



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE
HIDALGO

INSTITUTO DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS

**TÉRMINOS RADIATIVOS EN HIDRODINÁMICA
RELATIVISTA:
SIMULACIÓN NUMÉRICA DE BROTES DE RAYOS GAMMA**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS EN EL ÁREA DE FÍSICA

PRESENTA:

FRANCISCO JAVIER RIVERA PALEO

DIRECTOR DE TESIS:

DR. FRANCISCO S. GUZMÁN MURILLO



MORELIA MICH.

MARZO DE 2018

A Rosa Elena Paleo.

AGRADECIMIENTOS

Me gustaría comenzar agradeciendo a mis padres, Rosa Paleo y Javier Rivera, por el apoyo incondicional durante toda mi vida. A mi hermano, Victor, así como a todas mis tías y tíos por toda la ayuda que me ha dado.

A mi mentor, el Dr. Francisco S. Guzmán, por haber dirigido mi doctorado y por su infinita predisposición. A mis sinodales, Dr. José A. Cervera, Dr. Ulises Nucamendi, Dr. Alfredo Raya y Dr. Umberto Cotti, por haber leído mi tesis y darme valiosas sugerencias que me permitieron mejorarla.

A mis amigos, Miguel Gracia, Marco Bedolla, Mauricio Carrillo, José González, Guillermo Estrada e Iván Avilés, por todos los buenos momentos que hemos compartido dentro y fuera del IFM. A Jesús Rueda, Nancy Magaña, Ulises Silvano y Carlos López, por revisar y ayudarme a mejorar la primera versión de la tesis.

Al resto de compañeros de física computacional del IFM que en algún momento me hayan podido prestar su ayuda o dar algún consejo. Y en definitiva, a todos aquellos que estuvieron conmigo estos últimos 4 años.

Finalmente, a CONACyT por la beca que me otorgó durante mi doctorado. Sin todos los antes mencionados, este trabajo doctoral no existiría. Por todo, infinitas gracias.

Morelia MEX., 12 de marzo de 2018

ACRÓNIMOS

Todos los acrónimos utilizados a lo largo de la tesis son:

BAT Burst Alert Telescope

BATSE Burst and Transient Source Experiment

CF convergence factor

EoS equation of state

FS forward shock

GRB gamma-ray burst

HLLE Harten, Lax and van Leer and Einfeldt

IMEX implicit-explicit

MC monotonized central

llGRB low-luminosity gamma-ray burst

LGRB long gamma-ray burst

PM proto-magnetar

PNS proto-neutron star

RNA red neuronal artificial

RS reverse shock

SN supernova

TM Taub-Mathews

WR Wolf-Rayet

Índice general

Lista de figuras	IX
Lista de tablas	XI
Resumen	XIII
Abstract	XV
1. Introducción	1
1.1. Brotes de rayos gamma	1
1.1.1. Clasificación de GRBs	4
1.2. Modelos teóricos de GRBs	5
1.2.1. Radiación no-térmica: Bola de fuego	5
1.2.2. Radiación térmica	7
1.2.3. Modelos de progenitor	8
1.2.3.1. Modelo del Colapso	9
1.2.3.2. Protomagnetares	10
1.2.3.3. Supernovas	11
1.2.3.4. Colisión de sistemas binarios	13
1.3. Propósito y Metodología de la tesis	13
2. Métodos Numéricos	17
2.1. Hidrodinámica ideal con transporte de radiación	17
2.2. Volúmenes finitos	22
2.3. Esquema de reconstrucción de variables conservativas	24
2.3.1. Constante por trozos	24
2.3.2. Lineal por trozos	25
2.4. Resolvedor aproximado de Riemann	27
2.5. Evolución temporal según el método de líneas	28
2.5.1. Método explícito-implícito	28
3. Modelo de brotes de rayos gamma con un único choque ultrarelativista	33
3.1. Modelo teórico unidimensional	34

3.1.1.	Datos iniciales	34
3.1.2.	Opacidades	36
3.2.	Curvas de luz	37
3.2.1.	LGRBs Particulares	42
3.3.	Clasificación de curvas de luz	45
3.3.1.	Descripción del algoritmo de clasificación	46
3.3.2.	Resultados de la clasificación	48
3.3.2.1.	Resultados con señales generadas numéricamente	49
3.3.2.2.	Resultados con datos asociados a eventos de LGRBs	52
3.4.	Comentarios finales	54
4.	Propagación de jets a través de estrellas masivas	59
4.1.	Modelos de Progenitor	60
4.1.1.	El modelo numérico	60
4.2.	Opacidades	62
4.3.	Datos iniciales	64
4.4.	Evolución de los jets y sus curvas de luz	66
4.4.1.	LGRBs	66
4.4.1.1.	Escenario donde la presión del gas es dominante	67
4.4.1.2.	Escenario donde la presión de la radiación es dominante	73
4.4.2.	llGRBs	75
4.4.2.1.	Escenario donde la presión del gas es dominante	75
4.4.2.2.	Escenario donde la presión de la radiación es dominante	76
4.5.	Estudio de la resolución	82
4.6.	Comentarios finales	85
5.	Conclusiones y perspectivas	89
5.1.	Conclusiones	89
5.2.	Perspectivas	93
A.	Pruebas básicas	95
B.	Estructura característica del sistema hidrodinámico con transporte de radiación	107

Índice de figuras

2.1. Discretización del espacio-tiempo usando volúmenes finitos	23
2.2. Reconstrucción de variables constante por trozos	25
2.3. Reconstrucción de variables lineal por trozos	26
3.1. Curvas de luz medidas por varios detectores	37
3.2. Catálogo con diferentes tipos de curvas de luz	41
3.3. Curvas de luz de GRB 080413B y GRB 060904B	44
3.4. Máximo de la temperatura del fluido y la radiación	45
3.5. Muestreo del espacio de parámetros con refinamientos	47
3.6. Curva de luminosidad generada numéricamente para probar la clasificación	53
3.7. GRB 051111, GRB 060206, GRB 060904B, GRB 070318 y GRB 080413B	56
4.1. Perfiles de densidad de masa en reposo y presión del modelo 16TI	62
4.2. Densidad de masa en reposo a lo largo del eje z de los modelos 1, 2 y 3	68
4.3. Curvas de luz del modelo dominado por la presión del gas	69
4.4. Densidad de masa en reposo y el factor de Lorentz del modelo 3	70
4.5. Curvas de luz del modelo dominado por la presión de la radiación	71
4.6. Factor de Lorentz para los modelos 1, 2 y 3	72
4.7. Mapa de colores de la componente z del flujo de radiación	72
4.8. Evolución de la profundidad óptica para los modelos 2 y 3	74
4.9. Densidad de masa en reposo y el factor de Lorentz del modelo 4	77
4.10. Curvas de luz del modelo 4	78
4.11. Densidad de masa en reposo y el factor de Lorentz del modelo 5	79
4.12. Curvas de luz del modelo 5	80
4.13. Ángulo de apertura como función del tiempo para los modelos 4 y 5	81
4.14. Densidad de masa en reposo y campo vectorial del flujo de radiación para el modelo 5	83
4.15. Profundidad óptica τ para los modelos 4 y 5	84
4.16. Morfología de ρ para el modelo 3 usando tres resoluciones	85
4.17. Factor de convergencia de las curvas de luz	86
A.1. Choque fuerte no relativista al tiempo $t = 4000$	97

A.2. Choque fuerte medianamente relativista al tiempo $t = 3000$	97
A.3. Choque ultrarelativista al tiempo $t = 100$	99
A.4. Choque medianamente relativista al tiempo $t = 500$	100
A.5. Flujo ópticamente grueso, medianamente relativista al tiempo $t = 15$	101
A.6. Choque con alto factor de Lorentz al tiempo $t = 12$	102
A.7. Prueba de haz único al tiempo $t = 10$	103
A.8. Prueba de la sombra en $t = 10$	104
A.9. Prueba de la doble sombra en $t = 10$	105

Índice de tablas

3.1.	Factores de conversión entre unidades de código y unidades cgs.	38
3.2.	Parámetros iniciales de los choques para 18 experimentos numéricos	39
3.3.	Porcentaje de las clasificaciones correctas con 12 valores equidistantes . . .	49
3.4.	Porcentaje de las clasificaciones correctas con 16 valores equidistantes . . .	50
3.5.	Tiempo computacional medido en segundos para cada una de las RNAs . . .	50
3.6.	Porcentaje de clasificaciones correctas con $\gamma = 0.001$	51
3.7.	Porcentaje de clasificaciones correctas variando la tasa de aprendizaje γ . .	51
3.8.	Condiciones iniciales particulares	52
3.9.	Predicciones obtenidas con la RNA después de tres niveles de refinamiento	52
3.10.	Condiciones iniciales del modelo usado para generar las curvas de luz. . . .	55
4.1.	Parámetros iniciales de los modelos de jet	67
4.2.	Parámetros iniciales de los jets que evolucionan a través del progenitor . . .	75
A.1.	Valores iniciales de las pruebas numéricas del tubo de choque	96

RESUMEN

En la presente tesis se estudiaron los brotes de rayos gamma de larga duración (LGRB por su acrónimo en inglés, long gamma-ray bursts) mediante modelos numéricos que toman en cuenta la interacción de un fluido ideal con un campo de radiación térmico. Por lo tanto, los resultados se discuten en el marco de aquellos eventos que muestran brotes de emisión térmica. Brotes de este tipo han sido recientemente descubiertos debido a una desviación del modelo usual de LGRBs en su fase de emisión temprana, los cuales pueden ser generados a través de la interacción dinámica de un jet formado por un plasma relativista con el medio ambiente circundante en el cual se propaga.

