  $E_R$ , su factor de Lorentz por  $\Gamma_R$  y su ángulo de media apertura  $\theta_R$ .

La idea detrás de las simulaciones es que el choque trasero alcance a la cabeza del chorro (la cual está desacelerándose) e interactúe con ésta, de tal manera que una zona observada de tamaño angular mayor a  $\theta_R \Gamma_H$  se reactive repentinamente. Esta interacción se espera que genere un cambio brusco en la emisión observada de la cabeza del chorro y que éste presente características semejantes a las de la variabilidad observada en la emisión tardía en rayos X, o bien, a los destellos de rayos X.

Para modelar a este segundo choque se contemplaron dos escenarios. En uno de ellos se tomó un cascarón esférico, frío, uniforme y relativista, con presión y velocidad constantes, fijo en una posición  $R_R = 0.8R_H$  y de grosor  $\Delta R = 5.28 \times 10^{14}$  cm (además,  $\Delta R/R_H \sim 10^{-3}$ )<sup>2</sup>. Se supone que el primer choque, el frontal, ha barrido el medio por el que se mueve el cascarón, por lo que se toma de igual manera un medio homogéneo. Considerando que este segundo choque es delgado, su energía total es igual a su energía cinética y está dada por (Vlasis et al. 2011):

$$E_R = 4\pi\Gamma_R^2 R_R^2 \Delta R \rho_R c^2 \quad (3.1)$$

donde  $\rho_R$  es la densidad inicial. De esta forma, dados  $E_R$ ,  $\Gamma_R$  y  $\Delta R$ , el cascarón queda descrito por (Vlasis et al. 2011):

$$\begin{aligned} \rho_R &= \frac{E_R}{4\pi\Gamma_R^2 R_R^2 \Delta R c^2} \\ p_R &= p_0 = 5 \times 10^{-2} \rho_R \quad . \\ v_R &= v_0 = \frac{1}{\Gamma_R} \sqrt{\Gamma_R^2 - 1} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Para el otro caso, los perfiles de presión, velocidad y densidad se toman como aquellos correspondientes a una solución de Blanford & McKee (sistema de ecuaciones 1.13) fría, en donde la magnitud de la presión dada por la solución autosimilar considerada se ha multiplicado por un factor de  $10^{-6}$ .

En los dos escenarios mencionados anteriormente (con el cascarón y el BM), el choque se supone frío. Para lograr la variabilidad rápida observada (incremento y decaimiento rápidos en el flujo), se necesita que la radiación emitida provenga en su mayoría de la interacción entre los choques, y que la radiación del choque trasero no domine a aquella del frontal. De no ser así, es decir, si el frente de atrás estuviera caliente, este emitiría considerablemente desde el inicio de la evolución hidrodinámica, mucho antes de que interactúe con el choque frontal y de esta manera produciría curvas de luz en donde es

<sup>2</sup> Como el considerado por Vlasis et. al (2011) pero con un grosor  $\Delta R$  alrededor de diez veces más grande y mil veces más separado del choque frontal.

posible que haya un incremento rápido y considerable en el flujo observado pero cuyo decaimiento sea lento. Además, se debe tomar en cuenta que de tener un choque caliente, la presión lo aceleraría y se incrementaría la energía cinética (modelo de la bola de fuego).

Para el cálculo de la emisión se consideró, en todas las simulaciones realizadas, que el observador se encuentra sobre el eje de simetría del chorro.

## 3.2. Simulaciones en 1D.

En estas simulaciones se empleó con una malla numérica que abarcaba radialmente desde  $R_{inf} = 3.6 \times 10^{17}$  cm hasta  $R_{sup} = 4.2 \times 10^{18}$  cm con un número  $N_c = 400$  de celdas radiales. Se siguió la evolución del sistema hasta un tiempo de  $2 \times 10^8$  s y se tuvo un refinamiento máximo de  $n = 12$  niveles. Con la máxima resolución, el mínimo tamaño de las celdas que se alcanzaba era de  $\Delta R \approx 9.4 \times 10^{12}$  cm, donde  $\Delta = (R_{sup} - R_{inf}) / (N_c \cdot 2^{n-1})$ .

Este criterio de refinamiento se adoptó debido a que se realizaron pruebas de convergencia con el código, estudiando únicamente el choque frontal y su curva de luz, y se vio que desde los 10 niveles la solución ya había convergido, tal como se muestra en la Figura 3.1.

### 3.2.1. La primera componente: El choque frontal dado por un BM.

El choque frontal en todas las simulaciones en 1D se tomó con parámetros fijos, con un factor de Lorentz de  $\Gamma_H = 5$  y una energía isotrópica de  $E_H = 10^{52}$  ergs; con estos parámetros, el frente del choque está en una posición inicial (dada por la ecuación 1.7) de  $R_H \sim 5.61 \times 10^{17}$  cm. Dado que la simulación es en una dimensión, la componente angular es irrelevante en este caso.

La curva de luz correspondiente a sólo esta primer componente del sistema considerado, la cual se denominará como *curva base* de ahora en adelante, es aquella correspondiente a  $n_{lev} = 12$  en la Figura 3.1, la cual se aprecia que es suave, con una caída del flujo monótona con el tiempo dada por  $F_\nu \propto t^{-\alpha}$ ,  $\alpha \sim 1.3$ , siendo congruente con la pendiente en rayos X predicha teóricamente por Granot & Sari (2002) dada por  $\alpha = -(2-3p)/4 = 1.375$  para un índice espectral  $p = 2.5$ . Se aprecia también un cambio de pendiente alrededor de los 400 días, el cual tiene que ver con que el choque ha pasado de ser relativista a no-relativista.

En la Figura 3.2 se muestra la evolución dinámica ( $\rho$ ,  $p$  y  $v$ ) del frente de este choque. Puede verse que inicialmente se tiene un perfil con un máximo en  $R_H$  (distinto para

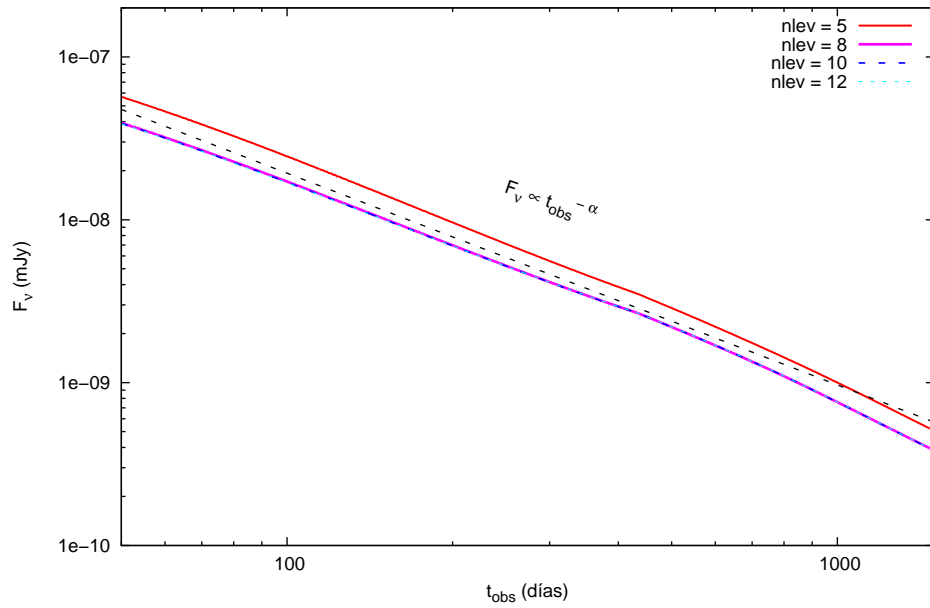


FIGURA 3.1: Pruebas de convergencia hechas con el código Mezcald para el choque frontal solo en 1D. Los parámetros utilizados son  $\Gamma_H = 5$  y  $E_H = 10^{52}$  ergs. Se muestran las distintas curvas de luz obtenidas para 5, 8, 10 y 12 niveles de refinamiento en una frecuencia de  $1 \times 10^{17}$  Hz (rayos X). Como puede observarse, con 12 niveles la solución ha convergido. La línea negra punteada corresponde a una función del tipo  $F_\nu \propto t^{-\alpha}$  donde  $\alpha \sim 1.3$ , congruente con la pendiente predicha teóricamente por Granot & Sari (2002) de  $\alpha = 1.375$  para un índice espectral  $p = 2.5$ .

cada una de las variables) detrás del cual hay una caída rápida de las variables  $\rho$ ,  $p$  y  $v$ . Se sabe que  $p \propto \Gamma^2$  y  $\rho \propto \Gamma$ . En un comienzo la presión es mayor que la densidad. Sin embargo, dado que  $\Gamma \propto t^{-3/2}$ , a medida que el sistema evoluciona,  $p$  disminuye mucho más rápido que  $\rho$ . Este comportamiento se aprecia bien en la Figura 3.2.

Se identifica también cuando es que el choque se encuentra en el régimen relativista y cuando no. El cambio se da aproximadamente cuando la variable  $v \sim 0.4$ . Comparando cada una de las curvas a distintos tiempos del panel inferior de la Figura 3.2 correspondiente a  $v$ , puede verse que por lo menos a partir de  $t = 7.769 \times 10^7$  s  $\sim 899$  días, el choque ya no es relativista, lo cual es congruente con el cambio de pendiente observado en la curva de luz alrededor de ese tiempo, como fue mencionado anteriormente. La transición de una fase a la otra sucede a una distancia  $R_{dec}$  dada por la expresión 1.6.

Del panel superior de la Figura 3.2, correspondiente a la evolución de la densidad, también puede apreciarse que a medida que pasa el tiempo, la curva se vuelve más ancha. Esto es esperado dado que el grosor del pico va como  $\Delta R \sim r/\Gamma^2$  y  $\Gamma = \Gamma(t)$  es una función que decae con el tiempo. Como consecuencia, si  $\Gamma$  disminuye  $\Delta R$  aumenta.

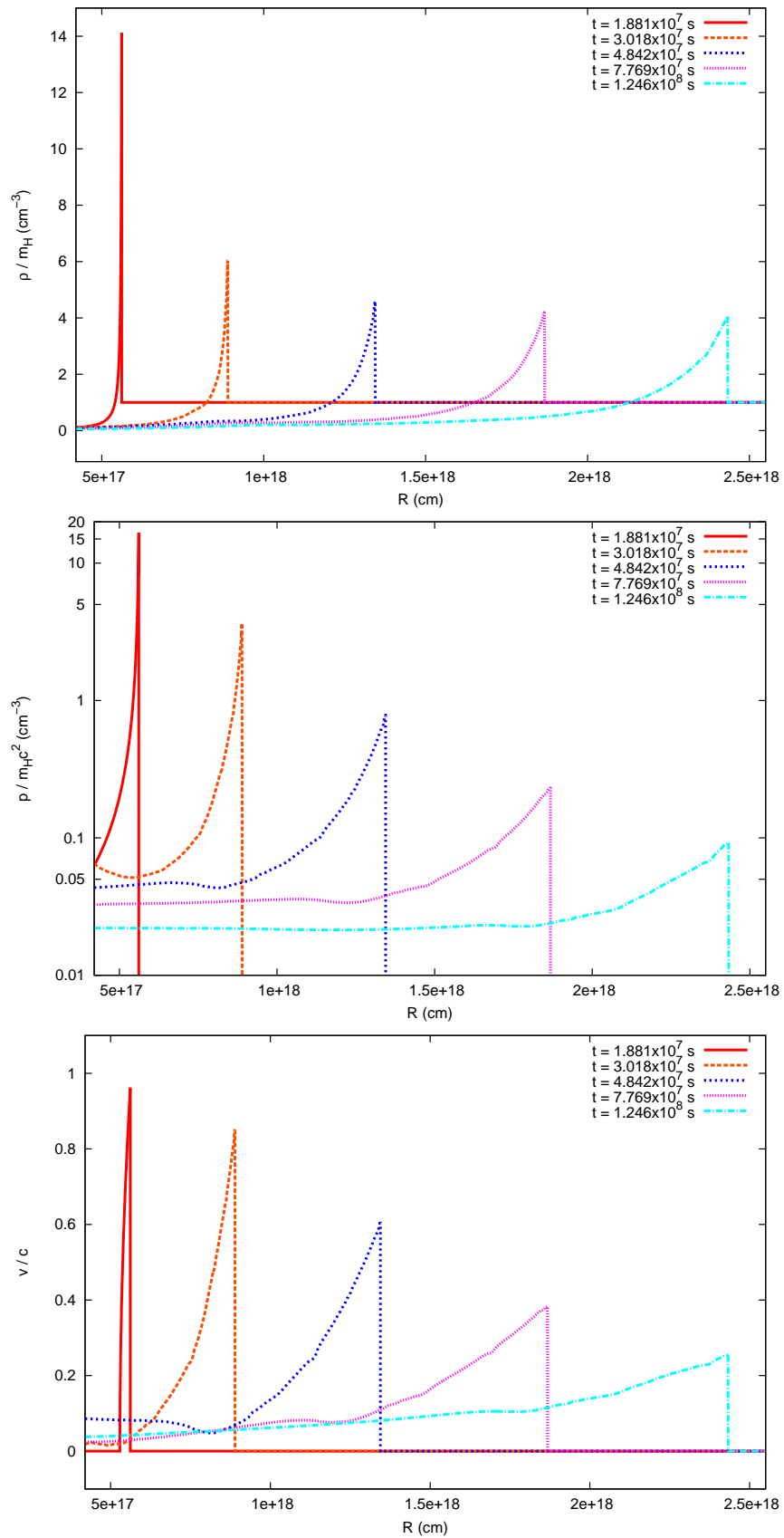


FIGURA 3.2: Dinámica del choque frontal solo en 1D con  $\Gamma_H = 5$  y  $E_H = 10^{52}$  ergs. Se muestra la evolución a distintos tiempos locales para tres variables: la densidad (panel superior), la presión (panel medio) y la velocidad (panel inferior).



### 3.2.2. La segunda componente: El choque trasero dado por un cascarón frío, uniforme y relativista.

Las distintas simulaciones se realizaron variando la energía por unidad de ángulo sólido  $E_\Omega$ <sup>3</sup> y el factor de Lorentz del cascarón trasero. Para esto se definieron dos variables que capturan esa información:

$$\gamma = \frac{\Gamma_R}{\Gamma_H}, \quad (3.3)$$

$$\epsilon = \frac{E_{\Omega R}}{E_{\Omega H}}, \quad (3.4)$$

Las distintas condiciones iniciales que se tomaron en las simulaciones se presentan en la Tabla 3.1.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6
$\gamma$	5	5	5	3	3	3
$\epsilon$	0.5	1.0	2.0	0.5	1.0	2.0

TABLA 3.1: Distintos casos considerados en las simulaciones en 1D. El choque frontal se caracteriza en todos los modelos con  $\Gamma_H = 5$  y  $E_H = 10^{52}$  ergs. El choque trasero se toma como un cascarón frío, relativista y uniforme cuyos valores de  $\Gamma_R$  y  $E_R$  se derivan de acuerdo a los valores de  $\gamma$  y  $\epsilon$  especificados arriba.

Vlasis et al. (2011) exploran un escenario similar al tratado en esta tesis: un cascarón esférico, frío, uniforme y relativista que interacciona con un BM en 1D. El choque frontal se encuentra inicialmente a una distancia  $R_H \approx 2.04 \times 10^{17}$  cm y asumen que el choque trasero no interacciona con material encontrado dentro del chorro, colocándolo a una distancia  $R_R$  tal que la separación entre los choques es de  $10^{14}$  cm.

En este trabajo, se supone de igual manera que el cascarón trasero fue emitido por la fuente y que llegó sin interactuar a una distancia  $R_R = 0.8R_H$  (resultando en una distancia de separación alrededor de mil veces más grande que la considerada por Vlasis et al. 2011). Esta hipótesis es válida dado que la cantidad de materia del BM frontal barrida hasta ese punto por el cascarón con un  $\Gamma_R$  es insignificante comparada con la total. Se hizo una comparación cualitativa con los resultados de Vlasis y se llegó a la conclusión de que presentaban comportamientos similares. Cabe resaltar que mientras el estudio de Vlasis et al. (2011) se limita únicamente al caso unidimensional con un cascarón frío, homogéneo y relativista, en esta tesis se extiende el análisis hasta dos dimensiones y se exploran otras estructuras para el choque trasero.

En la Figura 3.3 se muestra la evolución de las variables densidad  $\rho$ , presión  $p$  y la velocidad  $v$  para el caso 1 (elegido sin pérdida de generalidad) de la Tabla 3.1.

<sup>3</sup> Las energías isotrópica  $E_{iso}$  y por unidad de ángulo sólido  $E_\Omega$  están relacionadas de acuerdo a  $E_\Omega = E_{iso}(1 - \cos \theta)$ , donde  $\theta$  es el ángulo de apertura del choque. En 1D,  $E_\Omega = E_{iso}$ .