Las ecuaciones utilizadas para modelar la emisión térmica asociada a LGRBs son las ecuaciones de Euler, relativistas, acopladas con los momentos de la ecuación de Boltzmann para transporte de fotones. Este conjunto de ecuaciones representa un sistema de leyes de conservación que, junto con la adición de dos ecuaciones de estado, evalúa propiedades macroscópicas del sistema, tales como: la densidad de masa en reposo, presión, velocidad y temperatura del fluido; así como la densidad de energía, flujo, presión y temperatura del campo de radiación.

El estudio numérico se dividió en dos etapas. (1) Se exploró la posibilidad de que un choque ultrarelativista unidimensional, que se propaga en un medio externo estratificado, pueda generar brotes de rayos gamma. Para comprobar o refutar esta hipótesis, se calculó numéricamente la luminosidad de los choques en término de las propiedades macroscópicas de fluido y de un campo de radiación térmico. Finalmente, las luminosidades calculadas numéricamente se confrontan con datos observacionales de cinco LGRBs. (2) Se estudiaron jets bajo la suposición de que los brotes de rayos gamma están dados por interacciones entre fotones y electrones del tipo: libre-libre, ligado-libre, y ligado-ligado, con dispersión Thomson relativista. En este modelo se presentan simulaciones numéricas tridimensionales de jets propagándose a través de: (i) un medio externo estratificado y (ii) una estrella progenitora. Los resultados obtenidos muestran que los jets que se propagan en el medio estratificado presentan luminosidades en el rango $10^{50} - 10^{54}$ erg/s, concordando con las luminosidades observadas para LGRBs. Por otro lado, las luminosidades obtenidas de los jets que se propagan a través de su estrella progenitora presentan luminosidades en el rango de $10^{46} - 10^{49}$ erg/s, las cuales se han observado en eventos de GRBs con baja luminosidad. **PALABRAS CLAVE:** LGRBs, lGRBs, opacidad, radiación, temperatura.

ABSTRACT

In the present thesis, we have studied the emission of the long duration gamma ray bursts (LGRB) through numerical models that take into account the interaction of an ideal fluid with a thermal radiation field. Therefore, the results discussed in this thesis are in the context of those events that show thermal emission. Bursts of this type have recently been discovered due to a deviation from the standard model of LGRBs in their early emission phase. These emissions can be generated through the dynamic interaction of a jet, formed by a relativistic plasma, with the surrounding environment in which it propagates.

The equations used to model the thermal emission associated with LGRBs are the relativistic Euler equations, coupled with the moments of the Boltzmann equation for the transport of photons. This set of equations represents a system of conservation laws that, along with two equations of states, evaluates macroscopic properties of the system such as: rest-mass density, pressure, velocity, and temperature of the fluid, as well as density of energy, flux, pressure and temperature of the radiation field.

We have divided the numerical study into two stages. First, we explore the possibility that a one-dimensional ultra-relativist shock, which propagates in a stratified external environment, can generate gamma-ray emissions. In order to check or refute this hypothesis, we calculated numerically the luminosity of the shocks in terms of the macroscopic properties of the fluid and a thermal radiation field. Finally, those luminosities were compared with observational data from five LGRBs sources. Secondly, we have studied ultra-relativist jets under the assumption that the gamma-ray emission is given by interactions between photons and electrons of the type: free-free, free-bound, and bound-bound, with a relativistic correction to the Thomson dispersion. In this model numerical simulations in three spatial dimensions are presented for two different scenarios in which the jet propagates: (1) a stratified external medium and (2) a progenitor star. The outcomes obtained show that the jets that propagate in the stratified medium is that they present luminosities in the range $10^{50} - 10^{54}$ erg/s, agreeing in this way with the luminosities observed for LGRBs. On the other hand, the luminosities obtained from the jets that propagate through their progenitor star present luminosities in the range of $10^{46} - 10^{49}$ erg/s, which have been observed in GRBs events with low luminosity.

KEYWORDS: LGRBs, llGRBs, opacity, radiation, temperature.

Capítulo 1

Introducción

Con el propósito de averiguar la verdadera naturaleza y el origen de los brotes de rayos gamma (GRBs, acrónimo en inglés de gamma-ray bursts*) se ha recorrido ya un largo camino en el estudio de su fenomenología, desde la detección del primer evento. En este capítulo se proporcionará un breve resumen de los hechos que se han aprendido con el paso del tiempo, enfocándose en los mecanismos que generan estos eventos cósmicos, sus estrellas progenitoras y su medio externo circundante, así como las preguntas que aún están abiertas. En particular, una de estas preguntas sin resolver servirá de motivación para realizar la investigación científica expuesta en la presente tesis, a saber, ¿pueden los rayos gamma ser producidos por procesos térmicos?.

1.1. Brotes de rayos gamma

Los brotes de rayos gamma son emisiones de alta energía que han sido observados en galaxias distantes, los cuales cubren un amplio rango del espectro electromagnético. Los intensos destellos de radiación gamma aparecen como emisiones instantáneas de fotones de alta energía, del orden de keV-GeV, los cuales duran desde unas decenas de milisegundos hasta varios minutos. Los GRBs llegan esporádicamente a la tierra desde fuentes localizadas a distancias cosmológicas del universo. La radiación emitida en este tipo de eventos se divide en dos partes: (1) La fase de emisión temprana que se registra entre las bandas de keV-MeV y dura entre unos pocos milisegundos a unos cuantos minutos. (2) La fase de postluminiscencia, en la cual la radiación emitida va desde rayos X hasta las ondas de radio y puede durar desde varios minutos hasta varias horas.

Los GRBs fueron descubiertos en 1967 por el satélite norteamericano llamado VELA, sin embargo, fue hasta 1973 que se publicó la detección de 16 eventos de GRBs [Klebesadel

*Con el fin de usar la misma notación usada en literatura especializada en GRBs, todos los acrónimos de esta tesis vienen del inglés.

et al. 1973]. Desde entonces se ha hecho un esfuerzo para mejorar la sensibilidad de los instrumentos de medición. En 1991, se pusieron en funcionamiento dos detectores a bordo del telescopio Compton Gamma Ray: EGRET (acrónimo en inglés de Energetic Gamma Ray Experiment Telescope), el cual es sensible a fotones en un rango de $\sim 30\text{MeV} - 30\text{GeV}$ y BATSE (acrónimo en inglés de Burst and Transient Source Experiment), sensible a fotones en el rango de $\sim 25\text{keV} - 2\text{MeV}$. Este último cuenta con un sistema de alarmas que, luego de minutos, avisa a los telescopios terrestres para que analicen la fase de postluminiscencia del GRB detectado.

Gracias a las observaciones hechas por BATSE se han identificado dos tipos de GRBs, a saber: GRBs largos (LGRBs, acrónimo en inglés de Long GRBs) y SGRBs cortos (SGRBs, acrónimo de Short GRBs), en los cuales la fase de emisión temprana tiene una duración mayor y menor que 2 s, respectivamente [Kouveliotou et al. 1993]. La duración total de cada evento está dada mediante el parámetro T_{90} , el cual se define como el intervalo de tiempo sobre el cual el 90 % del flujo total es detectado, el intervalo comienza (finaliza) cuando el 5 % (95 %) del flujo total ha sido observado. Las observaciones realizadas por BATSE brindaron información para establecer la abundancia de cada tipo de GRB a partir de la tasa de detección. Mientras que los LGRBs se detectan a una tasa aproximada de uno por día, los SGRBs son detectados a una tasa de 0.3 por día. Por otra parte, se ha observado que las fuentes de GRBs no se repiten en el mismo sitio [Meegan E. P., et al., 1995].

A pesar de todos estos avances, el origen (cosmológico o galáctico) de los GRBs todavía era un tema de debate a mediados de los noventa. Los resultados de BATSE parecían favorecer a los modelos que teorizaban el origen cosmológico, pero no se confirmaron hasta la llegada del satélite BeppoSAX, lanzado en 1996, el cual mejoró la precisión en la ubicación de GRBs en 4 minutos de arco. Además, dicho satélite permitió la detección de la primer postluminiscencia en múltiples longitudes de onda, la cual ya había sido predicha en [Mészáros & Rees (1997)]. Este importante descubrimiento fue realizado cuando se analizaron los datos del evento GRB 970228 en el cual se detectó una emisión en la banda del ultravioleta [Costa et al. 1997]. La naturaleza cosmológica de dicho evento fue confirmada cuando los observatorios terrestres estudiaron la contraparte óptica, infiriendo con ella un corrimiento al rojo extragaláctico de $z = 0.695$ [Bloom et al. 2001, Frail et al. 1997].

Las observaciones de la fase de postluminiscencia han permitido determinar distancias entre un observador terrestre y las fuentes de GRBs, así como detectar las galaxias donde se originaron estos eventos. Las fuentes de LGRBs se han identificado en galaxias con altas tasas de formación de estrellas. La baja luminosidad y espectro de esas galaxias indican bajas masas y metalicidades del orden del 10 % la del sol, en zonas donde el corrimiento al rojo z es menor a uno, ésto parece favorecer la formación de estrellas masivas con baja metalicidad. Lo cual sugiere que esas estrellas son progenitores de GRBs [Savaglio et al. 2009].

Otro logro notable durante los noventa fue la detección de la supernova (SN) SN 1998bw (una supernova del tipo Ic) detectada dentro de las barras de error del evento GRB 980425 [Galama et al. 1998]. La simultaneidad de ambos eventos plantea una posible conexión entre GRBs y SNe, lo cual podría proporcionar pistas importantes sobre la naturaleza de los GRBs. Desde entonces se han descubierto más asociaciones entre GRBs y SNe [Iwamoto et al. 2000, Hjorth et al. 2003, Campana et al. 2006, Mazzali et al., 2006, Pian et al. 2006, Soderberg et al. 2006, Kaneko et al. 2006, Starling et al. 2011, Cano et al. 2011, Fan et al. 2011, Margutti et al. 2013], evidenciando la vinculación de estos dos eventos. El modelo teórico basado en el colapso del núcleo de una estrella masiva a un agujero negro rodeado por un disco de acreción, apoya la asociación entre LGRB y SN [Woosley 1993, Paczynski, MacFadyen & Woosley 1999]. Sin embargo, la tasa de detecciones de GRBs son mucho menores que la de las detecciones de SN, por lo menos en un factor de 100 [Woosley & Bloom 2006], lo que sugiere que los GRBs deben cumplir condiciones muy especiales en el sistema de progenitor para generar ambos eventos a la vez. En la sección 1.2.3 se discutirán dichas condiciones.

Al comienzo del año 2000, los satélites HETE-2 y Swift tomaron la delantera en la exploración de GRB [Gehrels et al. 2004]. Estos satélites incorporaron más de un instrumento para monitorear los brotes de radiación gamma y frecuencias más bajas provenientes del espacio exterior. Mientras HETE-2 llega a medir frecuencias de rayos X, Swift detecta desde rayos X hasta el visible. La detección de estas frecuencias permite un seguimiento rápido de la fase de postluminiscencia [Fox et al. 2003]. Swift está equipado con varios instrumentos que ubican el estallido con una precisión de 3 minutos de arco: El sensor BAT (Burst Alert Telescope) tiene un rango de sensibilidad de 15 – 150 keV, el cual inicia el proceso de detección, posteriormente el sensor XRT (X-Ray Telescope) comienza automáticamente la búsqueda de la fase de postluminiscencia en un rango de sensibilidad de 0.2 – 10keV y finalmente se activa el sensor UVOT (Ultra-Violet/Optical Telescope) con un rango de sensibilidad de 170 – 600nm.

Uno de los objetivos principales de Swift fue la detección temprana de la fase de postluminiscencia, esto se logró gracias a la alta sensibilidad de los sensores XRT y BAT, los cuales se activan y se alinean en la línea de visión del sensor BAT con un retraso de alrededor de un minuto. Al menos la mitad de las observaciones de la fase de postluminiscencia de rayos X han demostrado que la transición entre las fases de brotes de rayos gamma y postluminiscencia es continua [Gehrels et al. 2009]. Swift también es capaz de detectar GRBs con corrimientos al rojo elevados, formadas en el Universo primitivo. Por ejemplo, el evento GRB 090429B es el más lejano que se conoce con un corrimiento al rojo de $z = 9.4$ [Cucchiara et al. 2011]. Por su parte, HETE-2 realizó el primer descubrimiento de la primera postluminiscencia en la banda visible del evento GRB 050709, el cual es un GRB de corta duración [Villaseñor et al. 2005].

Posteriormente, el telescopio Fermi extendió la ventana espectral hasta $\sim 300\text{GeV}$. Este nuevo satélite trajo consigo resultados sorprendentes, pues se detectó que las emisiones mayores a $\sim 100\text{MeV}$ se producen después de un retraso de unos pocos segundos con respecto a las emisiones menos energéticas ($\sim 5\text{keV} - 10\text{MeV}$) las cuales duran hasta $\sim 10^3\text{s}$, es decir, alrededor de dos órdenes de magnitud más que la de este último. Este hecho sugirió que las emisiones mayores a 100MeV provienen de una radiación tipo sincrotrón [Kumar & Barniol 2009, Ghisellini et al. 2010].

Las misiones espaciales SVOM y UFFO están en camino y aportarán más información acerca de la fase de postluminiscencia [Park et al. 2013, Paul et al. 2011] o mediciones de polarización [Produit et al. 2005], que junto con las observaciones hechas en tierra a frecuencias más bajas darán una mejor comprensión de la fenomenología de estos eventos [ALMA Partnership et al. 2015]. Por el momento, hay evidencia que apunta a que los GRBs se propagan a través de jets relativistas altamente colimados que se formaron en el núcleo de estrellas masivas a punto de colapsar o en sistemas binarios en proceso de colisión. Sin embargo, todavía hay muchas preguntas abiertas acerca de los GRBs, en particular relacionadas con su formación, composición y procesos de emisión dominantes. A continuación, se dará un resumen de la situación actual en torno a la fenomenología de GRBs, mencionando las principales teorías sobre el origen y naturaleza de éstos. Estas teorías se han ido formulando a lo largo de los años gracias a las observaciones hechas por satélites durante los últimos 51 años, al igual que los modelos numéricos que se han ido construyendo para inferir y explicar propiedades físicas de estos eventos.

1.1.1. Clasificación de GRBs

Como se dijo anteriormente, el estudio de la duración de la fase de emisión temprana mostró la existencia de dos clases de GRB, los llamados SGRBs y LGRBs. Gracias a que Swift demostró que las distribuciones de corrimiento al rojo de ambas clases de GRB son diferentes, estos eventos han sido asociados a diferentes tipos de progenitor [Gehrels et al. 2009]. Otra fuerte evidencia proviene de las galaxias asociadas a los progenitores. Los brotes largos se asocian a regiones de alta formación estelar en galaxias espirales con baja masa y baja metalicidad. Por otro lado, los brotes cortos parecen estar asociadas a regiones con baja tasa de formación de estrellas caracterizada por masas grandes y una alta metalicidad. Estos hallazgos sugieren fuertemente que el colapso de estrellas masivas son progenitores de los brotes largos y la colisión de dos objetos compactos (agujeros negros o estrellas de neutrones) los progenitores de los brotes cortos [Berger 2014, Eichler et al. 1989, Nakar 2007].

Dentro de la diversidad de GRBs, uno de los casos más extremos son los llamados ultra LGRBs de una duración típica del orden de miles de segundos. El evento GRB 111209A,

con una duración de 25000 s, es un ejemplo [Gendre et al. 2013]. Se piensa que los brotes ultra largos se originan en el colapso de una estrella azul supergigante de baja metalicidad, la cual se encuentra en rápida rotación [Gendre et al. 2013, Levan et al. 2014]. También, se ha propuesto que algunos ultra LGRB pueden ser generados en sistemas binarios en proceso de colisión, tales como: un agujero negro y una estrella super masiva. En este escenario la formación de un sistema agujero negro-disco de acreción se produce de manera natural tras la colisión, dando lugar a emisiones de rayos gamma muy duraderas gracias a la gran cantidad de masa existente en el sistema [Greiner et al. 2015, Levan et al. 2014].