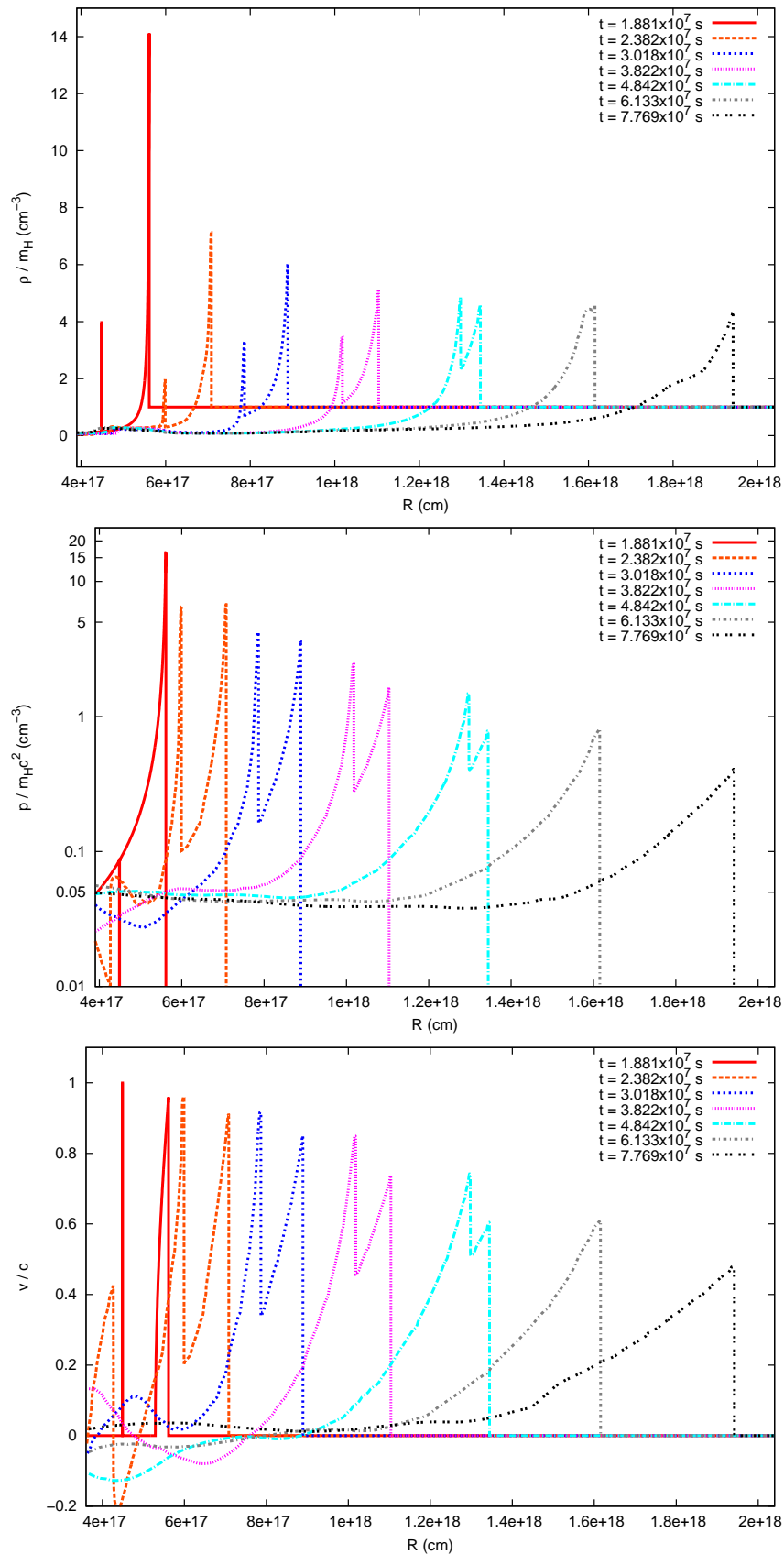


FIGURA 3.3: Dinámica del caso 1 en 1D de la Tabla 3.1 con el BM frontal y con un cascarón, frío y relativista atrás. Se muestra la evolución a distintos tiempos locales para tres variables: la densidad (panel superior), la presión (panel medio) y la velocidad (panel inferior).

A medida que el material del BM es barrido por el cascarón frío, la densidad del medio disminuye justo detrás de éste y se genera en su interior una discontinuidad de contacto que separa a la materia chocada de la cola del primer frente de la no chocada del cascarón. Surge también un choque de reversa, el cual es el que calienta al choque trasero. Se pueden definir entonces cuatro zonas: donde sólo está el choque frontal, aquella en donde éste último está interaccionando con el cascarón, la región en la que se propaga el choque de reversa y finalmente la zona del choque trasero intacta.

Conforme la componente trasera va alcanzando a la cabeza del chorro, hay un incremento tanto en la densidad como en la presión y un decremento en la velocidad, lo cual tiene sentido dadas las condiciones de salto mencionadas en el capítulo 2.

La interacción entre ambos choques convierte la energía cinética de cada uno en energía térmica y es este mecanismo el que se espera que produzca una variedad de incrementos de duración corta en la curva luz en función de los parámetros  $\gamma$  y  $\epsilon$ . Consideremos dos casos con  $\epsilon$  distintas pero con  $\gamma$  fijo. En aquel correspondiente a una  $\epsilon$  mayor, el choque trasero tiene una mayor energía por ángulo sólido, y consecuentemente, de acuerdo a la expresión 3.1, la densidad también aumenta. Como resultado, el choque trasero compacta más la materia del BM frontal y aumenta su factor de Lorentz, provocando una colisión más “agresiva”, de modo que la magnitud del cambio en el flujo debería de ser mayor.

Si, por otro lado,  $\epsilon$  se mantiene fijo y  $\gamma$  es la variable que se aumenta, entonces el frente de atrás es más rápido. Como se han tomado la energía y el grosor del cascarón fijos, la densidad dentro de éste es menor por un factor  $\Gamma_R^{-2}$  y como resultado, el choque de reversa es más eficiente en calentar al medio, de manera que el incremento en el flujo observado también sería mayor.

En la Figura 3.4 se muestra una comparación del perfil de densidad del sistema al tiempo  $t = 3.018 \times 10^7$  s para los seis casos de la Tabla 3.1 cuando el choque trasero está dado por un cascarón homogéneo, frío y relativista. A ese tiempo, se aprecia que en ninguno de los casos el choque trasero (que se encuentra en  $\sim 7.8 \times 10^{17}$  cm) ha alcanzado al frontal, el cual evoluciona normalmente como lo dicta la solución de BM y se encuentra a una distancia de  $\sim 8.8 \times 10^{17}$  cm. Puede verse además la formación de los choques de reversa para cada uno de los casos. Al comparar todas las curvas entre sí se observa que a medida que  $\epsilon$  crece, también lo hace la densidad, lo cual es congruente con la expresión para la densidad en el sistema 3.2.

En la Figura 3.5 se muestran las curvas de luz del caso 3 a distintas frecuencias:  $4.86 \times 10^9$  Hz (radio),  $1 \times 10^{14}$  Hz (infrarrojo),  $6 \times 10^{15}$  Hz (óptico),  $1 \times 10^{17}$  Hz (rayos X blandos) y  $1 \times 10^{19}$  Hz (rayos X duros). Resalta inmediatamente a la vista la presencia de picos en las curvas de luz. Éstos en general son asimétricos, anchos y con caídas lentas en las

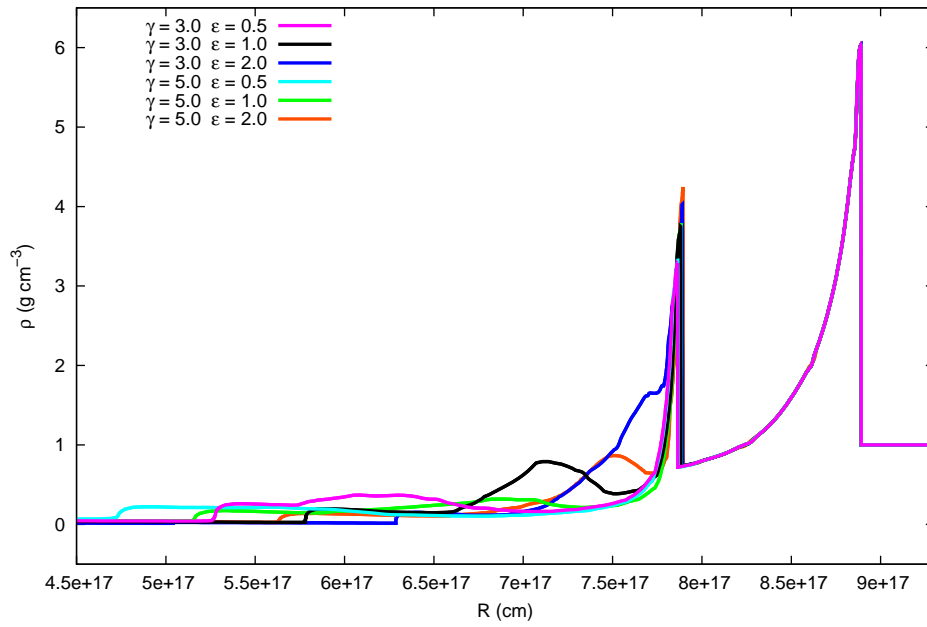


FIGURA 3.4: Comparación del perfil de densidad del sistema a  $t = 3.018 \times 10^7$  s para los seis casos de la Tabla 3.1 cuando el choque trasero está dado por un cascarón homogéneo, frío y relativista.

que, a medida que el tiempo pasa,  $F_\nu$  se mantiene notablemente por encima de la curva base; en radio no hay mucho incremento en el flujo comparado con aquél en otras bandas más energéticas en las que se pueden llegar a tener incrementos de hasta dos órdenes de magnitud. Además, la forma de los picos para frecuencias más altas que  $4.86 \times 10^9$  Hz es prácticamente la misma, sólo se tiene un reescalamiento de la curva en cada banda. La razón de esto se obtiene a partir de la Figura 3.6, en donde se muestra la evolución temporal del espectro del sistema.

Como puede verse, las frecuencias tomadas en infrarrojo, óptico, rayos X y rayos  $\gamma$  ( $\nu \geq 10^{14}$  Hz), caen todas en el mismo rango espectral, es decir, son todas tales que  $\nu_m < \nu < \nu_c$ , donde  $\nu_m$  es la frecuencia de los electrones más lentos y  $\nu_c$  es la frecuencia crítica.

Por otro lado,  $\nu = 4.86 \times 10^9$  Hz (situada en radio) se encuentra en otro rango tal que  $\nu_m > \nu$ . Esta relación entre las frecuencias se mantiene durante toda la evolución del espectro del sistema, por lo que se justifica que las curvas a energías mayores que radio tengan todas la misma forma.

Finalmente en la Figura 3.7 se presenta una superposición de todas las curvas de luz resultantes de los casos presentados en la Tabla 3.1 a una frecuencia de  $1 \times 10^{17}$  Hz, correspondiente a la banda de los rayos X. La forma del pico prácticamente no cambia con la variación de  $\gamma$  y de  $\epsilon$ : la duración temporal (tomada considerando, por ejemplo,

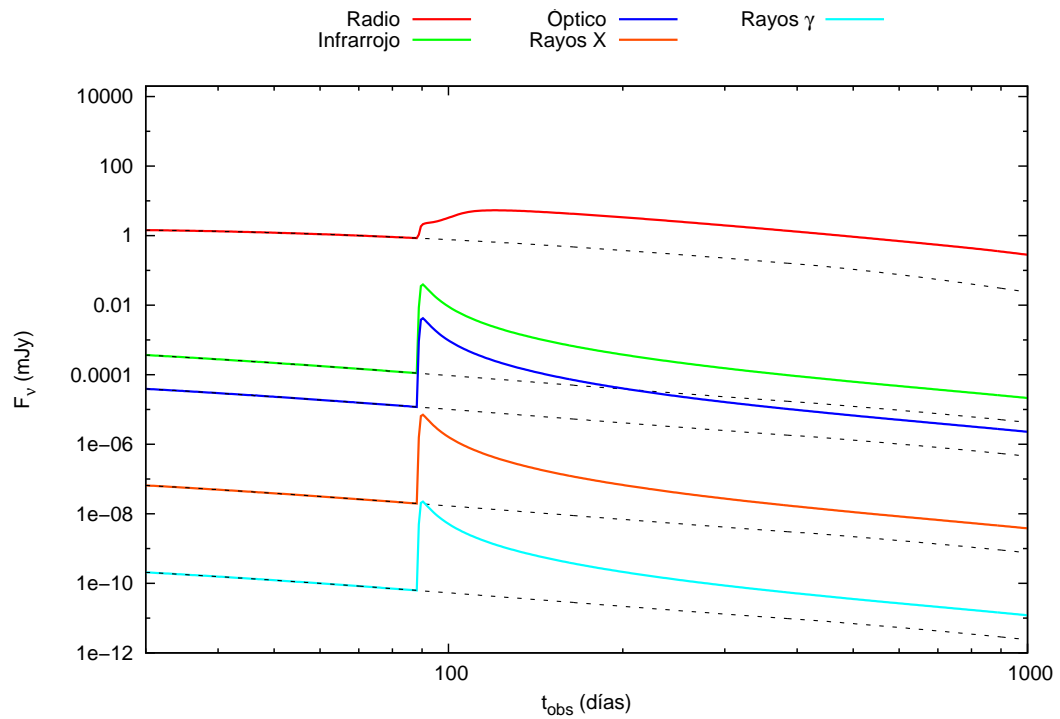


FIGURA 3.5: Curvas de luz en distintas bandas del espectro obtenidas para el caso 3 con un cascarón frío, uniforme y relativista en 1D. Puede verse como en radio no hay mucho incremento en el flujo mientras que para frecuencias más altas, se pueden llegar a tener incrementos en el flujo de hasta dos órdenes de magnitud.

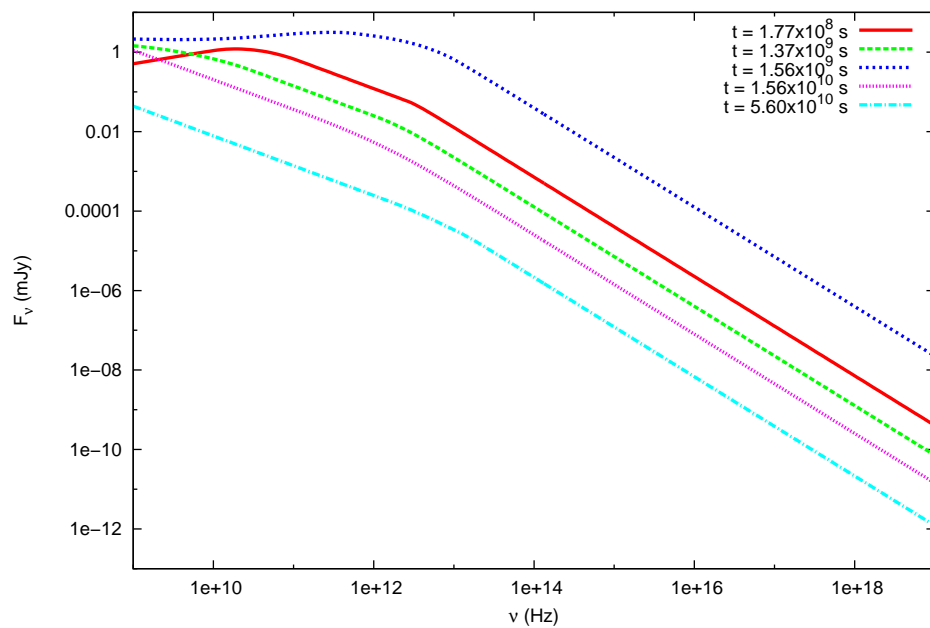


FIGURA 3.6: Evolución del espectro obtenido para el caso 3 en 1D con un choque trasero descrito por un cascarón frío, uniforme y relativista.

la diferencia temporal correspondiente a una disminución del flujo de un factor dos) no varía notablemente, mientras que la intensidad del máximo sí lo hace. Además de esto, se observa en la figura que a medida que el parámetro  $\epsilon$  se incrementa, también lo hace la altura del pico. Asimismo, comparando dos curvas con  $\epsilon$  fijo, la que tiene el mayor incremento en  $F_\nu$  es aquella con un  $\gamma$  mayor. Esto es consistente con las predicciones teóricas hechas anteriormente.

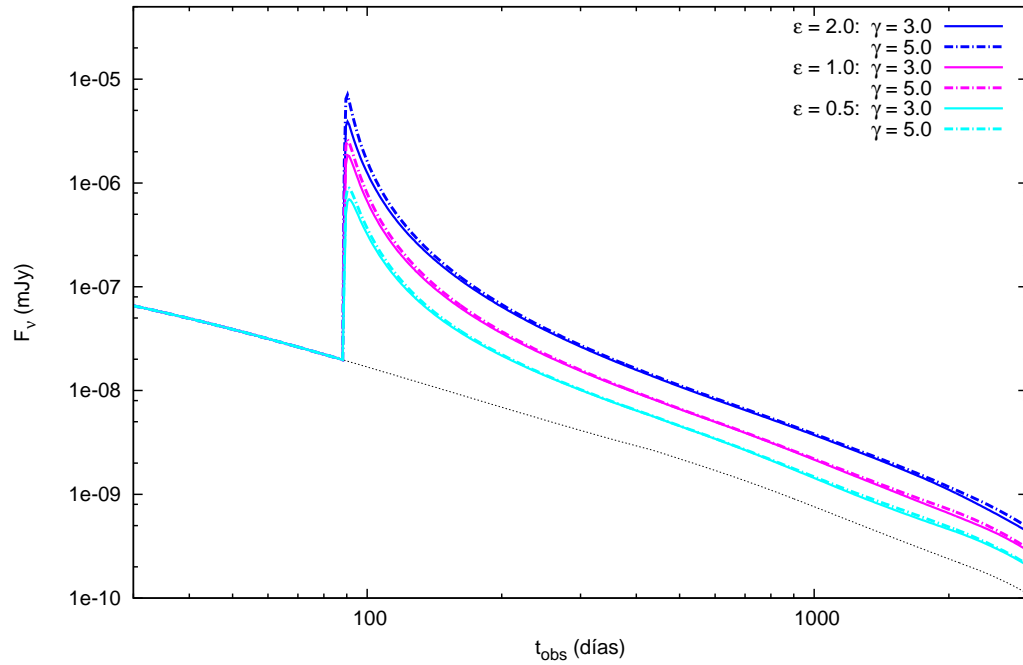


FIGURA 3.7: Curvas de luz resultantes para los seis casos considerados en la Tabla 3.1 para el cascarón frío, uniforme y relativista en 1D.

### 3.2.3. La segunda componente: El choque trasero dado por una solución de BM fría.

Se realizaron las mismas simulaciones consideradas para el caso anterior, cuya información se condensa en la Tabla 3.1, colocando igualmente al BM en una posición de  $R_R = 0.8R_H$ . En la Figura 3.8 se muestra una superposición de los perfiles de densidad utilizados para el cascarón frío relativista y el BM con la finalidad de ilustrar sus diferencias. En esta figura, ambos tienen la misma energía y factor de Lorentz (caso 1 de la Tabla 3.1) y se encuentran en la misma posición  $R_R$ . El cascarón tiene un grosor  $\Delta R = 5.28 \times 10^{14}$  cm.