Durante el colapso de una estrella masiva puede originarse también lo que se conoce como explosión de supernova. En este escenario, las capas más externas de la estrella no llegan a colapsar y son expulsadas al exterior en forma muy energética, aunque con menor intensidad que los de LGRBs. A estos nuevos eventos se les conoce como GRBs de baja luminosidad (llGRBs, acrónimo en inglés low luminosity GRBs). Las evidencias observacionales son las que han llevado a asociar estos llGRBs con SNe del Tipo Ib e Ic, la cual afianza el modelo del colapso de una estrella masiva ya que ambos fenómenos pueden generarse en el mismo sistema progenitor [Bromberg et al. 2011]. Por otro lado, se ha observado que en explosiones de SN se tiene una componente térmica en su espectro de emisión [Campana et al. 2006], lo cual difiere del comportamiento observado en los GRBs típicos. Es importante resaltar que en esta tesis no se estudiarán los GRBs de ultra larga ni de corta duración.

1.2. Modelos teóricos de GRBs

1.2.1. Radiación no-térmica: Bola de fuego

En modelo teórico estándar capaz de explicar el origen y evolución de GRBs es el llamado “bola de fuego”, el cual propone que parte de la energía interna de un conjunto de electrones, positrones, fotones y bariones que se mueven con una velocidad relativista, se convierte en energía cinética [Cavallo & Rees 1978, Paczynski 1986, Goodman et al. 1986, Shemi & Piran 1990]. La energía cinética se disipa en choques internos y puede ser emitida en forma de radiación. La presión generada por la radiación expande la bola de fuego, permitiendo que la parte frontal de ésta interactúe dinámicamente con el medio interestelar produciéndose de esta manera un choque externo [Sari & Piran 1995, Piran 1999].

Los modelos de choques internos y externo fueron introducidos de manera independiente por varios autores [Cavallo & Rees 1978, Paczynski 1986, Goodman et al. 1986, Shemi & Piran 1990], sin embargo ambas teorías son combinadas hoy en día para explicar la emisión no térmica de los GRBs en sus fases de emisión temprana y postluminiscencia [Sari & Piran 1995]. De acuerdo con estos modelos, la radiación gamma se produce por choques

internos, mientras la energía liberada más tarde en la fase de postluminiscencia es debido al choque externo. El escenario de choques internos fue propuesto para explicar la alta variabilidad temporal, no lograda por el modelo de choque externo. Dicho modelo propone que un “motor central” eyecta intermitentemente capas de material a velocidades aleatorias. Si alguna de las capas internas se mueve a mayor velocidad que una capa externa, esta última será alcanzada por la primera [Rees & Mészáros 1994], induciendo la formación de un par de choques que están separados por una discontinuidad, llamada, de contacto: el choque delantero (FS, acrónimo de forward shock) y el choque reverso (RS, acrónimo de reverse shock). El FS avanza hacia el medio circundante, mientras que el RS se mueve hacia el interior del motor central. Con la acción combinada de ambos, FS y RS, la energía cinética de la bola de fuego se puede convertir en energía térmica de los electrones, la cual será emitida en la fase de postluminiscencia. El radio estimado al que esto sucede es $\sim 10^{16} - 10^{17}$ cm [Sari & Piran 1995].

Regresando a la bola de fuego, todos los fotones dentro de ella interactúan con las demás partículas antes de escapar al exterior. Sin embargo, los fotones pueden quedar atrapados si el camino libre medio es mucho menor al tamaño de la bola de fuego. La región donde esto sucede se conoce como ópticamente gruesa y está delimitada por la fotósfera, definida como la ubicación donde la profundidad óptica** es igual a la unidad. En la fotósfera los fotones son dispersados por última vez antes de escapar libremente a la región ópticamente delgada. Las dispersiones que ocurren dentro de la región ópticamente gruesa acoplan fuertemente los fotones con la materia, imponiendo así un equilibrio térmico local entre la radiación y la materia. La bola de fuego es ópticamente delgada a una distancia de $\sim 10^{12}$ cm [Piran 1999].

De la alta variabilidad en la morfología de las curvas de luz en un intervalo de tiempo del orden de una decena de milisegundos, $\Delta t \sim 10$ ms, se deduce que el radio de la fuente de los GRBs es $R = c\Delta t \sim 3 \times 10^7$ cm [Paczynski & Rhoads 1993]. Desde el punto de vista teórico, a esta distancias el medio se encuentra en una región ópticamente gruesa, por lo que un observador externo, en principio, no podría ver ningún fotón. Este hecho representa una contradicción ya que los GRBs son observados desde la Tierra. Este problema fue resuelto considerando un expansión relativista de la bola de fuego con factores de Lorentz (W) superiores a 100. De esta manera el radio de la región emisora está dada por $R = cW^2\Delta t$, aumentándola en un factor W^2 , concordando así con la distancia de la región ópticamente delgada. Si el factor de Lorentz es menor a 100 la radiación gamma quedará atrapada, dando lugar a ‘GRBs fallidos’ [Xu et al. 2012].

** La profundidad óptica se define como $\tau = \int (\rho\chi^t + \rho\chi^s) ds$, donde ρ es la densidad de masa en reposo, χ^t es la opacidad asociadas a la emisión térmica y χ^s la opacidad de dispersión. Cuando $\tau > 1$ el sistema está en una región ópticamente gruesa, mientras que para $\tau < 1$ la región es ópticamente delgada.

La evidencia observacional sugiere que la bola de fuego se propaga a través del medio externo en forma de flujos bipolares, es decir, flujos emitidos en ambos polos de su sistema progenitor, los cuales son llamados jets y presentan un alto grado de colimación. El argumento más convincente a favor de los jets colimados está relacionado con el ángulo de apertura medio del jet, θ_j , el cual se define como el ángulo formado entre el eje axial del jet y alguna de sus fronteras laterales. Debido a los efectos relativistas Doppler y de aberración, el flujo radiado se transmite a un cono que tiene un ángulo de apertura $\theta_j \sim 1/W$, donde W es el factor de Lorentz del jet. Si W es alto, el observador solo podrá ver una pequeña región de la fuente. Mientras que si W disminuye, una región más grande de la fuente será visible. Este efecto se refleja en una disminución monótona del flujo observado, ya que la superficie emisora es más grande. Si la fuente se expandiera con simetría esférica, el decaimiento del flujo se mantendría constante. Si embargo, si el ángulo de apertura del jet es de un tamaño θ finito, el flujo radiado decae más rápido que el caso esférico una vez que el factor de Lorentz decae por debajo de $1/\theta$ ($\theta_j > \theta$), es decir, se presenta una ruptura en el decaimiento constante. Esta ruptura se observa simultáneamente en todas las frecuencias de la fase de postluminiscencia de muchas curvas de luz observadas, y son conocidas en la literatura como rupturas acromáticas. Las rupturas acromáticas sugieren jets colimados en lugar de flujos que se expanden esféricamente [Frail et al. 2001].

La emisión de rayos gamma es principalmente de carácter no térmico, es decir, no depende de la temperatura de las partículas presentes en los jets. En particular, las observaciones se ajustan razonablemente bien a leyes de potencias, lo cual indica que la radiación es producida por una población de partículas que están siendo aceleradas (no térmicamente). La generación de esta radiación no térmica se puede explicar mediante el modelo de choques internos y externos [Piran 1999]. Igual que la bola de fuego, los jets en su interacción con el medio circundante generan un choque delantero y un choque reverso. Tales choques pueden acelerar partículas una vez que éstas cruzan de uno a otro lado de los choques.

1.2.2. Radiación térmica

Si bien los procesos de radiación de la bola de fuego son del tipo no térmico, hay evidencias observacionales que prueban la existencia de eventos donde la radiación térmica es dominante [Campana et al. 2006, Starling et al. 2011, Cano et al. 2011]. Gracias a los satélites Swift y Fermi ha sido posible identificar de manera clara una componente térmica en la fase de emisión temprana de un gran número de GRBs. De hecho, esta componente se extiende a la fase de postluminiscencia de algunos de ellos, ya que el mejor ajuste de los espectros observados consiste en un componente de cuerpo negro añadido a una ley de potencias.