Se aprecia claramente que mientras el perfil de densidad del BM tiene un máximo en  $R_R$  y una caída detrás de él, el cascarón mantiene una densidad constante. Ambos tienen la misma energía y factor de Lorentz, mas los máximos de los perfiles son distintos. Esto

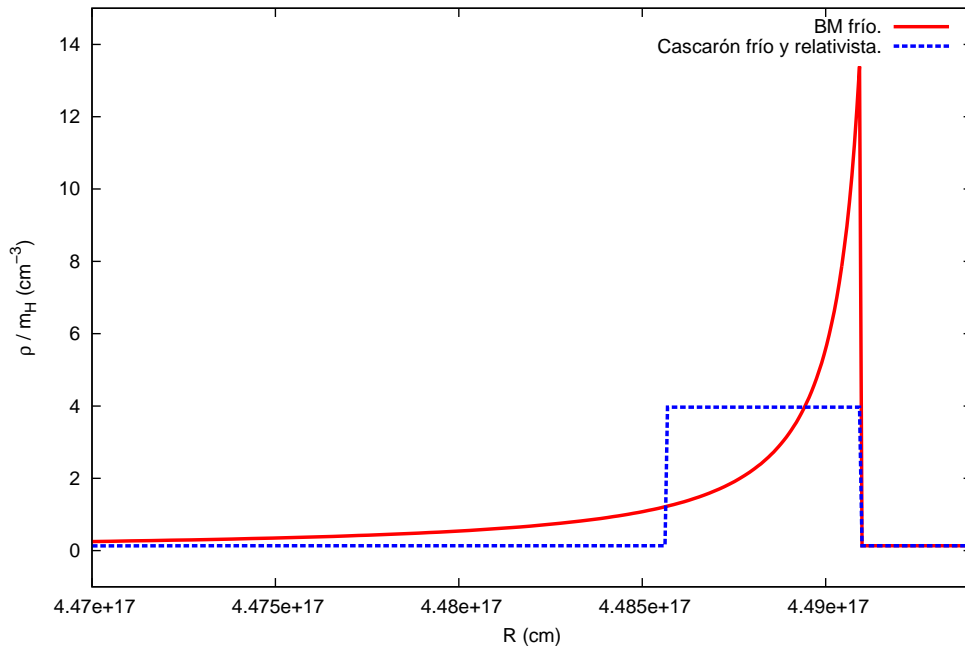


FIGURA 3.8: Superposición de los perfiles de densidad entre el cascarón frío relativista y el BM considerados en las simulaciones. Ambos tienen la misma energía y factor de Lorentz (caso 1 de la Tabla 3.1) y encuentran en la misma posición  $R_R$ . El cascarón tiene un grosor  $\Delta R = 5.28 \times 10^{14}$  cm.

es consecuencia de las descripciones analíticas consideradas (sistemas de ecuaciones 1.13 para el BM y 3.2 para el cascarón), las cuales implican que el pico de la solución de BM tenga una altura mayor que la del cascarón.

Dados una energía y un factor de Lorentz en la solución de BM, automáticamente el frente del choque queda fijo a una distancia  $R_{BM}$  de la fuente. Al considerar que el choque trasero es un BM y colocarlo manualmente a una distancia  $R_R = x \cdot R_H$  con  $x \leq 1$  ( $R_R$  no necesariamente es igual a  $R_{BM}$ ), entonces se debe hacer un reescalamiento de la densidad del medio ambiente  $A_k$  para tener valores consistentes con la energía y el factor de Lorentz dados. Esta nueva densidad  $A'_k$  queda dada por  $A'_k = A_k x^{-3} \epsilon \gamma^{-2}$ .

De igual manera, al tomar un BM frío, la densidad post-choque debe multiplicarse por un factor  $E_T/E_k$  para que en la energía isotrópica considerada se compense la pérdida de energía térmica  $E_{th}$ , donde  $E_T = E_{th} + E_k$  es la energía total y  $E_k$  es la energía cinética.

En la Figura 3.9 se muestra la evolución de la densidad, la presión y la velocidad del BM frío en 1D para el mismo caso y los mismos tiempos de la Figura 3.3. Las evoluciones del cascarón y del BM son similares, generándose también en éste último un choque de reversa que lo termaliza. Esto es entendible pues la solución de BM se caracteriza por tener la mayor parte de su energía “concentrada” en una región muy cercana al

máximo, lo que puede asemejarse al caso en el que se toma un cascarón delgado a la misma posición y con la misma energía y factor de Lorentz del BM.

Sin embargo, existen diferencias importantes que se pueden deducir comparando las figuras 3.3 y 3.9. Definiendo a los vectores  $u_R = (\rho_R, p_R, v_R)$  y  $u_H = (\rho_H, p_H, v_H)$ , donde los subíndices  $R$  y  $H$  denotan respectivamente al choque trasero (ya sea el cascarón o el BM) y al frontal, inicialmente se tiene para el cascarón que  $u_R < u_H$  (donde la comparación de magnitudes se hace componente a componente). A medida que el sistema evoluciona, en el caso del cascarón (Figura 3.3), la presión  $p_R$  y la densidad  $\rho_R$  se incrementan a valores  $p_R \gtrsim p_H$  y  $\rho_R \gtrsim \rho_H$  ( $p_R$  lo hace más rápidamente) y  $v_R$  siempre es mayor que  $v_H$ , de manera que para  $t \sim 6.133 \times 10^7$  s, el frente del choque trasero prácticamente ya ha alcanzado a la cabeza del BM frontal que se encuentra a  $R_H \sim 1.62 \times 10^{18}$  cm (Figura 3.3). Se ve además que para tiempos  $t \geq t = 4.842 \times 10^7$  s, el vector  $u_R$  se mantiene por arriba de  $u_H$  para el resto de la evolución.

Para el caso del BM (Figura 3.9), en cambio, aunque las variables  $\rho_R$ ,  $p_R$  y  $v_R$  se incrementan, el cambio no es tan drástico como en el caso del cascarón. El BM trasero se frena de manera notable al barrer el material del medio, y mientras que para  $t \sim 6.133 \times 10^7$  s el cascarón ya se ha fusionado casi por completo con el choque frontal, el BM sigue estando detrás de éste una distancia  $\sim 1.2 \times 10^{18}$  cm. De acuerdo a la figura, no es sino hasta  $t \sim 7.769 \times 10^7$  s que el BM ha alcanzado a la cabeza del chorro.

Esto tiene repercusiones importantes en los cambios de la curva de luz del sistema como se muestra en la figura la 3.10. En ésta, se presentan las curvas de luz para el mismo caso y las mismas bandas espectrales de la Figura 3.5. Puede verse que se obtienen igualmente curvas de luz asimétricas. En radio no hay mucho incremento en el flujo comparado con el resto de las bandas, de hecho, no hay un pico bien definido. Sin embargo, los máximos no son tan altos como la Figura 3.5, aunque aún considerables, por lo menos de un orden y medio de magnitud. Esto está asociado con la diferencia en la evolución dinámica de la que se habló anteriormente y que se muestra en la Figura 3.9, especialmente con el hecho de que  $u_R < u_H$  para el BM y  $u_R \geq u_H$  para el cascarón.

En esta figura se observa también que para frecuencias mayores que radio, la forma de las curvas de luz es prácticamente la misma. Al ver el espectro del sistema y su evolución temporal (Figura 3.11), su explicación resulta ser la misma que aquella descrita para el cascarón (Figura 3.6).

En la Figura 3.12 se muestra una comparación del perfil de densidad del sistema al tiempo  $t = 3.018 \times 10^7$  s para los seis casos de la Tabla 3.1 cuando el choque trasero está dado por una solución de BM fría. Igual que en el caso en que se tiene a un cascarón frío, homogéneo y relativista como choque trasero, a  $t = 3.018 \times 10^7$  s se aprecia que en



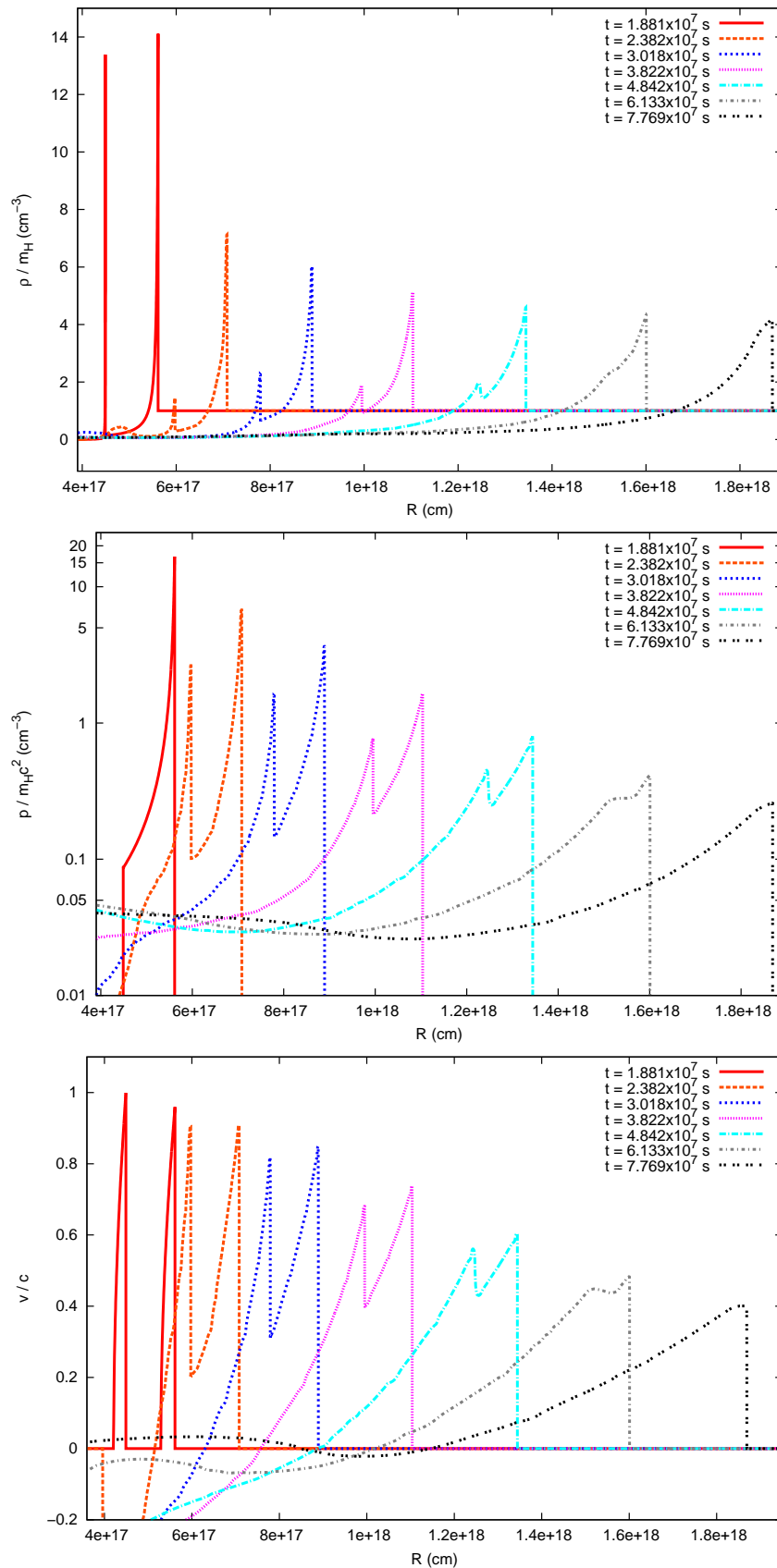


FIGURA 3.9: Dinámica del caso 1 en 1D de la Tabla 3.1 con el BM frontal y con un BM frío atrás. Se muestra la evolución a distintos tiempos locales para tres variables: la densidad (panel superior), la presión (panel medio) y la velocidad (panel inferior).

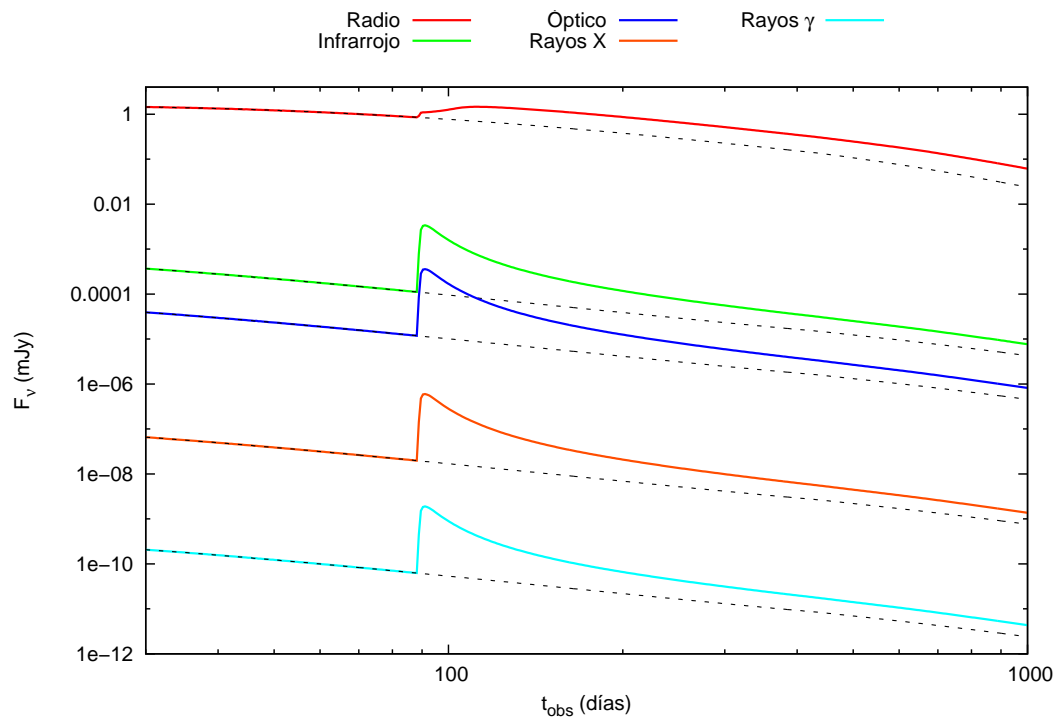


FIGURA 3.10: Curvas de luz en distintas bandas del espectro obtenidas para el caso 3 en 1D con un BM frío. Puede verse como en radio no hay mucho incremento en el flujo comparado con el resto de las bandas.

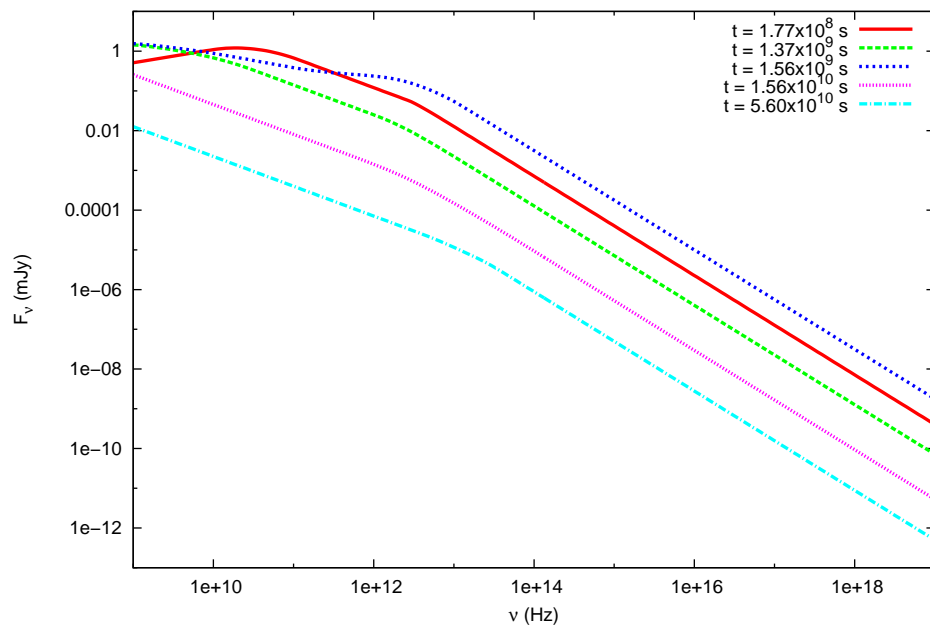


FIGURA 3.11: Evolución del espectro obtenido para el caso 3 en 1D con un choque trasero descrito por una solución BM fría.

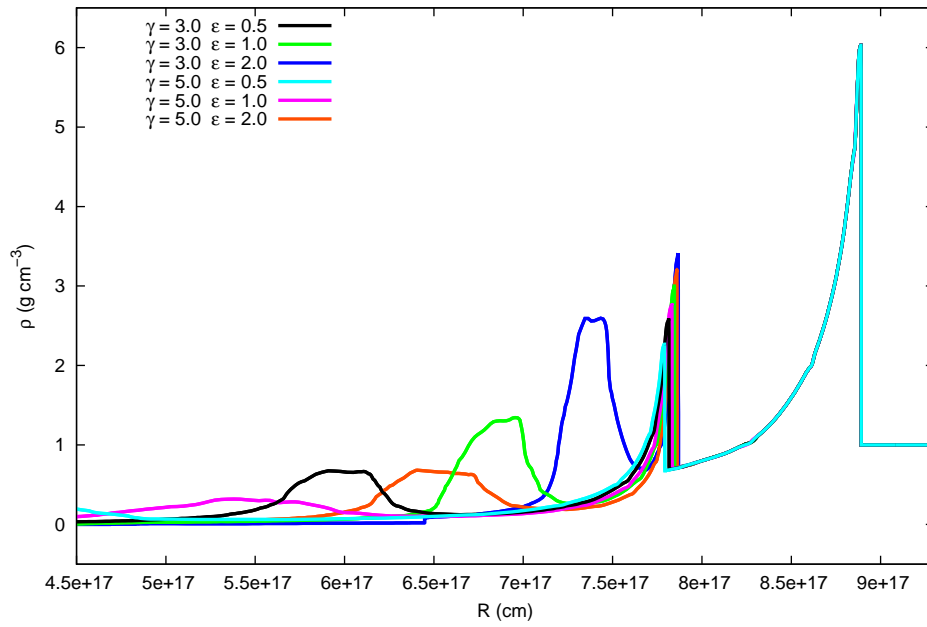


FIGURA 3.12: Comparación del perfil de densidad del sistema a  $t = 3.018 \times 10^7$  s para los seis casos de la Tabla 3.1 cuando el choque trasero está dado por una solución de BM fría.

ninguno de los casos el choque trasero ha alcanzado al frontal y que este último sigue una evolución dada por la solución de BM. Se ve también la formación de los choques de reversa (más alejados del frente del choque trasero que en el caso del cascarón) y se observa el comportamiento esperado en el que si se toma un  $\gamma$  fijo, la densidad crece con  $\epsilon$ , y si se fija  $\epsilon$  y se modifica  $\gamma$ , la densidad disminuye si  $\gamma$  aumenta (debido a que  $\rho \propto \Gamma^{-2}$ ).

Finalmente en la Figura 3.13 se presenta una superposición de las curvas resultantes al variar  $\epsilon$  y  $\gamma$ . Se observa en este caso que al aumentar el parámetro  $\epsilon$ , la intensidad de los picos lo hace también. Sin embargo, se tiene una relación inversa con  $\gamma$ : a medida que éste se incrementa,  $F_\nu$  disminuye.

### 3.2.4. Comparación entre los casos en 1D con un cascarón relativista frío y una solución de BM fría.

De manera natural, se puede hacer una comparación de las curvas de luz de los dos escenarios en 1D discutidos anteriormente: el cascarón frío y relativista y el BM frío; en la Figura 3.14 se muestran dos pares de curvas de luz típicas obtenidas en ambos casos tomando los mismos parámetros de  $\epsilon$  y  $\gamma$ .

Como puede verse en la Figura 3.14, para los casos en los que el choque trasero es un cascarón relativista, el incremento en el flujo  $F_\nu$  es casi diez veces mayor que cuando esa

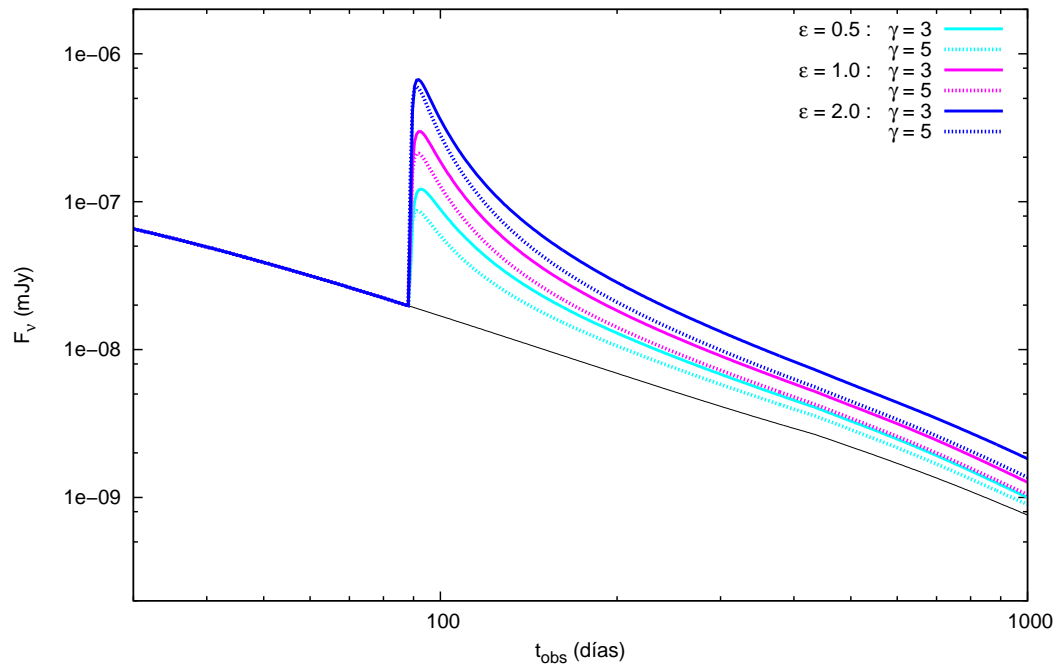


FIGURA 3.13: Curvas de luz resultantes para los seis casos considerados en la Tabla 3.1 para el BM frío en 1D.

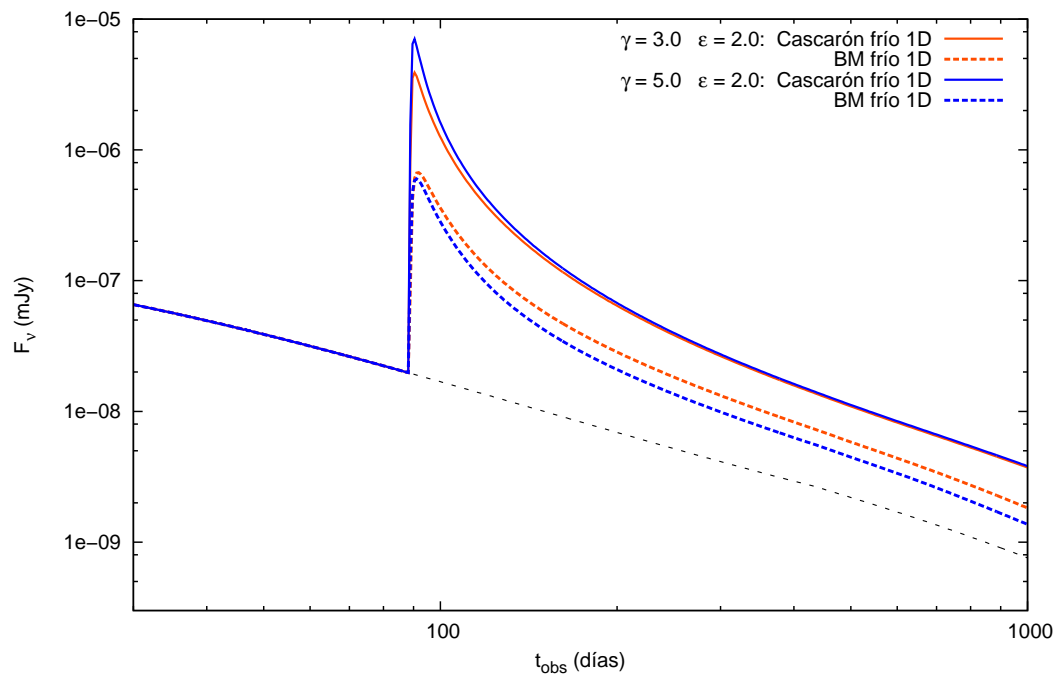


FIGURA 3.14: Comparación de las curvas de luz del cascarón y el BM para los casos 3 y 6 de la Tabla 3.1.

componente es un BM frío y los picos son más pronunciados<sup>4</sup> con respecto a los picos redondeados de la curva de luz de los BM; además, puede apreciarse la dependencia del flujo con las variables  $\gamma$  y  $\epsilon$  cuando la componente trasera cambia: para el cascarón,  $F_\nu$  crece si  $\gamma$  y  $\epsilon$  lo hacen también, mientras que para el BM, éste aumenta con  $\epsilon$  y disminuye con  $\gamma$ .

A partir de esta figura y lo descrito anteriormente con respecto a las evoluciones dinámicas de ambos escenarios, es claro que la estructura del choque trasero es importante en la determinación de las curvas de luz.

Un aspecto en común que comparten todas las simulaciones hechas en 1D, es que la caída con el tiempo del flujo es lenta; una vez alcanzado el máximo,  $F_\nu$  disminuye y se mantiene por arriba de la curva base, siendo esto más notable cuando la componente trasera es el cascarón.

### 3.3. Simulaciones en 2D.

Para las simulaciones en 2D se consideró exactamente el mismo sistema utilizado en 1D, el choque frontal dado por un BM y el trasero, pero únicamente se tomó el caso en el que éste último es un BM frío con una presión de  $10^{-6}$  más pequeña (Figura 3.15). Esto se hizo así debido a que el BM resultó ser numéricamente más estable. Debe mantenerse en mente, sin embargo, que tal como se vio en las simulaciones en 1D, la estructura del choque trasero es importante. Variaciones a ésta, como por ejemplo tomar un cascarón frío y relativista en 2D, se deja para trabajos futuros.

En las simulaciones en dos dimensiones se varió entonces el ángulo de media apertura  $\theta_R$ , cuidando que  $\theta_R > 1/\Gamma_R$  para evitar efectos de expansión lateral del chorro.

Tomemos un sistema de dos componentes como el tratado en esta tesis. Un observador situado a lo largo del eje de simetría del chorro ve una sección del frente con una extensión angular  $\theta_{PC}\Gamma_{PC} \lesssim 1$  donde  $\theta_{PC}$  y  $\Gamma_{PC}$  son el ángulo y el factor de Lorentz post-choque del material una vez que la colisión termina (con  $\Gamma_R > \Gamma_{PC} > \Gamma_H$  pues la interacción entre las componentes frena al choque trasero y acelera al de enfrente). A su vez, debido a que se puso como condición del sistema que no haya efectos de expansión lateral de las componentes, la zona de interacción entre el choque trasero y el frontal tiene un tamaño  $\theta_R$ . Si  $\theta_R > \theta_{PC}$ , o equivalentemente  $\theta_R\Gamma_{PC} > 1$ , entonces el choque de atrás tiene una apertura angular mayor a la del BM frontal (cubriendo toda el área vista por el observador) y la simulación en 2D mostrará resultados equivalentes a aquellos en 1D.

<sup>4</sup> Los incrementos en el flujo son de hasta dos órdenes de magnitud por arriba de la curva base (caso 3 con el cascarón).

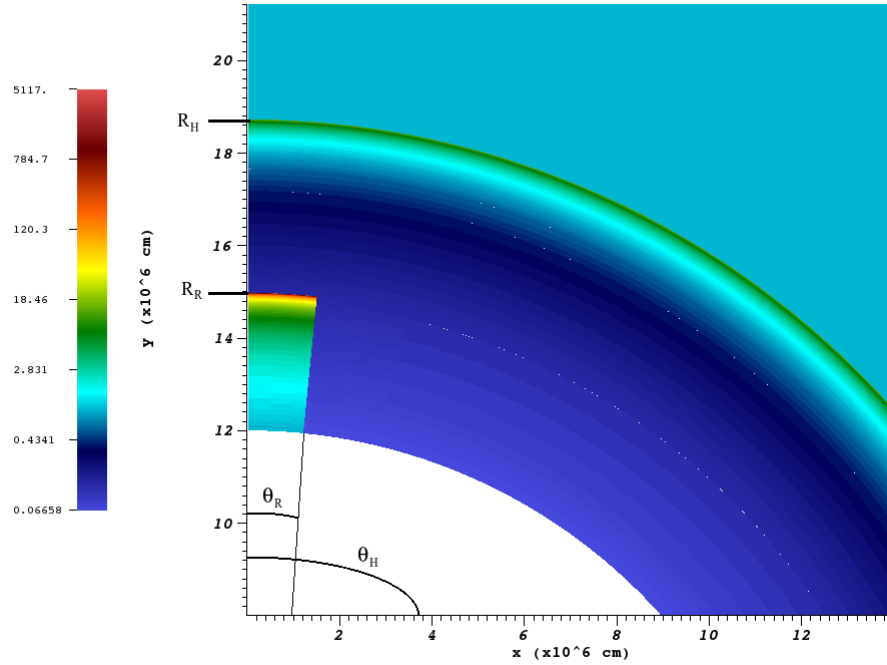


FIGURA 3.15: Configuración inicial del perfil de densidad del sistema en 2D considerado. El choque frontal está descrito por una solución de BM en una posición  $R_H$  con ángulo de media apertura  $\theta_H$  y factor de Lorentz  $\Gamma_H$ . El trasero, es otra solución de BM situado en  $R_R = 0.8R_H$  con un ángulo  $\theta_R$  y factor de Lorentz  $\Gamma_R$ .

Si, por otra parte,  $\theta_R \Gamma_{PC} < 1$ , el observador será capaz de apreciar dentro de su campo de visión el “borde” del choque trasero y el efecto multidimensional ya es relevante. En la Figura 3.16 se muestra un esquema en donde se ilustra lo mencionado en este párrafo.

Se trabajó con una malla que abarcaba radialmente desde  $R_{inf} = 3.6 \times 10^{17}$  cm hasta  $R_{sup} = 4.2 \times 10^{18}$  cm y angularmente desde cero hasta  $\pi/2$  con 200 celdas radiales y 20 angulares, con condiciones de reflexión en la frontera. El sistema se estudió hasta un tiempo de  $2 \times 10^8$  s y se tuvo un refinamiento máximo de 10 niveles con un tamaño radial mínimo para las celdas en el nivel más refinado de  $\Delta R = 3.75 \times 10^{13}$  cm y uno angular de  $\Delta\theta = 1.53 \times 10^{-4}$ .

### 3.3.1. La primer componente: El choque frontal dado por un BM.

El choque frontal en todas las simulaciones en 2D se tomó con un factor de Lorentz de  $\Gamma_H = 5$ , una energía isotrópica de  $E_H = 10^{52}$  ergs y un ángulo de media apertura de  $\theta_H = \pi/2$ . Dado que el dominio angular de la malla numérica tiene el mismo valor que  $\theta_H$ , un “observador” situado a lo largo del eje de simetría del chorro sólo ve un frente esférico que se propaga en su dirección y no es capaz de discernir “efectos de borde” en

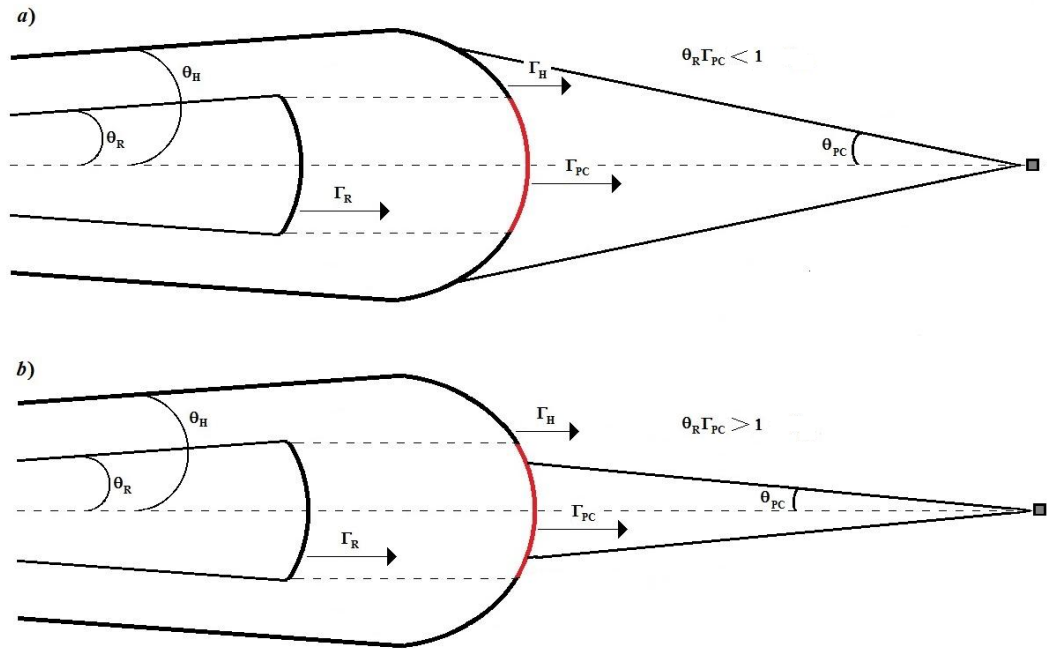


FIGURA 3.16: Esquema en donde se muestra la equivalencia entre una simulación en 1D y 2D. En rojo se denota la zona de interacción entre ambos choques, la cual tiene una apertura angular  $\theta_R$ . Un observador situado a lo largo del eje de simetría del chorro (cuadrado gris) ve una sección del frente con una extensión angular  $\theta_{PC}\Gamma_{PC} \lesssim 1$ . Si  $\theta_R\Gamma_{PC} < 1$ , el observador será capaz de ver el “borde” del choque trasero y el efecto multidimensional es relevante (panel superior *a*). Si, por otra parte,  $\theta_R\Gamma_{PC} > 1$ , entonces la simulación en 2D es equivalente a una en 1D (panel inferior *b*).

el dominio 2-dimensional. De esta forma, la curva de luz del choque frontal en 2D, es la igual a aquella correspondiente al caso 1D (Figura 3.1).

### 3.3.2. La segunda componente: El choque trasero dado por un BM frío.

A este choque se le dio el mismo tratamiento que en 1D, desde el reescalamiento de la densidad del medio ambiente por colocarlo a una distancia  $R_R = 0.8R_H$ , hasta el factor que compensa la poca energía térmica al tomar un BM frío. El efecto 2D se vio reflejado en la variación de  $\theta_R$  (medido en radianes) además de  $\gamma$  y  $\epsilon$  dentro de las condiciones iniciales.

Se llevaron a cabo cinco simulaciones en 2D. Se consideró un caso “base” (el primero) y para el resto se fijaron dos de los parámetros y se modificó el tercero. De esta forma fue

posible obtener la dependencia de los máximos con cada una de las variables definidas  $\gamma$ ,  $\epsilon$  y  $\theta_R$ . Las condiciones iniciales se presentan en la Tabla 3.2.

	Caso				
	1	2	3	4	5
$\gamma$	5	5	5	5	2.5
$\epsilon$	1.0	1.0	1.0	0.5	1.0
$\theta_R$	0.5	0.1	1.0	0.5	0.5

TABLA 3.2: Distintos casos considerados en las simulaciones en 2D. El choque frontal se caracteriza en todos con  $\Gamma_H = 5$ ,  $\theta_H = \pi/2$  y  $E_H = 10^{52}$  ergs. El choque trasero se toma como un BM frío cuyos valores de  $\Gamma_R$ ,  $E_R$  y  $\theta_R$  se derivan de acuerdo a los valores de  $\gamma$ ,  $\epsilon$  y  $\theta_R$  especificados arriba.

Cabe hacer notar que las ecuaciones de la SRHD permiten un reescalamiento de las variables para la energía, la densidad y las dimensiones espacial y temporal (Granot 2012, Van Eerten et al. 2012), de manera que se tiene libertad al momento de elegir las condiciones iniciales de las simulaciones.

Un ejemplo de la evolución dinámica de la densidad se muestra en la Figura 3.17 para el caso “base” (caso 1).

En el primer cuadro de la Figura 3.17 se muestra inicialmente la configuración del sistema con los dos BM. A medida que el sistema evoluciona, la componente trasera barre el material de la cola del BM de enfrente, se genera una onda de choque que empieza a propagarse dentro del chorro, “ampliando” la zona de interacción del choque trasero con el material del medio. Finalmente ambos atraviesan la cabeza del BM frontal, saliendo de éste y cubriéndolo.

Una curva de luz típica obtenida en distintas bandas del espectro (las mismas empleadas en 1D) se presenta en la Figura 3.18 que corresponde al caso 1. Tal como en el caso en 1D, se tienen aumentos abruptos en el flujo, en radio éstos no son picos bien definidos y en el resto de las bandas para alguno de los casos de la Tabla 3.2, sólo se tiene un reescalamiento de la curva de luz.<sup>5</sup>

Por otra parte, se condensan en la Figura 3.19 todas las curvas de luz de las simulaciones realizadas. De esta figura se observa que entre más colimado es el choque trasero ( $\theta_R$  disminuye), con  $\gamma$  y  $\epsilon$  fijos, el flujo aumenta. Este resultado se obtiene también si se fijan los factores de Lorentz y los ángulos de apertura y se incrementa la energía ( $\epsilon$  crece). En el caso en el que la variable que se varía es  $\gamma$ , dejando el resto fijas, puede verse que el grosor del pico es mucho mayor que en el resto de las curvas y que el incremento en el flujo es similar a aquél correspondiente al caso 4. Puede verse que a diferencia del caso 1D, las curvas de luz son notablemente distintas entre sí al variar  $\gamma$ ,  $\epsilon$  y  $\theta_R$ .

<sup>5</sup> La explicación para esto es la misma que en 1D: todas las frecuencias elegidas mayores que radio caen en el mismo rango espectral  $\nu_m < \nu < \nu_c$ .