Los primeros eventos que mostraron una componente térmica en las bandas de rayos

X y óptico son: GRB 060218, cuya duración fue de 2100 s [Campana et al. 2006] y GRB 100316D con una duración mayor a 1300 s [Starling et al. 2011, Cano et al. 2011]. Ambos con una energía isotrópica de $E_{\text{iso}} \sim 4 \times 10^{49}$ erg y con una temperatura relativamente constante en el rango de 0.1 – 0.2 keV. Estos eventos entran en la categoría de lGRBs. Un tercer evento con una componente térmica es el GRB 090618 cuya energía, tiempo de duración y temperatura fueron $E_{\text{iso}} \sim 2.5 \times 10^{53}$ erg, 113 s y 1 ± 0.3 keV, respectivamente [Page 2011]. Este último evento muestra que la componente térmica no está restringida a lGRBs. En el año 2012 se publicó que la detección del GRB 101219B presenta propiedades espectrales similares a las del GRB 090618 en la banda de rayos X, lo que demuestra que la componente térmica se puede observar en un amplio rango de energías [Starling et al. 2012]. Otro GRB interesante es el GRB 101225A, el cual mostró una fase de postluminiscencia con una fuerte componente térmica tanto en la banda de rayos X como en la del rango visible [Thone et al. 2011, Levan et al. 2014].

Todos los GRBs antes mencionados se han asociado al colapso del núcleo de supernovas. Los eventos GRB 0602218 y GRB 100316D fueron confirmados espectroscópicamente, mientras que GRB 090618 y GRB 101225A por medio de fotometría. Esto sugiere que el origen de la señal térmica en estos GRBs podría surgir a partir de la interacción del jet generado por el colapso gravitacional de su progenitor con el medio circundante [Campana et al. 2006, Waxman et al. 2007, Soderberg et al. 2008, Nakar & Sari 2012, Nakar 2015, Irwin & Chevalier 2016].

1.2.3. Modelos de progenitor

La fenomenología actual es compatible con la existencia de, al menos, dos clases diferentes de GRB: LGRB y SGRB. Cada uno de los cuales probablemente esté relacionado con diferentes progenitores [Horváth 1998 & 2002, Mukherjee et al. 1998, De Ugarte Postigo et al. 2011]. Las escalas de tiempo típicas de ambos eventos limitan el tamaño del sistema, mientras que los LGRBs son indicativos de explosiones generadas por estrellas en las cuales hay suficiente masa disponible para emitir radiación por un largo periodo de tiempo. Además, el número creciente de supernovas del tipo Ib/c asociado a LGRB apuntan a estrellas masivas como únicos progenitores. Por otro lado, los SGRBs sugieren sistemas más compactos tales como colisiones de dos estrellas de neutrones o una estrella de neutrones con un agujero negro [Paczynski 1986, Goodman et al. 1986, Eichler et al. 1989, Narayan et al. 1992, Berger 2014]. Independientemente del escenario, el remanente de todas las colisiones de binarias será un objeto compacto: probablemente un agujero negro o incluso un proto-magnetar (PM). A continuación se discutirán estos modelos.

1.2.3.1. Modelo del Colapso

En la actualidad, el paradigma dentro del cual se explica el origen de la mayoría de los LGRB es el modelo del colapso [Woosley 1993, MacFadyen & Woosley 1999]. Este modelo básicamente asume que los jets de GRBs son generados por el colapso de una estrella masiva, la cual se encuentra rotando [Woosley 1993]. El colapso gravitatorio del núcleo de hierro de una estrella masiva cumple dos de los requisitos para albergar el motor central de un LGRB. En primer lugar, la escala de tiempo dinámica del colapso es del orden de décimas de segundo y en segundo lugar, la energía liberada es del orden de $\sim 10^{51}$ erg. En este modelo, un agujero negro resulta del colapso del núcleo de la estrella progenitora, la que se rodea por un disco de acreción con forma toroidal, creando así un jet relativista. Los núcleos estelares con un momento angular específico, $j \sim 10^{16} \text{cm}^2/\text{s}$, en el núcleo de hierro son más favorecidos para formar un disco de acreción y luego un jet LGRB [MacFadyen & Woosley 1999]. Mantener este momento angular específico en el núcleo de las estrellas masivas es difícil debido a la acción del momento magnético y la eyección de vientos estelares. Para aminorar el problema, las estrellas de baja metalicidad se han considerado tradicionalmente como precursoras del colapso gravitacional ya que tienen una baja tasa de pérdida de masa [Woosley & Heger 2006]. Entre las estrellas masivas, las estrellas Wolf-Rayet (WR) se consideran los progenitores más probables debido a que son las más compactas con un radio entre $\sim 10^9 - 10^{11}$ cm, mientras que las estrellas como las supergigantes rojas, cuyo radio es del orden de $\sim 10^{13}$ cm, son inconsistentes con los datos observacionales [Campagna et al. 2006].

Existen tres variantes del modelo de colapso:

- Colapsos tipo I, consisten en una protoestrella de neutrones (PNS, acrónimo de proto-neutron star) que colapsa a un agujero negro sin lanzar una explosión de supernova.
- Colapsos tipo II, consisten en una explosión de supernova exitosa sin que ésta logre expulsar todo el helio ni elementos más pesados [MacFadyen et al. 2001], lo anterior provoca una reimplosión de la materia en la PNS. Esto conduce a la formación de un agujero negro con una tasa de acreción de 1 – 2 órdenes de magnitud menor que en los colapsos del tipo I.
- Colapsos tipo III, en este colapso la PNS no se forma y el progenitor colapsa directo a un agujero negro masivo [Heger et al. 2003]. Inicialmente se puede producir una explosión que solamente es capaz de expulsar una pequeña fracción de las capas superficiales de la estrella progenitora, dejando atrás una gran parte de la materia estelar para formar un disco de acreción [Woosley & Heger 2012].

Si bien aún no se sabe con exactitud la masa que deben tener las estrellas progenitoras para la formación de un agujero negro en los colapsos tipo I y II, hay evidencia que sugiere que las masas están por encima de $40 M_{\odot}$ para el tipo I, mientras que para el tipo II

en el rango de $20 - 40 M_{\odot}$ [Fryer 1999]. Siendo las estrellas de helio los candidatos más viables para liberar jet relativistas. Los candidatos para colapsos del tipo III son estrellas simples y binarias, con baja metalicidad, así como estrellas cuya masa oscila en un rango de $\sim 100 - 140 M_{\odot}$. La escala de tiempo de colapso es del orden de días a meses, lo que lleva a eventos largos con luminosidades del orden de 10^{47} erg/s [Woosley & Heger 2012]. Se cree que los colapsos del tipo I y II pueden generar LGRB estándar y que los colapsos del tipo III pueden generar ultra LGRB. Entre las restricciones más importantes que debe cumplir cualquier tipo de modelo de progenitor de LGRB es la ausencia de hidrógeno en el progenitor (como se supone en el modelo de colapso tipo I). Además, los colapsos tipo III tienen la energía más alta disponible debido a que sus progenitores son los más masivos.

Se han llevado a cabo muchos estudios numéricos que investigan la propagación de jets relativistas a través de su estrella progenitora, en [Aloy et al. 2000, De Colle et al. 2012, MacFadyen & Woosley 1999, Mizuta et al. 2006 & 2013, Mizuta & Aloy 2009, Morsony et al. 2007, Mizuta et al. 2011, Nahakura et al. 2011 & 2012, Lazzati et al. 2013, López-Cámara et al. 2013, Zhang et al. 2003, Zhang et al. 2004] se considera una aproximación puramente hidrodinámica. Mientras que en [Bromberg et al. 2016, Obergaulinger & Aloy 2017] se consideran aproximaciones usando modelos de magnetohidrodinámica ideal y en [Cuesta-Martínez et al. 2015, De Colle et al. 2017, Rivera-Paleo & Guzmán 2016, Rivera-Paleo & Guzmán 2017] hidrodinámica con transporte de radiación. En dichos trabajos se asume que el motor central canaliza una fracción de la energía gravitacional sobre los polos del objeto compacto recién nacido, generando así un jet relativista que abre camino a través del interior estelar hasta que llega a las afueras de la estrella progenitora. Como se ha demostrado mediante las simulaciones numéricas antes mencionadas, el jet penetra en el manto estelar y rompe la superficie estelar, emergiendo un jet colimado. Estos estudios numéricos están basados principalmente en el marco del modelo de bola de fuego donde los elementos de plasma caliente y la radiación están, inicialmente, en equilibrio térmico local y se propagan a velocidades cercanas a las de la luz. Los jets son capaces de alcanzar factores de Lorentz mayores a 100 cuando salen de la estrella progenitora [Tchekhovskoy et al. 2008]. Los choques internos y externos disipan parte de su energía cinética en energía térmica y no térmica de las partículas. La radiación generada por estas partículas es finalmente emitida, observándose de esta manera todas fases de un GRB. En general, los choques internos se consideran responsables de la fase de emisión temprana, mientras que la fase de postluminiscencia se cree que es generada por los choques externos. Finalmente, las observaciones indican que los colapsos gravitacionales que generan GRBs se encuentran a distancias donde el corrimiento al rojo es $z > 1$ [Bromberg et al. 2013].