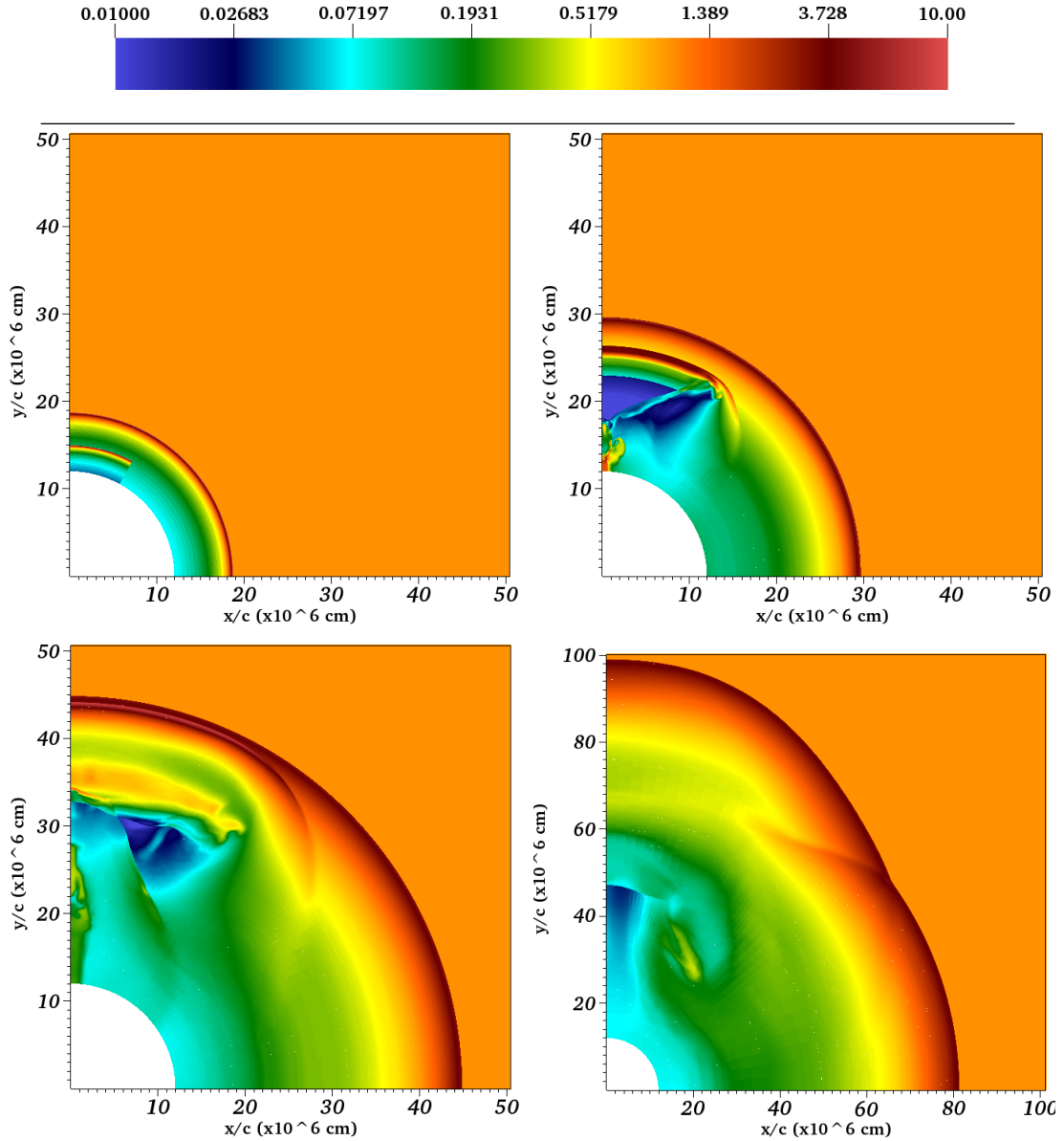


FIGURA 3.17: Cuadros de evolución de la dinámica para el caso base en 2D. Se muestra la densidad a tres tiempos locales distintos a partir del inicial (del panel superior izquierdo al inferior derecho):  $t = 1.881 \times 10^7$ ,  $3.017 \times 10^7$ ,  $4.842 \times 10^7$ ,  $1.247 \times 10^8$  s.

### 3.3.3. Comparación entre las simulaciones en 1D y 2D.

Las diferencias entre el caso 1D y el 2D de cuando se tiene un BM como choque trasero pueden notarse en la Figura 3.20, en donde se hace una comparación entre las curvas de luz resultantes cuando  $\gamma = 5.0$  y  $\epsilon = 1.0$  (suficiente para especificar la simulación en 1D) y cuando además de esto se introduce el efecto 2D mediante la variación de la componente angular  $\theta_R$ .

Puede verse que en general los picos en 2D son más altos que en 1D, con un “bump” o

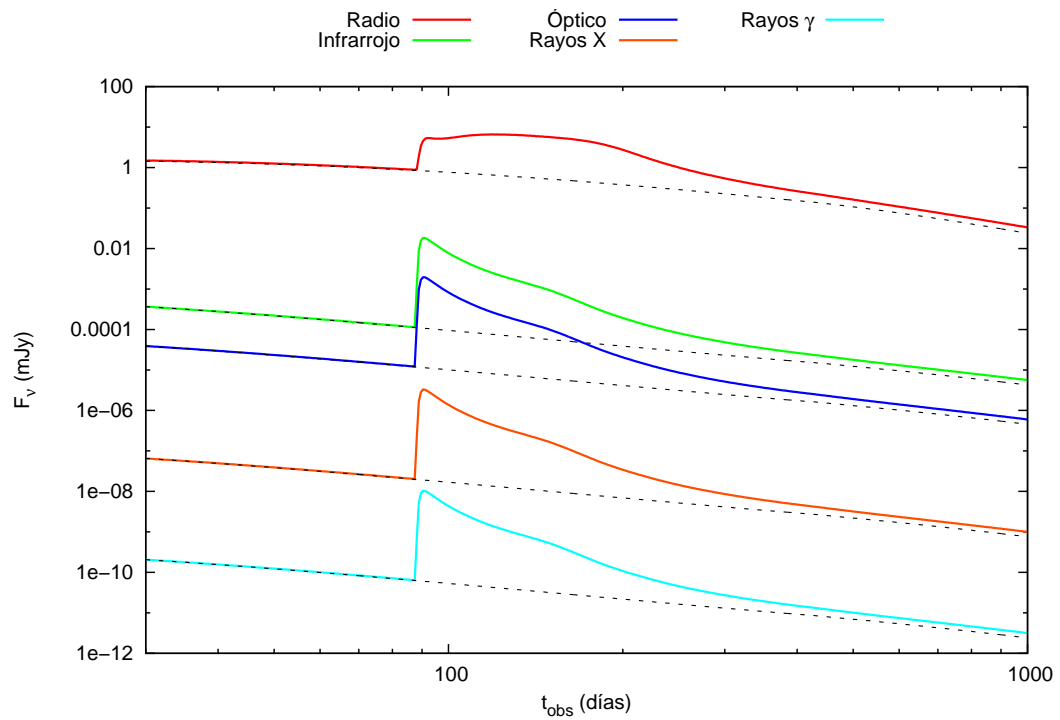


FIGURA 3.18: Curvas de luz en distintas bandas del espectro obtenidas para el caso 1 en 2D con un BM frío.

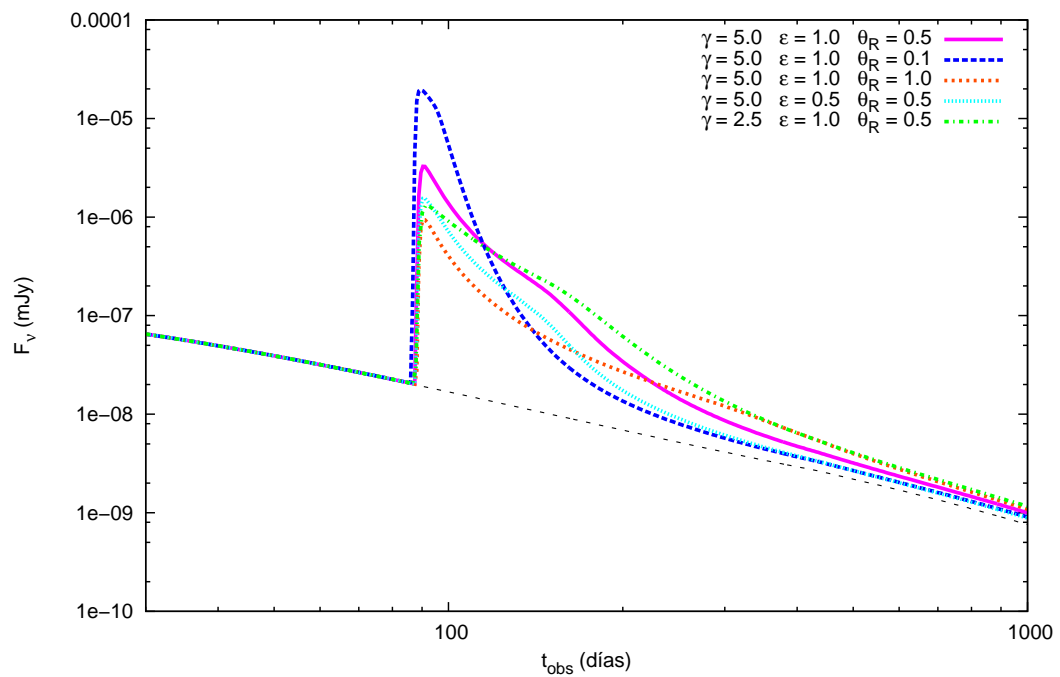


FIGURA 3.19: Curvas de luz resultantes en rayos X para los cinco casos considerados en la Tabla 3.2 con el BM frío.

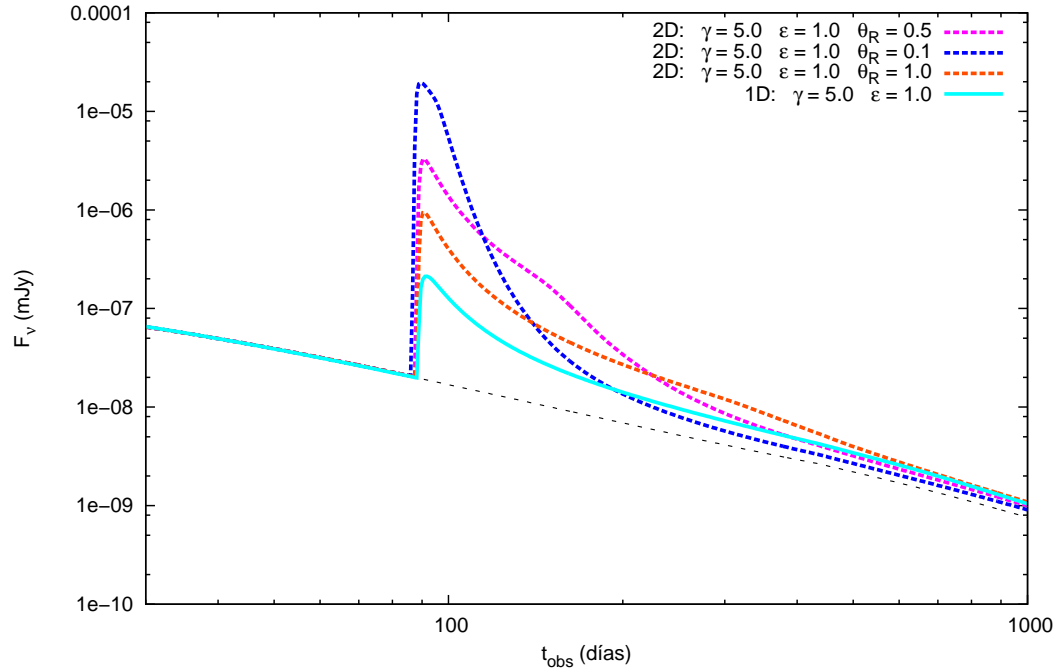


FIGURA 3.20: Comparación entre las curvas de luz en rayos X en una y dos dimensiones del escenario en el que el choque trasero es un BM.

incremento ligero en la curva además del máximo a  $t_{\text{obs}} \sim 110$  días, el cual se asocia a la emisión proveniente del material del chorro que entra en contacto con la onda de choque discutida anteriormente generada por el paso del BM trasero por el medio hacia la cabeza del chorro. Como la interacción se da a tiempos tardíos y su energía se distribuye sobre un área más grande que el BM inicial, se obtiene un aumento en el flujo menor al de la componente trasera y más largo. El bump da pie a una caída del flujo inicialmente más lenta pero que finalmente disminuye más que el caso 1D a tiempos tardíos y más cercana a la curva base.

### 3.3.4. Cálculo de $\Delta F/F$ y $\Delta t/t$ para las variabilidades obtenidas de las simulaciones en 2D.

Como puede verse de la Figura 3.19, las diversas curvas de luz en 2D pueden llegar a mostrar incrementos en el flujo rápidos y considerables, y decrementos veloces. Para poder estudiar dichas variabilidades se hizo un cálculo de  $\Delta F/F$  y  $\Delta t/t$ , que será descrito a continuación.

Denotando a la curva de luz del choque frontal solo como “curva de luz control” (Figura 3.1) y como “curva uno” a las que incluyen a ambos BMs (cada una de las curvas de la Figura 3.19 correspondientes a los casos de la Tabla 3.2).

En primera instancia, se restó la curva de luz control de la uno, obteniendo así  $\Delta F = F_{\nu_1} - F_{\nu_0}$  y se identificó el punto en el que se alcanzaba el flujo máximo de la curva  $F_{\max}$  y el tiempo correspondiente  $t_{\max}$ .

La anchura del pico  $\Delta t = t_{\text{right}} - t_{\text{left}}$ , donde  $t_{\text{right}}$  y  $t_{\text{left}}$  son los tiempos a la derecha e izquierda del máximo respectivamente, se determinó siguiendo dos métodos distintos<sup>6</sup>. En el primero de ellos (método 1), se consideró el intervalo temporal asociado al FWHM (“full width half maximum” por sus siglas en inglés<sup>7</sup>) del pico; en el segundo (método 2), se hizo un ajuste de la curva tal y como lo hacen Chincarini et al. (2010) con la función propuesta por Norris et al. (2005)<sup>8</sup>:

$$f(t) = Ae^{2(\tau_1/\tau_2)^{1/2}} e^{-\left(\frac{\tau_1}{t-t_s} + \frac{t-t_s}{\tau_2}\right)}. \quad (3.5)$$

Como puede verse, la expresión anterior consiste en el producto de dos exponenciales y está completamente determinada por cuatro parámetros: A,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  y  $t_s$ . La anchura se calcula de acuerdo a<sup>9</sup>

$$\Delta t = \tau_2 \left(1 + 4 \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{1/2}\right)^{1/2}. \quad (3.6)$$

Los parámetros ajustados para las distintas curvas obtenidas siguiendo el método de Chincarini et al. (2010) se presentan en la Tabla 3.3.

Caso	A	$\tau_1$	$\tau_2$	$t_s$
1	$3.15962 \times 10^{-6} \pm 9.998 \times 10^{-8}$	$5.0 \times 10^4 \pm 1.811 \times 10^4$	$8.0 \times 10^5 \pm 5.581 \times 10^4$	$7.6 \times 10^6 \pm 1.245 \times 10^4$
2	$1.94093 \times 10^{-5} \pm 2.550 \times 10^{-7}$	$3.5 \times 10^5 \pm 5.386 \times 10^4$	$4.5 \times 10^5 \pm 1.875 \times 10^4$	$7.4 \times 10^6 \pm 1.671 \times 10^4$
3	$9.03358 \times 10^{-7} \pm 3.216 \times 10^{-8}$	$5.0 \times 10^4 \pm 2.029 \times 10^4$	$8.0 \times 10^5 \pm 6.199 \times 10^4$	$7.6 \times 10^6 \pm 1.399 \times 10^4$
4	$1.54886 \times 10^{-6} \pm 5.164 \times 10^{-8}$	$5.0 \times 10^4 \pm 1.900 \times 10^4$	$8.0 \times 10^5 \pm 5.805 \times 10^4$	$7.6 \times 10^6 \pm 1.310 \times 10^4$
5	$1.27348 \times 10^{-6} \pm 5.162 \times 10^{-8}$	$2.0 \times 10^4 \pm 2.709 \times 10^4$	$2.0 \times 10^6 \pm 1.072 \times 10^5$	$7.7 \times 10^6 \pm 9.547 \times 10^4$

TABLA 3.3: Parámetros obtenidos del ajuste realizado a las curvas de luz con la función dada en la ecuación 3.5.

De esta manera, teniendo los tiempos a la derecha e izquierda del máximo, sólo resta obtener  $\log(F_{\max}/F_{\nu_0})$  y  $\log(\Delta t/t_{\max})$ .

Estos valores se presentan en las Tablas 3.4 y 3.5.

Comparando ambos conjuntos de valores obtenidos con los métodos discutidos anteriormente, puede verse que son similares entre sí (Tablas 3.4 y 3.5), donde la diferencia más

<sup>6</sup> Para así, de esta manera, tener un panorama de las variaciones en los valores de la anchura de acuerdo al método)

<sup>7</sup> Correspondiente a la anchura del pico asociado a la altura en donde se satisface que  $F_{\nu} = \frac{1}{2} F_{\max}$ .

<sup>8</sup> Esto con la finalidad de comparar los resultados teóricos obtenidos en esta tesis con los observacionales condensados en la Figura 7 de Margutti et al. (2011), incluida en esta tesis como Figura 1.14.

<sup>9</sup> Para más información acerca de la función  $f(t)$ , se refiere al lector a Norris et al. (2005).

	Caso				
	1	2	3	4	5
$\log(\Delta t/t)$	-0.96	-0.96	-0.96	-0.93	-0.65
$\log(\Delta F/F)$	2.23	3.00	1.68	1.91	1.83

TABLA 3.4: Valores de  $\log(\Delta F/F)$  y  $\log(\Delta t/t)$  obtenidos para las simulaciones de la Tabla 3.2 en rayos X de acuerdo al método 1 descrito en el texto y considerando que la anchura del pico es dada por el FWHM.

	Caso				
	1	2	3	4	5
$\log(\Delta t/t_{\max})$	-0.84	-0.91	-0.85	-0.85	-0.53
$\log(F_{\max}/F_{\nu_0})$	2.23	3.00	1.68	1.91	1.84

TABLA 3.5: Valores de  $\log(\Delta F/F)$  y  $\log(\Delta t/t)$  obtenidos para las simulaciones de la Tabla 3.2 en rayos X. Se hizo un ajuste del pico como en Chincarini et. al (2010) con la función dada por la ecuación 3.5 y se calculó la anchura de acuerdo a la expresión 3.6.

grande entre ellos está presente en los intervalos temporales de los casos 1 y 5, ambas con un valor de 0.15. Esto habla de una consistencia de los métodos utilizados.

### 3.3.5. Comparación de $\log(\Delta F/F)$ y $\log(\Delta t/t)$ con las observaciones.

Se ha descrito anteriormente que el objetivo de esta tesis es presentar un modelo que explique la variabilidad observada en la emisión tardía de GRBs. En lo que sigue se hará una comparación de los resultados obtenidos teóricamente con datos observacionales.

#### 3.3.5.1. Variabilidad en la emisión tardía.

Se vio en la sección 1.3.2 que la variabilidad en las curvas de luz de la etapa tardía de los GRBs se presenta en forma de incrementos suaves en el flujo y menos de un orden de magnitud en promedio (ver Figura 1.10).

Al hacer una comparación de estas variabilidades con las curvas de la Figura 3.19, claramente los resultados obtenidos con las simulaciones hidrodinámicas realizadas no reproducen lo observado. Esto se asocia al hecho de que el cambio en los perfiles de densidad, presión y velocidad entre los dos choques es abrupto y ambas componentes se distinguen muy bien la una de la otra. En otras palabras, hay una discontinuidad en las variables entre el choque frontal y el trasero. Se piensa que tomando un perfil más suavizado para el frente trasero, el incremento en el flujo será menos abrupto y más lento, pudiendo reproducir así la suavidad de las curvas observadas.

En cuanto a la magnitud del incremento, se ha visto que disminuyendo el cociente de las energías de los BM entonces  $\Delta F/F$  baja, de manera que para reproducir los valores observados basta con aminorar la variable  $\epsilon$ .

### 3.3.5.2. Destellos de rayos X.

Viendo las curvas presentadas en la Figura 3.19 y los valores de  $\log(\Delta F/F)$  y  $\log(\Delta t/t)$  de las Tablas 3.4 y 3.5, surge la pregunta de si estos resultados pueden aplicarse a los destellos de rayos X.

Los destellos de rayos X usualmente se observan en las fases de caída rápida y lenta que siguen a la emisión temprana con factores de Lorentz asociados al chorro altos, del orden de  $\sim 10^2 - 10^3$ . En las simulaciones realizadas se estudió la interacción entre los choques con  $\Gamma_H = 5$  y  $\Gamma_R = 12.5$  y 25, que ciertamente no son del orden de centenas<sup>10</sup>. Además, el  $t_{\text{obs}}$  al que se observan todos los picos de la Figura 3.19 es alrededor de  $t_{\text{obs}} \sim 90$  días, lo cual es mucho después que lo esperado para los destellos (con los picos más tardíos observados alrededor de  $\sim 1 - 2$  días, Chincarini et al. 2007). A partir de lo anterior podría decirse que asociar los resultados obtenidos con los destellos de rayos X no es lo más apropiado.

Sin embargo, la interacción entre los choques es regulada por el factor de Lorentz relativo entre las dos componentes, dado por:

$$\Gamma = \Gamma_H \Gamma_R (1 - \beta_H \beta_R) \approx \frac{\Gamma_H^2 + \Gamma_R^2}{2\Gamma_H \Gamma_R} \sim \frac{\Gamma_R}{2\Gamma_H} = \frac{1}{2}\gamma \quad (3.7)$$

donde  $\beta_{H,R} = v_{H,R}/c$ , y la última relación se obtiene si se cumple que  $\Gamma_R \gg \Gamma_H$ .

De esta forma la dinámica entre los choques, por ejemplo el valor de la densidad y el factor de Lorentz post-choque, depende únicamente de  $\gamma$  y sus variaciones, que es justo con lo que se trabajó en las simulaciones numéricas realizadas.

Los tiempos a los que se observan los destellos de rayos X implican factores de Lorentz más altos que los utilizados en este trabajo, del orden de  $\Gamma'_R > \Gamma'_H \approx 10^2$  (medidos en el sistema del observador). Sin embargo, es posible situarse en un sistema de referencia que se mueva con una cierta velocidad  $v_0$  constante (y un  $\Gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2\right)^{-1/2}$  asociado a ésta) en el que los choques tengan velocidades tales que sus factores de Lorentz sean del orden de  $\Gamma_R > \Gamma_H \approx 10$ , como los de esta tesis. En ese caso, si el tiempo al que se observa la interacción en el sistema en reposo con los  $\Gamma' \approx 10^2$  es  $t'_{\text{obs}}$ , el tiempo observado en el nuevo sistema de referencia  $t_{\text{obs}}$  se reescala por un factor de  $(\Gamma_H/\Gamma_0)^2$

<sup>10</sup> Realizar simulaciones numéricas con factores de Lorentz del orden de  $\sim 10^2 - 10^3$  es sumamente costoso y muy difícil computacionalmente.

de manera que es posible “recorrer” indistintamente la interacción de los choques (y con ello el pico de las curvas) a tiempos más tardíos, o bien, más tempranos, dependiendo del  $\Gamma_0$  del sistema en el que se esté. Es debido a lo anterior que el hecho de que los picos de las simulaciones se encuentren o no a tiempos en los que se observan los destellos de rayos X es irrelevante, pues el tiempo de observación puede reescalarsse en función de los  $\Gamma$ 's de los choques.

En todo lo anterior se ha supuesto que el sistema se mueve en el vacío, que no es el caso de esta tesis. En principio se debería de tomar en cuenta el papel del ISM al cambiar de sistemas de referencia y no se podría hacer el reescalamiento del eje temporal de manera tan sencilla. Sin embargo, la emisión en la curva de luz está dominada inicialmente por la interacción entre los dos BM, por lo que puede despreciarse la presencia del ISM y su interacción con el choque.

Una dificultad que surge es que los destellos de rayos X aparecen usualmente en las etapas tempranas de la emisión tardía del GRB, en donde se supone que el frente se está moviendo con velocidad constante y no desacelera, de modo que la descripción del choque como un BM no sería la más apropiada.

De estar desacelerando el GRB entonces, el escenario de choques re-alimentados propuesto en esta tesis es capaz de generar incrementos en la curva de luz semejantes a los destellos de rayos X. Esto tendría repercusiones particularmente importantes en lo referente al tiempo en que permanece encendido el motor central: si los destellos de rayos X son generados por la inyección de energía en la cabeza del chorro, no se necesita que el motor central se mantenga prendido por tiempos largos lo cual, por otro lado, es un problema si éstos son generados por choques internos de material emitido siguiendo a la emisión temprana.

Se hizo una comparación entre los resultados obtenidos numéricamente de  $\Delta F/F$  y  $\Delta t/t$  con los valores obtenidos observacionalmente para destellos de rayos X reportados por Margutti et al. (2011), en donde también recopilan los trabajos de Chincarini et al. (2010) y Bernadini et al. (2011). Sólo se utilizaron en la comparación los valores de la Tabla 3.5 pues el método seguido para obtenerlos fue el mismo que utilizaron los otros autores. Los incrementos relativos del flujo y del tiempo fueron superpuestos en la Figura 1.14 correspondiente a la de Margutti et al. (2011) y de esta manera se obtuvo la Figura 3.21 donde los puntos calculados numéricamente se encuentran denotados por círculos de color morado.

Lo que resalta a la vista inmediatamente es que los incrementos relativos de  $F_\nu$  para las simulaciones en 2D realizadas pueden llegar a ser tan altos como aquellos correspondientes a los destellos tempranos de rayos X en GRBs largos, con valores de hasta tres

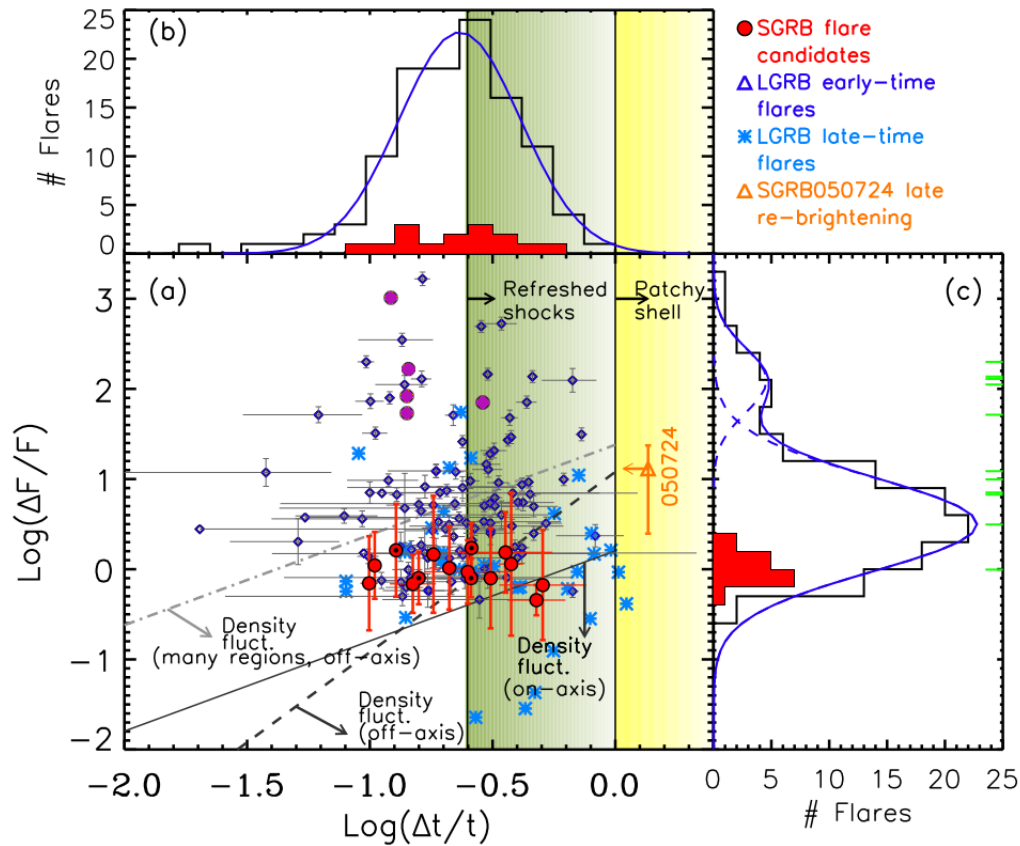


FIGURA 3.21: Superposición de los puntos de la Tabla 3.5 (círculos morados) obtenidos numéricamente en la Figura 1.14 tomada de Margutti et al. (2011).

órdenes de magnitud. Se observa que una consecuencia directa de aumentar o disminuir la energía relativa entre los choques es que los círculos morados tienen una variación principalmente en el flujo: a medida que  $\epsilon$  aumenta,  $\log(\Delta F/F)$  también lo hace y  $\log(\Delta t/t)$  se vuelve ligeramente menor.

Los intervalos relativos temporales no llegan a ser tan cortos como la mayoría de los observados, los cuales se concentran entre  $\log(\Delta t/t) \sim -0.5$  y  $\log(\Delta t/t) \sim -1.0$ . Sin embargo, se logra una variación principalmente horizontal de los círculos morados a medida que se modifica el ángulo de colimación del choque trasero:  $\theta_R$  más pequeño implica que los puntos se mueven hacia la izquierda del panel (a) hacia  $\log(\Delta t/t)$  menores. Un efecto similar se obtiene variando el cociente de los factores de Lorentz  $\gamma$ , en donde a medida que éste disminuye, los puntos se mueven hacia la derecha (caso 5 en 2D).

Los puntos observados de la Figura 3.21 no pudieron reproducirse exactamente con las variaciones consideradas de los parámetros definidos en esta tesis, pero se aprecia bien que los puntos calculados están muy bien localizados con respecto a algunos de los destellos de rayos X observados, principalmente los pertenecientes a los GRBs largos en



la emisión temprana de la emisión tardía. Por otro lado, con las condiciones iniciales consideradas, los círculos teóricos están muy por arriba de los destellos asociados a los GRBs cortos pero dentro del rango temporal en el que se observan.

Aún así, debido a lo discutido en los párrafos previos, se piensa que variando simultáneamente los tres conjuntos de variables del sistema,  $\gamma$ ,  $\epsilon$  y  $\theta_R$ , es posible reproducir los puntos observados, incluso aunque existan algunos con intervalos temporales sumamente pequeños (pero con barras de incertidumbre grandes), como aquél con  $\log(\Delta t/t) \sim -1.75$ .

Se aprecia en la figura que la posición de los círculos obtenidos puede ajustarse tanto para los puntos correspondientes a destellos de rayos X de GRBs largos como para los de los cortos, ya sea variando las condiciones iniciales o utilizando distintos métodos para calcular la anchura de los picos. Esto implica que el mecanismo desarrollado de inyección de energía para los GRBs largos propuesto en esta tesis puede aplicarse a los GRBs cortos también.

Se hizo además una comparación de la forma de los picos teóricos con la de nueve de los destellos de rayos X presentes en la Figura 3.21 y el GRB 151210A (las curvas de luz correspondientes cubren la banda de energía [0.3,10] keV y se obtuvieron del catálogo del telescopio Swift<sup>11</sup>). Éstos se presentan a continuación en las Figuras 3.22, 3.23, 3.24 y 3.25.

En todas las figuras, cada una de las curvas fue normalizada individualmente: los flujos con respecto al flujo máximo  $F_{\nu_{max}}$  alcanzado en el pico de los destellos y el tiempo con respecto a aquel momento  $t_{max}$  en que se alcanza  $F_{\nu_{max}}$ .

En la Figura 3.22 se aprecia la curva de luz del GRB corto 060313 superpuesta con las obtenidas teóricamente en 1D. Se eligió hacer la comparación con éstas debido a que eran aquellas cuyos incrementos en el flujo eran del orden de magnitud del destello observado en el GRB 060313.

Se aprecia que el comportamiento de la caída del SGRB se reproduce muy bien con éstas curvas. Si bien los valores observacionales oscilan entre una y otra de las curvas teóricas, el comportamiento en general es similar y esto permite restringir los parámetros de las condiciones iniciales para lograr reproducir dicho destello.

Las curvas teóricas no coinciden muy bien con los puntos observados antes del destello ( $t/t_{max} < 1$ ). Esto tiene que ver con el tiempo al que el destello fue observado y las condiciones en las que el chorro se encontraba: puede ser que el destello sea observado durante la fase de decaimiento rápido que sigue a la emisión temprana o que el perfil de densidad sea distinto al considerado en esta tesis.

<sup>11</sup> El catálogo puede encontrarse en la página web [http://www.swift.ac.uk/xrt\\_curves/](http://www.swift.ac.uk/xrt_curves/)

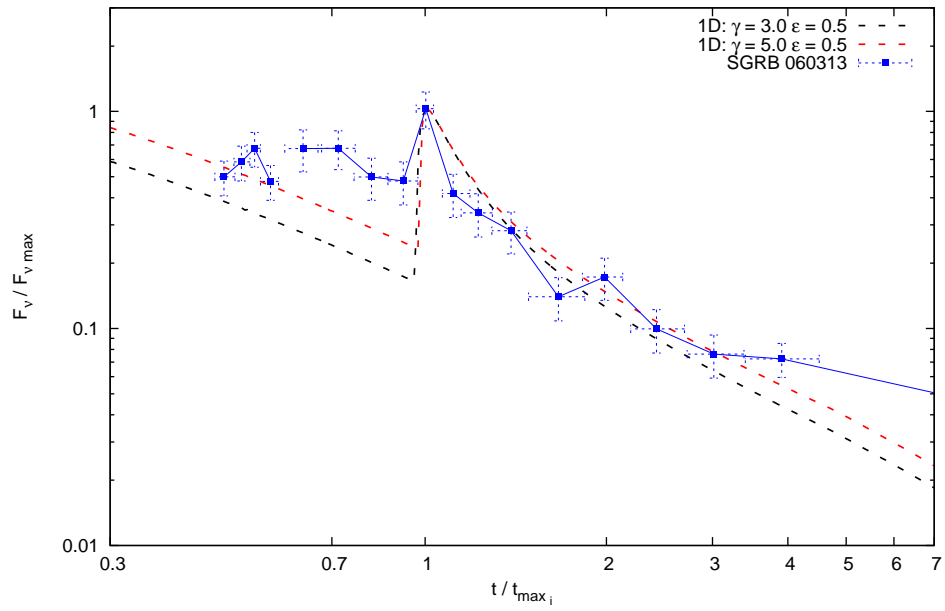


FIGURA 3.22: Superposición de la curva del luz del GRB corto 060313 (puntos azules) con aquellas obtenidas teóricamente en 1D correspondientes a los casos 1 y 4 de la Tabla 3.1 (líneas punteadas negra y roja respectivamente).

En la Figura 3.23 Se presentan las curvas de luz de los GRBs largos 070306 y 060904B con aquellas correspondientes a los casos 1 y 4 de la Tabla 3.2.

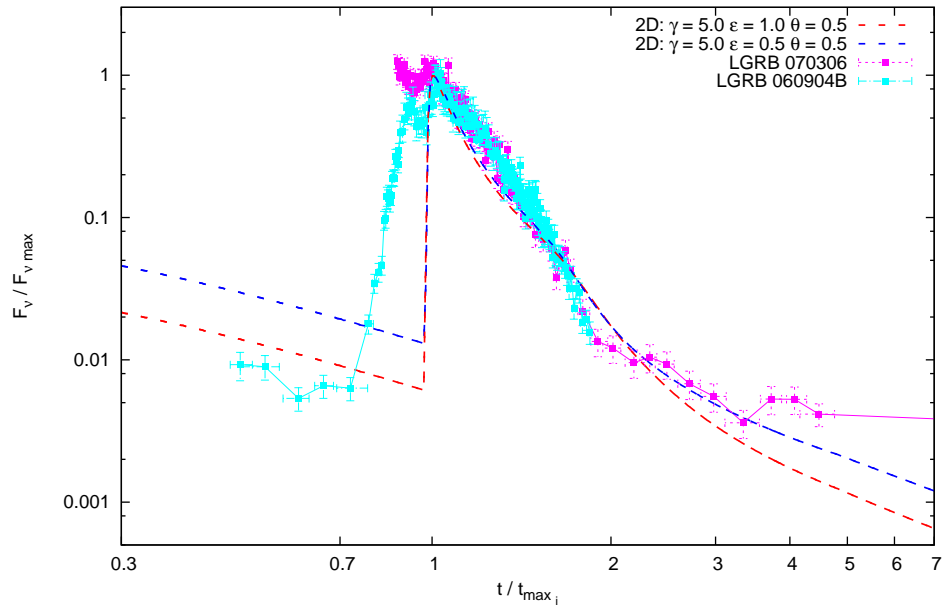


FIGURA 3.23: Superposición de las curvas de luz de los GRBs largos 070306 (puntos rosas) y 060904B (puntos cian) con los casos 1 (línea punteada roja) y 4 (línea punteada azul) en 2D de la Tabla 3.2.