1.2.3.2. Protomagnetares

En la mayoría de los casos, el colapso del núcleo de una estrella primero conduce a la formación de un PNS (colapsos del tipo I y II), si la energía de rotación de una estrella es

mayor que la energía de unión de su capas estelares se podría formar un PNS fuertemente magnetizado que gira rápidamente después de una explosión de supernova. La amplificación del campo magnético inicial del progenitor es un tema de debate muy activo y no existe consenso sobre cuál es el mecanismo dominante que lo amplifica. Entre las más aceptadas, está el efecto dínamo, la inestabilidad magneto-rotacional, la magneto-convección y la compresión adiabática. Cualquiera que sea el mecanismo de amplificación del campo magnético, el modelo de proto magnetar requiere de campos magnéticos superiores a 10^{15} G para liberar energías que concuerden con las observaciones de LGRB. Estos campos magnéticos sólo se pueden obtener si el período de giro del PNS es del orden de 1 ms, por esta razón, también se les conoce como “magnetares de milisegundos” [Usov 1992, Thompson 1994, Blackman & Yi 1998, Wheeler et al. 2000, Zhang & Mészáros 2001, Thompson et al. 2004, Bucciantini et al. 2007, 2008, & 2009, Metzger et al. 2007, Metzger et al. 2011]. La energía de rotación disponible en un magnetar es del orden de 10^{52} erg [Lattimer & Prakash 2001]. Dicha energía contribuye a la explosión de SN si ésta es extraída y transmitida magnéticamente a un jet colimado que se propaga dentro y fuera de la estrella. Un punto a favor de este escenario es que la energía y las escalas de tiempo inferidos de los vientos de protomagnetares son compatibles con los observados en las explosiones de GRBs.

1.2.3.3. Supernovas

Una alternativa para el modelo del colapso gravitacional fue considerada por [Vietri & Stella 1998 & 1999] en su modelo de supernovas (SNe), las cuales son explosiones violentas asociadas con la muerte de las estrellas. Observacionalmente se han identificado dos tipos de SNe: las tipo I se caracterizan por la ausencia de líneas de hidrógeno en sus líneas de emisión y las tipo II que presentan hidrógeno en su análisis espectral.

Las supernovas observadas que acompañan a GRBs han sido catalogadas del tipo Ib e Ic, las cuales han perdido sus capas de hidrógeno (Ib) y helio (Ic) antes de la explosión. Se cree que sus progenitores son estrellas con masas superiores a $10M_{\odot}$ [Gaskell et al. 1986]. Este modelo de progenitor de GRBs ha generado varias críticas, entre ellas, que algunos evento de SNe y GRBs no han sido detectados simultáneamente. Sin embargo, como señalan [Guetta & Granot 2003], el tiempo de retraso entre la detección SN-GRB puede abarcar desde unos cuantos minutos hasta varios días. Esta amplia gamma de retrasos puede reconciliar las detecciones casi simultáneas de SNe con GRBs así como con casos en los que no se observa una contraparte de SN junto con un evento GRB [Woosley & Bloom 2006].

La asociación GRB-SN generalmente se ha confirmado en corrimientos al rojo $z \leq 0.1$, donde la supernova asociada se vuelve visible después de alrededor del día 10 [Guetta & Granot 2003]. La primera vez que se detectó una asociación de este tipo fue para los eventos GRB 980425-SN 1998bw [Galama et al. 1998]. Sin embargo, en el 2010 los eventos

GRB 101219B-SN 2010ma fueron observados con un corrimiento al rojo $z = 0.55$ [Sparre et al. 2011]. En algunos eventos confirmados tienen GRBs clasificados como de baja luminosidad ya que muestran luminosidades isotrópicas en el rango $\sim 10^{46} - 10^{48}$ erg/s (comparados con valores típicos de $\sim 10^{50} - 10^{53}$ erg/s para LGRB) [Hjorth 2013]. Además de ser menos luminosos que los LGRBs típicos, los llGRBs también parecen ser menos energéticos que los LGRB estándar, con energías isotrópicas dos o tres órdenes de magnitud menores que los LGRBs, es decir, $10^{48} - 10^{49}$ erg/s [Bromberg et al. 2011]. Hasta la fecha, el número de eventos observados que se han confirmado espectroscópicamente apenas excede la decena [Modjaz et al. 2016]. Sin embargo, hay indicios observacionales (no confirmados) que apuntan a la posibilidad de que los llGRBs sean aproximadamente iguales a los LGRBs [Coward 2005, Cobb et al. 2006, Pian et al. 2006, Soderberg et al. 2006, Liang et al. 2007, Guetta & Della Valle 2007, Fan et al. 2011]. Los llGRBs pueden generarse con jets relativistas que se propagan a través de su estrella progenitora o incluso con jets “fallidos”, los cuales quedan parcialmente atrapados en la envoltura estelar [Bromberg et al. 2011].

Los modelos de colapso, supernova y protomagnetar, son compatibles con la existencia de asociaciones GRB-SN. Aunque es muy difícil obtener evidencia observacional directa a favor de uno u otro, se ha argumentado que la cota superior de energía observada en los eventos GRB-SN es del orden de $\sim 2 \times 10^{52}$ ergs, lo cual apoya al modelo de supernovas puesto que puede explicar tanto LGRBs como llGRBs [Mazzali et al., 2014]. Por otra parte, este orden de magnitud en la energía favorece a la presencia de un magnetar como motor central ya que la energía de rotación disponible en dicho objeto es del mismo orden [Mazzali et al., 2014]. El trabajo hecho en [Greiner et al. 2015] apoya el modelo del magnetar basado en el análisis realizado en la observación de un evento de SN superluminoso asociado al ultra luminoso GRB 111209A.

Muchos eventos GRB-SN han mostrado una componente de radiación térmica “inusual” en sus fases de postluminiscencia en las bandas de rayos X y el visible [Thone et al. 2011]. Las observaciones en los últimos diez años apuntan hacia esta dirección. En particular, el evento GRB 060218 asociado a la supernova SN 2006aj ha mostrado una componente térmica en los rayos X y en el visible [Campana et al. 2006]. Más aún, el análisis de las observaciones sugiere que el progenitor es una estrella WR. El hecho de que los GRBs se hayan asociado a SNe del tipo Ib/c juega a favor del modelo del colapso y apunta hacia las estrellas WR con masas superiores a $10M_{\odot}$ como los candidatos más probables a progenitores [Woosley 1993, Kumar & Zhang 2015]. Además, las estrellas WR pueden generar vientos que favorecen la pérdida de la envoltura externa de hidrógeno (e incluso del helio) [Heger et al. 2003].

Sin embargo, no está claro si las estrellas WR son los progenitores de SNe que generen GRBs, ya que las SN del tipo Ib/c podrían originarse también en sistemas binarios con

estrellas progenitoras de masa $20M_{\odot}$. Las fuerzas de marea originadas por la interacción binaria permiten perder las capas de hidrógeno y helio de manera natural. Este escenario podría tener lugar en la mayoría de los progenitores de SN del tipo Ib/c ya que tales masas parecen ser más consistentes que las de estrellas masivas WR [Eichler et al. 2013]. Por otra parte, en [Modjaz et al. 2016] se analizaron los espectros ópticos de las SNe del tipo Ib/c concluyendo que los sistemas binarios son los candidatos más probables a progenitores de SNe del tipo Ib/c.