Una vez más la caída de ambos GRBs parece reproducirse bien, con la cola del GRB 070306 (curva rosa en la Figura 3.23) siendo mejor modelada por la curva de color azul

marino correspondiente al caso en que  $\gamma = 5$ ,  $\epsilon = 0.5$  y  $\theta = 0.5$ .

Para este GRB no se tiene mucha información a tiempos antes del destello ( $t/t_{max} \lesssim 0.7$ ) mas sí del GRB 060904B. Aunque la subida del pico observacional no es tan abrupta como la del teórico, el salto es del orden de magnitud de las curvas teóricas.

En la Figura 3.24 se superponen los destellos de los GRBs largos 050916, 060929 y 151210A con el caso 2 de las simulaciones 2D correspondiente a  $\gamma = 5$ ,  $\epsilon = 1$  y  $\theta = 0.1$ .

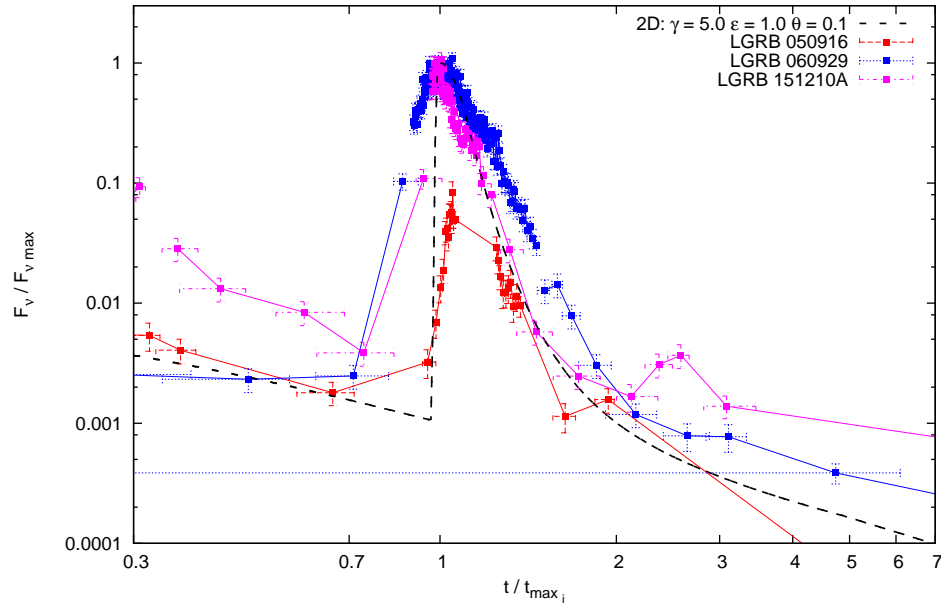


FIGURA 3.24: Superposición de las curvas de luz de los GRBs largos 050916 (puntos rojos), 060929 (puntos azules) y 151210A (puntos rosas) con el caso 3 en 2D de la Tabla 3.2 correspondiente al más colimado (línea punteada negra).

En esta figura dos GRBs largos, el 060929 (puntos azules) y el 151210A (puntos rosas), tienen un incremento en el flujo de sus curvas de luz sumamente alto ( $\sim 3$  órdenes de magnitud). Lo que resalta a la vista es que el orden de magnitud de los saltos puede reproducirse con el mecanismo propuesto en esta tesis.

El GRB 050916 (puntos rojos) es bien modelado para tiempos anteriores al destello y aunque hacen falta observaciones en los tiempos a los que ocurre el máximo del destello, la anchura del pico parece ser similar a la de la curva teórica y el incremento en el flujo parece tan abrupta como las de las simulaciones en 2D realizadas en la tesis.

El modelo teórico (línea negra punteada) en la figura 3.24 describe muy bien el GRB 151210A desde el momento en el que este alcanza su máximo flujo. Para tiempos antes de  $t_{max}$ , la caída del flujo no se modela bien con la curva negra y con respecto a la subida del destello de este GRB, hacen falta observaciones para poder hacer inferencias acerca de ésta.

En la Figura 3.25 se presentan las curvas teóricas obtenidas de los casos 3 y 5 en 2D (líneas punteadas negra y roja respectivamente) y su comparación con cuatro curvas de luz de destellos de rayos X observados en los GRBs largos 050908 (puntos naranjas), 070330 (puntos azules), 080210 (puntos rosas) y 081102 (puntos cyan).

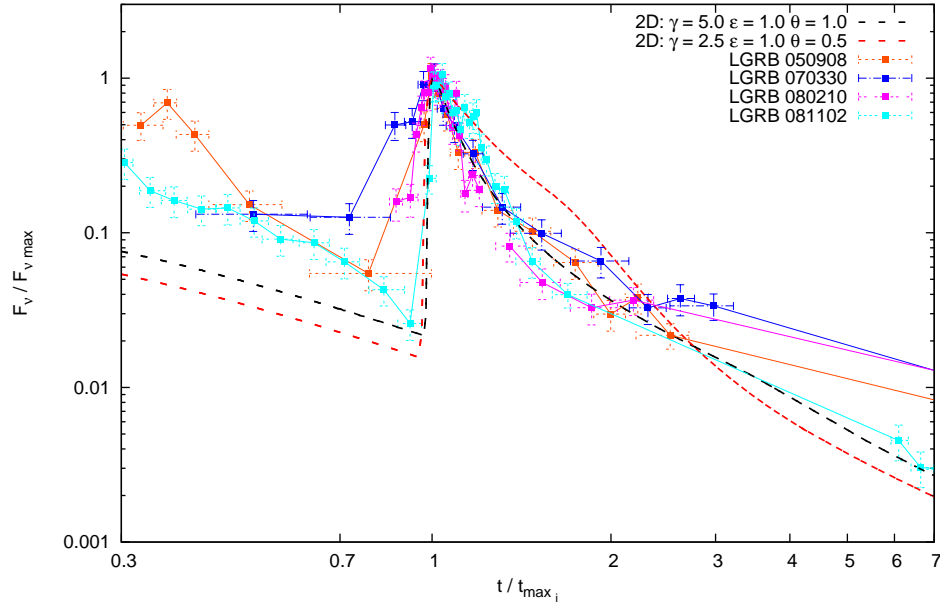


FIGURA 3.25: Superposición de las curvas de luz de los GRBs largos 050908 (puntos naranjas), 070330 (puntos azules), 080210 (puntos rosas) y 081102 (puntos cyan) con aquellas de los casos 3 (línea punteada negra) y 5 (línea punteada roja) en 2D de la Tabla 3.2.

La caída de estos cuatro destellos de rayos X coincide muy bien con la curva negra. Hay algunos que se separan de ésta y se acercan más a la curva roja, de manera que se restringe el conjunto de valores que pueden tomar los parámetros de las condiciones iniciales de las simulaciones para reproducir estos destellos en particular. Para tiempos antes de  $t_{max}$  una vez más ninguna de las curvas teóricas coincide con lo observado, mas esto se piensa que es debido a que los destellos se observaron a tiempos tempranos en la evolución del GRB.

Cabe resaltar que la mejor concordancia entre los destellos observados y los teóricos está entre el caso 3 de la Tabla 3.2 y el destello del GRB 081102 (puntos cyan). En éste, el incremento en el flujo es tan abrupto como el teórico y del mismo orden de magnitud. La caída del GRB y la curva negra coinciden bastante bien, con ésta última estando dentro de las barras de error de los puntos observados hasta tiempos  $t/t_{max} \approx 7$ .

De manera que, con el mecanismo propuesto en esta tesis, es posible producir incrementos relativos en el flujo  $\Delta F/F$  y en el tiempo  $\Delta t/t$  del orden de aquellos calculados para los destellos de rayos X observados (Figura 3.21) y reproducir en general para tiempos  $t \gtrsim t_{max}$ , la morfología general de los destellos de rayos X.



## Capítulo 4

# Conclusiones y trabajo futuro.

Se llevaron a cabo simulaciones numéricas con el código Mezcál en una y dos dimensiones en simetría esférica de un sistema de dos componentes principales: la primera, un choque generado por la cabeza del chorro del GRB descrito por la solución autosimilar de Blanford & McKee (1976) que se mueve en un medio homogéneo. La segunda, un choque trasero emitido por el motor central a un cierto tiempo posterior del primero descrito ya sea por un cascarón esférico, frío, uniforme y relativista, con presión y velocidad constantes; o por una solución de Blanford & McKee fría en 1D y 2D. Para el cálculo de la emisión se consideró, en todas las simulaciones realizadas, que el observador se encuentra sobre el eje de simetría del chorro.

Al realizar las simulaciones, se confirmó que la interacción entre ambos choques (con el choque trasero descrito en cualquiera de los dos escenarios contemplados en este trabajo) convierte la energía cinética de cada uno en energía térmica y es este mecanismo el cual produce una variedad de incrementos de duración corta en la curva luz en función de los parámetros  $\gamma = \Gamma_R/\Gamma_H$  y  $\epsilon = E_{\Omega R}/E_{\Omega H}$ .

Se vio que en una dimensión, las evoluciones del cascarón y del BM son similares, lo cual es comprensible pues la solución de BM se caracteriza por tener la mayor parte de su energía “concentrada” en una región muy cercana al máximo, lo que puede asemejarse al caso en el que se toma un cascarón delgado a la misma posición y con la misma energía y factor de Lorentz del BM.

Sin embargo, existen diferencias importantes que se reflejan finalmente en las curvas de luz obtenidas de estos sistemas. Para los casos en los que el choque trasero es un cascarón relativista, el incremento en el flujo  $F_\nu$  es casi diez veces mayor que cuando esa componente es un BM frío y los picos son más pronunciados<sup>1</sup>; además, puede apreciarse

---

<sup>1</sup> Los incrementos en el flujo son de hasta dos órdenes de magnitud por arriba de la curva base (caso 3 con el cascarón).

la dependencia del flujo con las variables  $\gamma$  y  $\epsilon$  cuando la componente trasera cambia: para el cascarón,  $F_\nu$  crece si  $\gamma$  y  $\epsilon$  lo hacen también, mientras que para el BM, éste aumenta con  $\epsilon$  y disminuye con  $\gamma$ .

Se concluye que la estructura del choque trasero es importante en las curvas de luz. Todas las simulaciones hechas en 1D presentan curvas de luz en la que la caída con el tiempo del flujo es lenta, una vez alcanzado el máximo  $F_\nu$  disminuye y se mantiene por arriba de la curva base, siendo esto más notable cuando la componente trasera es el cascarón.

Para las simulaciones en 2D el choque trasero se tomó como un BM frío debido a que resultó ser más estable numéricamente. Debe mantenerse en mente, sin embargo, que la estructura del choque trasero es importante. El efecto 2D se introdujo variando el ángulo de media apertura  $\theta_R$ , cuidando que  $\theta_R > 1/\Gamma_R$  para evitar efectos de expansión lateral del chorro, obteniendo así una evolución similar al caso 1D, en donde a medida que el sistema evoluciona, la componente trasera barre el material de la cola del BM de enfrente, se genera una onda de choque que empieza a propagarse dentro del chorro, ampliando la zona de interacción del choque trasero con el material del medio.

En general los picos en 2D son más altos que en 1D, con un “bump” además del máximo a  $t_{\text{obs}} \sim 110$  días que da pie a una caída del flujo inicialmente más lenta pero que finalmente disminuye mucho más que el caso 1D a tiempos tardíos y más cercana a la curva control. Debido a este decremento importante, se hizo un cálculo de  $\Delta F/F$  y  $\Delta t/t$  para las simulaciones en 2D siguiendo dos métodos: en el primero de ellos se consideró el intervalo temporal asociado al FWHM del pico; en el segundo, se hizo un ajuste de la curva tal siguiendo el método empleado por Chincarini et al. (2010) en donde se ajusta al pico una función que contiene el producto de dos exponenciales. Al comparar ambos conjuntos de valores obtenidos con los métodos discutidos anteriormente, puede verse que son similares entre sí lo cual habla de una consistencia de los métodos utilizados.

La variabilidad en las curvas de luz de la fase tardía de los GRBs se presenta en forma de incrementos suaves en el flujo y menos de un orden de magnitud en promedio. Comparando los resultados obtenidos con la variabilidad observada en la emisión tardía, se observa claramente que los resultados obtenidos no reproducen lo observado: los cambios obtenidos en la tesis son muy abruptos, rápidos y muy altos comparados con la variabilidad observada. Esto se asocia a la discontinuidad que está presente en el perfil de las variables entre el choque frontal y el trasero. Se piensa que suavizando al segundo choque, se obtendrán los incrementos suaves y más lentos en el flujo. En cuanto a la magnitud del incremento, la variedad de los valores observados se pueden reproducir variando la variable  $\epsilon$ .

Los resultados obtenidos se asemejan más a los destellos de rayos X. Éstos se observan en épocas tempranas del GRB en las que la onda de choque se mueve con factores de Lorentz de centenas. Dado que los  $\Gamma$ 's considerados en las simulaciones realizadas están por lo menos un orden de magnitud debajo de éstos y que los tiempos de observación de los picos en las curvas son mucho después que lo esperado para los destellos de rayos X, en un principio se diría que los resultados de la tesis no pueden asociarse a este fenómeno. Sin embargo, la interacción entre los choques está mediada por el factor de Lorentz relativo entre ellos, que a su vez depende únicamente de la variable  $\gamma$ . Por otra parte, dado que la emisión del sistema está dominada por la colisión de los choques, la presencia del MI puede ignorarse y en ese caso es posible encontrar un marco de referencia en el que el sistema estudiado sea equivalente a alguno en el que los factores de Lorentz sean del orden de centenas.

Un detalle que hay que tomar en cuenta es que los destellos de rayos X aparecen usualmente en las etapas tempranas de la emisión tardía del GRB, en donde el frente se está moviendo con velocidad constante por lo que la descripción del choque como un BM durante estas fases no resulta ser la más apropiada. Sin embargo, de considerarse válida ésta suposición, entonces el escenario de choques re-alimentados propuesto en esta tesis es capaz de generar incrementos en la curva de luz similares a los destellos de rayos X.

Se hizo una comparación de los puntos  $(\Delta t/t, \Delta F/F)$  obtenidos teóricamente con el método de Chincarini et al (2010) con aquellos por Margutti et al. (2011) en donde se incluyen los resultados de Chincarini et al. (2010) y Bernardini et al. (2011). Se encuentra que una consecuencia directa de aumentar o disminuir la energía relativa entre los choques es que éstos sufren una variación principalmente vertical en la figura: a medida que  $\epsilon$  aumenta,  $\log(\Delta F/F)$  también lo hace y  $\log(\Delta t/t)$  se vuelve ligeramente menor. Se tiene una variación temporal de los puntos también, con los cambios más notables obtenidos a medida que se modifica el ángulo de colimación del choque trasero:  $\theta_R$  más pequeño implica que los puntos se mueven hacia la izquierda del panel (a). Un efecto similar se obtiene variando el cociente de los factores de Lorentz  $\gamma$ : conforme éste disminuye,  $\log(\Delta t/t)$  aumenta y los puntos se mueven hacia la derecha (caso 5 en 2D).

Aunque con las condiciones iniciales consideradas no fue posible reproducir exactamente alguno de los puntos observados, los incrementos relativos obtenidos teóricamente son del orden de los reales, de manera que con una variación de los tres conjuntos de variables del sistema,  $\gamma$ ,  $\epsilon$  y  $\theta_R$ , sí sería posible reproducirlos, tanto para GRBs largos como para cortos.

Se hizo también una comparación de la forma de los destellos de rayos X teóricos con diez destellos observados y se obtuvo que el comportamiento en general de los picos teóricos es



consistente con el de los reales, reproduciendo en buena medida la caída de los picos. En la mayoría de los destellos elegidos se tienen problemas para reproducir los datos observados antes de que ocurran los destellos lo cual se asocia a que muchos de los destellos elegidos fueron observados en la etapa de decaimiento rápido que sigue a la emisión temprana del GRB, de manera que la pendiente de la curva de luz es mayor a la del sistema propuesto en la tesis <sup>2</sup>. Además de esto, en general, las subidas de los picos observados no eran tan abruptas como las teóricas. Mas, como ya se ha mencionado anteriormente, se piensa que suavizando la zona de contacto entre los choques se obtendrán incrementos más lentos y menos abruptos.

Cabe resaltar que uno de los destellos considerados, perteneciente al GRB largo 081102, fue muy bien modelado por una de las curvas teóricas obtenidas en este trabajo. Este destello presentaba un incremento en el flujo tan abrupto como el teórico y del mismo orden de magnitud. La caída del destello y la curva teórica coincidieron muy bien, con ésta última estando dentro de las barras de error de los puntos observados hasta tiempos  $t/t_{max} \approx 7$ , en donde  $t_{max}$  es el tiempo al que se alcanza el máximo del pico.

De manera que, con el sistema propuesto en esta tesis, es posible producir incrementos relativos en el flujo  $\Delta F/F$  y en el tiempo  $\Delta t/t$  del orden de aquellos calculados para los destellos de rayos X observados y reproducir en general, para tiempos  $t \gtrsim t_{max}$ , la morfología de los destellos de rayos X. Considerando esto, no se necesita que el motor central se mantenga encendido por periodos largos de tiempo, lo cual resuelve el problema que surge cuando se piensa que los destellos de rayos X son generados por choques internos de material emitido después de la emisión temprana.

Aún queda mucho trabajo por hacer y muchos caminos que explorar. Se vio que la estructura del choque trasero es importante y que impacta principalmente en qué tan pronunciados o “afilados” son los picos <sup>3</sup>. Sería interesante estudiar cómo es que éstos pueden redondearse y cuáles de las variables son las que tienen un efecto mayor en esto.

Otro aspecto importante a explorar es el impacto que tiene suavizar la zona de contacto entre los choques y corroborar la hipótesis propuesta en esta tesis de que se obtendrían subidas menos abruptas (más lentas). Habiendo estudiado este efecto, habrá que aplicarlo a los destellos de rayos X y a la variabilidad observada en la emisión tardía de los GRBs y probar si pueden reproducirse con mayor precisión.

La investigación puede complementarse también realizando un estudio del mismo sistema considerado en la tesis, con ambos choques alineados, pero con un observador que no se encuentre sobre el eje de simetría. Hacer esto podría generar cambios a la forma de los

<sup>2</sup> En el cual la radiación residual de la emisión temprana no se considera.

<sup>3</sup> Por lo menos con los dos perfiles considerados para las simulaciones en 1D.

picos y a los incrementos relativos temporales y en el flujo. Además, podrían realizarse simulaciones en 3D en donde sería posible hacer un estudio de un sistema en el que los choques no estén alineados y el efecto en la curva de luz que esto conlleva. Podría agregarse a esto y al caso 2D la interacción entre muchos choques.

Finalmente, el efecto de los campos magnéticos y su evolución podría incluirse, o una variación en los parámetros de la microfísica.