1.2.3.4. Colisión de sistemas binarios

Otro escenario plausible para producir LGRBs es la fusión de un sistema binario formado por una estrella con un núcleo de helio y una estrella de neutrones [Fryer & Woosley 1998, Zhang & Fryer 2001, Barkov & Komissarov 2010 & 2011]. Este tipo de binarias atraviesa una fase en su evolución que se conoce como de envoltura común. La estrella de neutrones se ve envuelta por las capas externas (compuestas principalmente de hidrógeno) de la estrella masiva, las cuales son expulsadas debido a las fuerzas de marea ejercidas por la estrella de neutrones, la cual comienza a acretar material de la estrella masiva mientras está cayendo en espiral sobre el núcleo de helio. Una vez la estrella de neutrones se fusiona con el núcleo de helio puede formar un sistema agujero negro-disco de acreción que daría lugar a la emisión de rayos gamma durante un largo periodo de tiempo, los cuales se propagan en forma de un jet alineado con el eje de rotación del sistema. La principal ventaja de este modelo es que produce, de manera natural, una capa de hidrógeno que ha sido expulsada por la estrella masiva y que a su vez puede termalizar el sistema. La interacción del jet con esta envoltura de hidrógeno es la que se espera que origine la emisión térmica.

En el contexto de jets que son accionados magnéticamente, se ha argumentado que los sistemas binarios que implican una estrella WR y un remanente compacto podrían sostener largos períodos de acreción de hasta $\sim 10^4$ s que pueden explicar la componente de rayos X en las curvas de luz observadas por Swift [Barkov & Komissarov 2010 & 2011].

1.3. Propósito y Metodología de la tesis

Investigar la dinámica de jets relativistas producidos por los objetos compactos formados por el colapso de una estrella masiva es en el propósito de este trabajo que se enfoca principalmente en los efectos dinámicos que resultan de la emisión térmica, la cual es producida por la interacción del jet con el medio interestelar. Los efectos dinámicos de dicha interacción son cuantificados a través del flujo radiado y, como consecuencia, en las curvas de luz que, en principio, se pueden contrastar con las observaciones de eventos astrofísicos como GRBs. Este estudio ha sido motivado por el trabajo [Campana et al. 2006, Thone et al. 2011] en el cual se muestra la existencia de GRBs cuyo espectro de emisión está dominado

por una componente térmica y posteriormente en [Cuesta-Martínez et al. 2015, Cuesta-Martínez et al. 2015] se estudió numéricamente este tipo de radiación.

La principal contribución de este trabajo al conocimiento actual de GRBs dominados por una componente térmica es la construcción de curvas de luz a través de un esquema numérico donde el campo de radiación térmica está completamente acoplado a la dinámica del fluido. Ésto no solamente permite calcular curvas de luz más realistas, sino también dar una estimación de cuánta densidad de energía de radiación es necesaria para que un evento de GRB ocurra exitosamente. Por otra parte, también es posible dar una mejor aproximación de la temperatura que tiene el fluido y la radiación, lo cual permite, en principio, calcular las tasas de enfriamiento en este tipo de eventos.

El modelo numérico usado en esta tesis ha sido construido bajo ciertas aproximaciones. En primer lugar, se ha supuesto que tanto interior de la estrella progenitora como los medios circundantes pueden modelarse como un fluido ideal. Como sugiere el modelo de la bola de fuego, en el interior de la estrella el fluido puede ser considerado ópticamente grueso, lo que proporciona el acoplamiento fuerte entre las componentes del plasma y el campo de radiación. Esta aproximación es suficiente para considerar al sistema en equilibrio térmico local. Sin embargo, esta condición cambia durante la evolución del sistema, específicamente en el régimen ópticamente delgado cuando el jet emerge de las capas externas del progenitor, donde la radiación se propaga sin interactuar fuertemente con la materia.

Bajo la suposición de que el fluido es un gas ideal, éste puede tratarse como un plasma neutro de protones y electrones, lo que permite describir la composición química del sistema en función de un único parámetro que es uniforme en todo el modelo. De esta manera se reduce la complejidad de los interiores estelares y del medio circundante ya que en realidad éstos están compuestos por diferentes metales además de hidrógeno y helio. Con ello también se está despreciando cualquier tipo de efecto debido a la generación de reacciones nucleares. Por otra parte, el campo de radiación se trata bajo la aproximación de cuerpo gris en la cual la absorción, emisión y dispersión son uniformes para todas las longitudes de onda, es decir, son independientes de la frecuencia. En esta aproximación la temperatura también es independiente de la frecuencia. Respecto a las opacidades que conforman las diferentes capas de la estrella progenitora se han emulado sin tomar en cuenta sus correspondientes contribuciones cuánticas. Aun así, la proporción de la abundancia relativa de hidrógeno respecto a elementos más pesados es tomada en cuenta para realizar los cálculos de la emisión térmica. El medio circundante se asume compuesto de materia con perfiles de densidad y de presión que siguen una ley de potencia ($\rho, p \sim r^{-2}$).

Como ecuación de estado (EoS) para el fluido, se ha usado la aproximación Taub-Mathews (TM) que introduce un índice adiabático efectivo dependiente de la temperatura que distingue entre regiones “calientes”(relativistas) y “frías”(no relativistas). Un punto

importante a tener en cuenta es que la EoS TM sólo es válida si se pueden despreciar los efectos debidos a la presión de radiación, la degeneración de electrones y la física de neutrinos. Con el fin de analizar los escenarios en los cuales la presión de radiación es dominante, también se ha usado la EoS conocida como “ley gamma” con un índice adiabático $4/3$. Para cerrar las ecuaciones que describen el campo de radiación, se ha usado la ecuación de cerradura de mínima entropía, conocida como M1, la cual describe el campo de radiación en los regímenes ópticamente grueso y delgado.

Este trabajo no se centra en el mecanismo de formación del jet sino en cómo éste es propagado a través de su estrella progenitora y el medio circundante. Por lo tanto, en las simulaciones numéricas, el jet se inyecta de manera *ad hoc* tras imponer condiciones de flujo entrante en una boquilla ubicada en una las fronteras del dominio numérico, caso contrario a las fronteras restantes donde se han impuesto condiciones de flujo saliente.

Aún con todas las aproximaciones ya mencionadas, el modelo numérico utilizado en esta tesis es superior al modelo estándar utilizado en simulaciones de jets de GRBs, el cual es puramente hidrodinámico ó hidrodinámico con transporte de radiación agregado en una etapa de postproceso. Desde un punto de vista teórico, en las simulaciones hidrodinámicas con transporte de radiación hay dos variables clave en el modelado del sistema, estas son: la densidad de masa en reposo del fluido y la densidad de energía de radiación del campo de radiación, las cuales tienen un impacto en la profundidad óptica del fluido y la presión de radiación, respectivamente [Mihalas & Mihalas 1984]. De acuerdo con lo anterior, el campo de radiación no afecta significativamente la dinámica de los fluidos, siempre que la profundidad óptica esté en el régimen ópticamente delgado o en el caso en que la presión del fluido domine sobre la de la radiación. En este caso, la radiación agregada al sistema en una etapa de postprocesamiento de las simulaciones numéricas es una buena aproximación ya que se puede suponer que los fotones son emitidos sin interactuar significativamente con el fluido. En el caso contrario, en el régimen ópticamente grueso o en el escenario en que la presión de radiación domine, el efecto del campo de radiación no se puede despreciar ya que el momentum y la energía de los fotones afectan significativamente la dinámica del fluido. En este caso la radiación y el fluido se retroalimentan mutuamente.

En vista de lo anterior, y bajo el supuesto de que la radiación transportada por los jets de GRBs va desde una región ópticamente gruesa a una región ópticamente delgada, se espera que el acoplamiento del campo de radiación y el fluido durante la evolución sea una mejor aproximación que el postprocesamiento o la hidrodinámica pura. Lo cual hace que el modelo numérico usado en este trabajo esté dentro del estado del arte actual en relación con las simulaciones de jets de GRBs.

Como se ha visto en las secciones anteriores, las observaciones recientes apuntan hacia una componente térmica dominante en eventos de GRBs. En esta investigación se asume

que los procesos dominantes responsables de la emisión térmica son las transiciones: (1) **Libre-libre**, la cual ocurre cuando un electrón libre que se mueve cerca de un átomo ionizado es acelerado o desacelerado por medio de una absorción o emisión de un fotón, respectivamente. Se llama libre-libre porque el electrón que estaba inicialmente libre continúa así después de la absorber o emitir un fotón. (2) **Ligado-libre** es el proceso mediante el cual un electrón que inicialmente estaba ligado a un átomo, es liberado de él después de que este átomo absorbe un fotón del campo de radiación. (3) **Ligado-ligado** en esta transición un electrón ligado a un átomo baja o sube a otro nivel de energía después de haber emitido o absorbido un fotón. (4) **Dispersión de electrones** es la interacción entre fotones y electrones sin intercambio de energía, es decir, el fotón dispersado tendrá la misma energía antes y después de la interacción. En este contexto, los electrones que constituyen el plasma emiten radiación térmica a medida que aceleran/desaceleran cuando interactúan con los átomos ionizados.