Sin duda, los GRBs siguen siendo un fenómeno en la naturaleza muy interesante, misterioso, que la ciencia irá descubriendo en los años por venir.



# Apéndice A

## El problema de Riemann en SRHD.

Al problema más sencillo de valor inicial con un dato inicial discontinuo se le denomina *problema de Riemann*. Si el sistema es un gas cuya evolución está dictada por las ecuaciones de Euler, entonces se conoce la solución exacta; dada su importancia en la resolución numérica de problemas hidrodinámicos mediante los denominados *métodos de Godunov* (tal como se discute en el capítulo 2), se describirá a continuación para el caso relativista en una dimensión (un tratamiento más detallado se puede encontrar en Martí & Müller 2003, Lora-Clavijo et al. 2013).

Consideramos un dato inicial de la forma:

$$u(x, 0) = \begin{cases} u^L & \text{si } x < x_0, \\ u^R & \text{si } x > x_0. \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Este tipo de problema, denominado *tubo de choque*, puede interpretarse físicamente como un gas contenido dentro de un tubo separado en dos regiones (con distintas densidades y presiones) por una membrana situada en  $x = x_0$ . A un cierto tiempo inicial, la membrana es removida y el gas en ambas cámaras comienza a mezclarse entre sí. Esto origina la formación de dos tipos de ondas, de choque y de rarefacción, que se mueven en direcciones opuestas<sup>1</sup>.

Dados los valores de las variables macroscópicas de  $u^L$  y  $u^R$  (los índices  $L$  y  $R$  denotan *izquierda* y *derecha* de la membrana respectivamente), pueden distinguirse cuatro casos en función del tipo de onda que se desplaza a cada lado de la membrana:

---

<sup>1</sup> Dependiendo de los valores de las variables termodinámicas en cada región se sabe cual onda se mueve hacia la izquierda y cual hacia la derecha de la membrana.

Relación entre variables $u^L$ y $u^R$ a $t = 0$ .	Onda propagándose a la izquierda.	Onda propagándose a la derecha.
$\rho^L > \rho^R$ $p^L > p^R$ $v^L = v^R$	Rarefacción	Choque
$\rho^L < \rho^R$ $p^L < p^R$ $v^L = v^R$	Choque	Rarefacción
$\rho^L = \rho^R$ $p^L = p^R$ $v^L < 0, v^R > 0$	Choque	Choque
$\rho^L = \rho^R$ $p^L = p^R$ $v^L > 0, v^R < 0$	Rarefacción	Rarefacción

TABLA A.1: Distintos casos que pueden darse en función del tipo de onda que se desplaza a cada lado de la membrana en un problema de Riemann.

Cualquiera que sea el caso, en general el sistema puede separarse en las siguientes zonas (Lora-Clavijo et al. 2013):

- Zona 1: El estado inicial izquierdo aún no ha sido influenciado por las ondas de choque o de rarefacción.
- Zona 2: Onda viajando hacia la izquierda.
- Zona 3: Región entre la onda moviéndose hacia la izquierda y la discontinuidad de contacto.

---

Discontinuidad de contacto.

---

- Zona 4: Región entre la discontinuidad de contacto y la onda moviéndose hacia la derecha.
- Zona 5: Onda viajando hacia la derecha.
- Zona 6: El estado inicial derecho aún no ha sido influenciado por las ondas de choque o de rarefacción.

Tal como se describió en la sección anterior,  $u^L$  y  $u^R$  pueden reescribirse como una combinación lineal de sus vectores característicos asociados  $v^L$  y  $v^R$  dada por la ecuación

2.28, de manera que la solución del sistema A.1 está dada por:

$$u(x, t) = \mathbb{R}v^L + \mathbb{R}v^R, \quad (\text{A.2})$$

$$= \sum_{i=1}^n v_i^L(x - \lambda^i t)r_i + \sum_{i=1}^n v_i^R(x - \lambda^i t)r_i, \quad (\text{A.3})$$

$$= \sum_{\lambda_i > (x-x_0)/t} v_i^L r_i + \sum_{\lambda_i < (x-x_0)/t} v_i^R r_i, \quad (\text{A.4})$$

que a su vez puede escribirse como:

$$u(x, t) = u^L + \sum_{\lambda_i < (x-x_0)/t} (v_i^R - v_i^L)r_i, \quad (\text{A.5})$$

$$= u^R + \sum_{\lambda_i > (x-x_0)/t} (v_i^R - v_i^L)r_i. \quad (\text{A.6})$$

La ecuación A.6 es la solución formal al problema de Riemann. Cabe hacer notar que a partir de ésta, es posible obtener las condiciones de Rankine-Hugoniot. Tomando la diferencia entre  $u^L$  y  $u^R$  se obtiene que:

$$u_i^R - u_i^L = (v_i^R - v_i^L)r_i, \quad (\text{A.7})$$

$$\Rightarrow \mathbb{A}(u_i^R - u_i^L) = \mathbb{A}(v_i^R - v_i^L)r_i, \quad (\text{A.8})$$

$$= (v_i^R - v_i^L)\mathbb{A}r_i, \quad (\text{A.9})$$

$$= \lambda^i(u_i^R - u_i^L), \quad (\text{A.10})$$

pero  $\mathbb{A}(u_i^R - u_i^L) = F^R - F^L$ , donde  $F^R$  y  $F^L$  son los flujos a la derecha e izquierda respectivamente, de manera que:

$$F^R - F^L = \lambda^i(u_i^R - u_i^L), \quad (\text{A.11})$$

que son las condiciones de *RH*.



# Bibliografía

- [1] D. Band, L. Ford, J. Matteson, B. Schaefer, D. Palmer, B. Teegarden, M. Briggs, W. Paciesas, and G. Pendleton. BATSE Observations of Gamma Ray Burst Spectral Evolution. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #182*, volume 25 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 924, May 1993.
- [2] R. D. Blandford and C. F. McKee. Fluid dynamics of relativistic blast waves. *Physics of Fluids*, 19:1130–1138, Aug. 1976.
- [3] S. E. Boggs and W. Coburn. Statistical Uncertainty in the Re-Analysis of Polarization in GRB021206. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Oct. 2003.
- [4] G. Chincarini, J. Mao, R. Margutti, M. G. Bernardini, C. Guidorzi, F. Pasotti, D. Giannios, M. Della Valle, A. Moretti, P. Romano, P. D’Avanzo, G. Cusumano, and P. Giommi. Unveiling the origin of X-ray flares in gamma-ray bursts. *MNRAS*, 406:2113–2148, Aug. 2010.
- [5] G. Chincarini, R. Margutti, J. Mao, F. Pasotti, C. Guidorzi, S. Covino, P. D’Avanzo, and Swift Italian Team. Flares in gamma ray bursts. *Advances in Space Research*, 43:1457–1463, May 2009.
- [6] G. Chincarini, A. Moretti, P. Romano, A. D. Falcone, D. Morris, J. Racusin, S. Campana, S. Covino, C. Guidorzi, G. Tagliaferri, D. N. Burrows, C. Pagani, M. Stroh, D. Grupe, M. Capalbi, G. Cusumano, N. Gehrels, P. Giommi, V. La Parola, V. Mangano, T. Mineo, J. A. Nousek, P. T. O’Brien, K. L. Page, M. Perri, E. Troja, R. Willingale, and B. Zhang. The First Survey of X-Ray Flares from Gamma-Ray Bursts Observed by Swift: Temporal Properties and Morphology. *ApJ*, 671:1903–1920, Dec. 2007.
- [7] F. De Colle. *Modelos de Chorros y Discos alrededor de estrellas jóvenes*. PhD thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, 2005.
- [8] F. De Colle, J. Granot, D. Lopez-Camara, and E. Ramirez-Ruiz. Gamma-Ray Burst Dynamics and Afterglow Radiation from Adaptive Mesh Refinement, Special Relativistic Hydrodynamic Simulations. *ApJ*, 746:122, Feb. 2012.



- 
- [9] F. De Colle, E. Ramirez-Ruiz, J. Granot, and D. Lopez-Camara. Simulations of Gamma-Ray Burst Jets in a Stratified External Medium: Dynamics, Afterglow Light Curves, Jet Breaks, and Radio Calorimetry. *ApJ*, 751:57, May 2012.
- [10] G. Drenkhahn and H. C. Spruit. Efficient acceleration and radiation in Poynting flux powered GRB outflows. *A&A*, 391:1141–1153, Sept. 2002.
- [11] B. Einfeldt. On Godunov-Type Methods for Gas Dynamics. *Numerical Analysis*, 25:294–318, 1988.
- [12] E. E. Fenimore and E. Ramirez-Ruiz. Redshifts For 220 BATSE Gamma-Ray Bursts Determined by Variability and the Cosmological Consequences. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Apr. 2000.
- [13] T. J. Galama. *Gamma-Ray Burst afterglows*. PhD thesis, University of Amsterdam, Dec. 1999.
- [14] N. Gehrels, E. Ramirez-Ruiz, and D. B. Fox. Gamma-Ray Bursts in the Swift Era. *ARA&A*, 47:567–617, Sept. 2009.
- [15] J. Granot. Scaling relations between numerical simulations and physical systems they represent. *MNRAS*, 421:2610–2615, Apr. 2012.
- [16] J. Granot, T. Piran, and R. Sari. Images and Spectra from the Interior of a Relativistic Fireball. *ApJ*, 513:679–689, Mar. 1999.
- [17] J. Granot, T. Piran, and R. Sari. Images, light curves and spectra of GRB afterglow. *A&AS*, 138:541–542, Sept. 1999.
- [18] J. Granot, T. Piran, and R. Sari. Synchrotron Self-Absorption in Gamma-Ray Burst Afterglow. *ApJ*, 527:236–246, Dec. 1999.
- [19] J. Granot and E. Ramirez-Ruiz. Jets and Gamma-Ray Burst Unification Schemes. *ArXiv e-prints*, Dec. 2010.
- [20] F. S. Guzman, F. D. Lora-Clavijo, and M. D. Morales. Revisiting spherically symmetric relativistic hydrodynamics. *ArXiv e-prints*, Dec. 2012.
- [21] K. Ioka, S. Kobayashi, and B. Zhang. Variabilities of Gamma-Ray Burst Afterglows: Long-acting Engine, Anisotropic Jet, or Many Fluctuating Regions? *ApJ*, 631:429–434, Sept. 2005.
- [22] S. Kobayashi, T. Piran, and R. Sari. Hydrodynamics of a Relativistic Fireball: The Complete Evolution. *ApJ*, 513:669–678, Mar. 1999.

- 
- [23] C. Kouveliotou, C. A. Meegan, G. J. Fishman, N. P. Bhat, M. S. Briggs, T. M. Koshut, W. S. Paciesas, and G. N. Pendleton. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *ApJLett*, 413:L101–L104, Aug. 1993.
- [24] C. Kouveliotou, R. A. M. J. Wijers, and S. Woosley. *Gamma-ray Bursts*. Nov. 2012.
- [25] P. Kumar and B. Zhang. The physics of gamma-ray bursts & relativistic jets. *Phys. Rep.*, 561:1–109, Feb. 2015.
- [26] D. Q. Lamb. The Distance Scale to Gamma-Ray Bursts. *PASP*, 107:1152, Dec. 1995.
- [27] T. Laskar, E. Berger, R. Margutti, D. Perley, B. A. Zauderer, R. Sari, and W.-f. Fong. Energy Injection in Gamma-ray Burst Afterglows. *ArXiv e-prints*, Apr. 2015.
- [28] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Feb. 2011.
- [29] F. D. Lora-Clavijo, J. P. Cruz-Perez, F. S. Guzman, and J. A. Gonzalez. Exact solution of the 1D Riemann problem in Newtonian and relativistic hydrodynamics. *ArXiv e-prints*, Mar. 2013.
- [30] M. Lyutikov. The electromagnetic model of gamma-ray bursts. *New Journal of Physics*, 8:119, July 2006.
- [31] M. Lyutikov and R. Blandford. Gamma Ray Bursts as Electromagnetic Outflows. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Dec. 2003.
- [32] A. I. MacFadyen and S. E. Woosley. Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in “Failed Supernovae”. *ApJ*, 524:262–289, Oct. 1999.
- [33] R. Margutti, G. Chincarini, J. Granot, C. Guidorzi, E. Berger, M. G. Bernardini, N. Gehrels, A. M. Soderberg, M. Stamatikos, and E. Zaninoni. X-ray flare candidates in short gamma-ray bursts. *MNRAS*, 417:2144–2160, Nov. 2011.
- [34] J. M. Marti and E. Muller. Numerical Hydrodynamics in Special Relativity. *Living Reviews in Relativity*, 6:7, Dec. 2003.
- [35] P. Meszaros. Gamma-Ray Bursts: Accumulating Afterglow Implications, Progenitor Clues, and Prospects. *Science*, 291:79–84, Jan. 2001.
- [36] P. Meszaros. Theories of Gamma-Ray Bursts. *ARA&A*, 40:137–169, 2002.
- [37] P. Meszaros and M. J. Rees. Optical and Long-Wavelength Afterglow from Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 476:232–237, Feb. 1997.

- [38] P. Meszaros, M. J. Rees, and R. A. M. J. Wijers. Viewing Angle and Environment Effects in Gamma-Ray Bursts: Sources of Afterglow Diversity. *ApJ*, 499:301–308, May 1998.
- [39] J. P. Norris, J. T. Bonnell, R. J. Nemiroff, J. D. Scargle, G. N. Pendleton, C. Kouveliotou, and G. Pizzichini. Time Dilation and Homogeneous, Soft-Spectrum GRBs. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 28 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1309, Dec. 1996.
- [40] P. T. O’Brien, R. Willingale, J. P. Osborne, and M. R. Goad. Early multi-wavelength emission from gamma-ray bursts: from gamma-ray to x-ray. *New Journal of Physics*, 8:121, July 2006.
- [41] B. Paczynski. How Far Away Are Gamma-Ray Bursters? *PASP*, 107:1167, Dec. 1995.
- [42] B. Paczynski. Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions? *ApJLett*, 494:L45–L48, Feb. 1998.
- [43] A. Panaitescu. Phases of Swift X-ray afterglows. *Nuovo Cimento B Serie*, 121:1099–1104, Oct. 2006.
- [44] A. Panaitescu and P. Meszaros. Dynamical Evolution, Light Curves, and Spectra of Spherical and Collimated Gamma-Ray Burst Remnants. *ApJ*, 526:707–715, Dec. 1999.
- [45] T. Piran. Towards Understanding Gamma-Ray Bursts. *ArXiv Astrophysics e-prints*, July 1995.
- [46] T. Piran. The physics of gamma-ray bursts. *Reviews of Modern Physics*, 76:1143–1210, Oct. 2004.
- [47] A. C. Raga and J. Canto. *The physics of interstellar medium*. 2012.
- [48] E. Ramirez-Ruiz and E. E. Fenimore. Pulse Width Evolution in Gamma-Ray Bursts: Evidence for Internal Shocks. *ApJ*, 539:712–717, Aug. 2000.
- [49] M. J. Rees and P. Meszaros. Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. *ApJLett*, 430:L93–L96, Aug. 1994.
- [50] S. Rosswog. Last Moments in the Life of a Compact Binary System: Gravitational Waves, Gamma-Ray Bursts and Magnetar Formation. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, volume 27 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 57–79, Mar. 2007.

- [51] M. Ruderman. Theories of gamma-ray bursts. In P. G. Bergman, E. J. Fenyves, and L. Motz, editors, *Seventh Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, volume 262 of *Annals of the New York Academy of Sciences*, pages 164–180, Oct. 1975.
- [52] G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. 1979.
- [53] R. Sari, R. Narayan, and T. Piran. Cooling Timescales and Temporal Structure of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 473:204, Dec. 1996.
- [54] R. Sari, T. Piran, and J. P. Halpern. Jets in Gamma-Ray Bursts. *ApJLett*, 519:L17–L20, July 1999.
- [55] R. Sari, T. Piran, and R. Narayan. Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJLett*, 497:L17–L20, Apr. 1998.
- [56] V. Schneider, U. Katscher, D. H. Rischke, B. Waldhauser, J. A. Maruhn, and C. D. Munz. New Algorithms for Ultra-relativistic Numerical Hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 105:92–107, 1993.
- [57] L. I. Sedov. *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. 1959.
- [58] G. Taylor. The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 201:159–174, Mar. 1950.
- [59] H. J. van Eerten and A. I. MacFadyen. Gamma-Ray Burst Afterglow Scaling Relations for the Full Blast Wave Evolution. *ApJLett*, 747:L30, Mar. 2012.
- [60] G. Vedrenne and J.-L. Atteia. *Gamma-Ray Bursts*. 2009.
- [61] M. Vietri. The Acceleration of Ultra-High-Energy Cosmic Rays in Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 453:883, Nov. 1995.
- [62] A. Vlasis, H. J. van Eerten, Z. Meliani, and R. Keppens. Two-shell collisions in the gamma-ray burst afterglow phase. *MNRAS*, 415:279–291, July 2011.
- [63] R. A. M. J. Wijers and T. J. Galama. Physical Parameters of GRB 970508 and GRB 971214 from Their Afterglow Synchrotron Emission. *ApJ*, 523:177–186, Sept. 1999.
- [64] R. A. M. J. Wijers, M. J. Rees, and P. Meszaros. Shocked by GRB 970228: the afterglow of a cosmological fireball. *MNRAS*, 288:L51–L56, July 1997.
- [65] B. Zhang. Gamma-Ray Bursts in the Swift Era. *CJAA*, 7:1–50, Feb. 2007.

- 
- [66] B. Zhang, Y. Z. Fan, J. Dyks, S. Kobayashi, P. Meszaros, D. N. Burrows, J. A. Nousek, and N. Gehrels. Physical Processes Shaping Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves: Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations. *ApJ*, 642:354–370, May 2006.
- [67] B. Zhang and P. Meszaros. Continuously-fed fireballs and signatures in gamma-ray burst afterglows. In S. Ritz, N. Gehrels, and C. R. Shrader, editors, *Gamma 2001: Gamma-Ray Astrophysics*, volume 587 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 195–199, Oct. 2001.
- [68] B. Zhang and P. Meszaros. Gamma-Ray Bursts with Continuous Energy Injection and Their Afterglow Signature. *ApJ*, 566:712–722, Feb. 2002.
- [69] B. Zhang and P. Meszaros. Gamma-Ray Bursts: progress, problems & prospects. *International Journal of Modern Physics A*, 19:2385–2472, 2004.
- [70] B. Zhang, P. Meszaros, and J. Wang. Some Recent Developments in  $\gamma$ -ray Burst Afterglows and Prompt Emission Models. In X. D. Li, V. Trimble, and Z. R. Wang, editors, *High Energy Processes and Phenomena in Astrophysics*, volume 214 of *IAU Symposium*, page 311, 2003.