Esta dinámica del fluido con transporte de radiación está descrita por un conjunto de ecuaciones diferenciales parciales cerradas con dos ecuaciones de estado, una para el fluido y otra para la radiación. Para resolverlas se ha optado por usar métodos numéricos basados en las técnicas de volúmenes finitos, donde la parte temporal de las ecuaciones se separará de la discretización espacial la cual se trata de manera independiente. El problema básico para resolver la discretización espacial reside en la solución del conocido problema de Riemann que consiste en la interacción de dos fluidos con diferentes estados físicos que dan lugar a la aparición de discontinuidades. Se programó un código que resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica con transporte de radiación térmica, el cual fue desarrollado dentro del grupo de relatividad numérica del IFM.

El contenido posterior de la tesis tiene el siguiente orden: los métodos numéricos usados en la implementación se describen en el capítulo 2. En el capítulo 3 se explora la posibilidad de que un simple choque relativista (unidimensional) pueda ajustar curvas de luz asociadas con LGRBs, así como los métodos numéricos necesarios para clasificar las condiciones iniciales que dieron lugar a dichos ajustes. En el capítulo 4 se presentan simulaciones numéricas (tridimensionales) de jets, los cuales se propagan a través de dos diferentes medios: (1) un medio estratificado y (2) dentro y fuera de una estrella progenitora. Finalmente, las conclusiones generales y algunas perspectivas de esta tesis se presentan en el capítulo 5. Como material suplementario, en los apéndices A y B se presentan las pruebas numéricas que validan el código en los regímenes ópticamente grueso/delgado y la estructura característica de las ecuaciones implementadas en dicho código, respectivamente.

Capítulo 2

Métodos Numéricos

En este capítulo se exponen los métodos numéricos usados en la construcción del código que permite estudiar los brotes de rayos gamma. El esquema numérico será descrito en el seno de la hidrodinámica ideal con transporte de radiación en el regimen de relatividad especial, en tres dimensión espaciales.

2.1. Hidrodinámica ideal con transporte de radiación

La evolución del sistema se modela como un fluido ideal inmerso en el campo de radiación. Por lo tanto el tensor de energía-momento tiene dos términos:

$$T^{\alpha\beta} = T_m^{\alpha\beta} + T_r^{\alpha\beta}. \quad (2.1)$$

El primer término de la Ec. (2.1) es el tensor de energía-momento de un fluido perfecto

$$T_m^{\alpha\beta} = \rho h u^\alpha u^\beta + P g^{\alpha\beta}, \quad (2.2)$$

donde $g^{\alpha\beta}$ es la métrica del espacio-tiempo, u^α es la cuadrivelocidad de los elementos del fluido, ρ , $h = 1 + \epsilon + P/\rho$, ϵ y P son la densidad de masa en reposo, entalpía específica, energía interna específica y presión del fluido, respectivamente. La presión del gas está relacionada con ρ y ϵ a través de una ecuación de estado usualmente escrita como $p = p(\rho, \epsilon)$. El caso más simple considera la aproximación de un gas ideal, llamada “ley gamma”, dada por $P = \rho\epsilon(\Gamma - 1)$, donde Γ es el índice adiabático del gas. Esta ecuación de estado puede tratar, por separado, las regiones frías donde el fluido se mueve a velocidades subrelativistas ($\Gamma = 4/3$) y las regiones calientes donde los choque fuertes tienen lugar ($\Gamma = 5/3$). Sin embargo, dado que las regiones físicas frías y calientes pueden coexistir en el mismo sistema, puede ser necesario considerar una ecuación de estado más realista donde Γ pueda variar entre estas diferentes regiones.

Afortunadamente, hoy en día se puede usar una aproximación más precisa que la ecuación de estado con un Γ específico: la ecuación de estado TM [Mignone et al. 2005]. Introduciendo primero una cantidad termodinámica proporcional a la temperatura, $\Theta = p/\rho$, la entalpía específica se puede escribir como función de esta cantidad como

$$h = \frac{5}{2}\Theta + \sqrt{\frac{9}{4}\Theta^2 + 1}. \quad (2.3)$$

Resolviendo para la presión se obtiene explícitamente la ecuación TM, la cual es:

$$p = \frac{\rho}{2} (5h - \sqrt{9h^2 + 16}). \quad (2.4)$$

Con la ecuación de estado TM se puede definir un índice adiabático efectivo:

$$\Gamma_{\text{ef}} = \frac{h - 1}{h - 1 - \Theta}, \quad (2.5)$$

el cual está entre 4/3 y 5/3, por lo que se distingue entre regiones relativistas (calientes) y regiones no relativistas (frías) respectivamente.

El segundo término de la Ec. (2.1) describe el campo de radiación y está dado por

$$T_r^{\alpha\beta} = (E_r + P_r)u^\alpha u^\beta + F_r^\alpha u^\beta + u^\alpha F_r^\beta + P_r g^{\alpha\beta}, \quad (2.6)$$

donde el cero-ésimo, primero y segundo momento de radiación están asociados a la densidad de energía de radiación E_r , flujo de radiación F_r^α y presión de radiación P_r respectivamente. La interacción entre el campo fluido y el campo de radiación se da a través de los coeficientes de absorción, emisión y dispersión de los fotones. Estos coeficientes están dados por [Mihalas & Mihalas 1984]

$$G_r^\alpha = \frac{1}{c} \int (\chi I - \eta) n^\alpha dv d\Omega, \quad (2.7)$$

donde η es el coeficiente de emisividad, χ es el coeficiente de opacidad, n^α es la dirección de propagación de los fotones y G_r^α es la quadri-fuerza de radiación. En adelante se supondrá una dispersión isotrópica y coherente, es decir, los coeficientes de emisividad térmica y opacidad se relacionan a través de la ley de Kirchhoff. Por lo tanto, el fluido y el campo de radiación están en equilibrio térmico local y los coeficientes de opacidad son independientes de la frecuencia que obedecen la aproximación de “cuerpo-gris” [Mihalas & Mihalas 1984]. Bajo dichas suposiciones, los términos fuente G_r se escriben en forma covariante como

$$G_r^\alpha = \chi^t (E_r - 4\pi B) u^\alpha + (\chi^t + \chi^s) F_r^\alpha, \quad (2.8)$$

aquí $\chi^t = \kappa^t \rho$, $\chi^s = \kappa^s \rho$, donde los κ^s son los coeficientes de opacidad. El superíndice t

indica la opacidad térmica y s la opacidad relacionada con la dispersión, estas opacidades son independientes de la frecuencia. $B = \frac{1}{4\pi} a_r T_{\text{fluid}}^4$ es la función de Planck, T_{fluid} es la temperatura del fluido y a_r es la constante de radiación. Por lo tanto, las ecuaciones que rigen la evolución del sistema son:

$$\nabla_\alpha(\rho u^\alpha) = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla_\alpha T^{\alpha\beta} = 0, \quad (2.10)$$

$$\nabla_\alpha T_r^{\alpha\beta} = -G_r^\beta. \quad (2.11)$$

Debido a que se tiene un número de variables del campo de radiación mayor al número de ecuaciones asociadas a la radiación, es necesario encontrar una ecuación que complete el sistema de ecuaciones. Usualmente esta relación de cerradura está dada de la forma $P_r^{ij} = P_r^{ij}(E_r, F_r^k)$ [Mihalas & Mihalas 1984]. La relación más simple de cerradura es aquella que trata al campo de radiación como isotrópico. Esta aproximación es conocida como aproximación de Eddington que solamente es válida en el régimen ópticamente grueso, donde la radiación y la materia están fuertemente acopladas. En esta aproximación el tensor de presión de radiación tiene la forma [Mihalas & Mihalas 1984]

$$P_r^{ij} = \frac{1}{3} E_r \delta^{ij}. \quad (2.12)$$

Para resolver las ecuaciones numéricamente, se ha elegido un espacio-tiempo de Minkowski en tres dimensiones espaciales con coordenadas Cartesianas ya que los jets de GRBs que se estudiarán se propagarán a través de progenitores que no son compactos. Por tanto, los efectos de su campo gravitacional son despreciables. Finalmente, bajo todas esas suposiciones, el sistema de ecuaciones (2.9-2.11) se puede escribir en una forma de balance de flujos $\partial_t \mathbf{U} + \partial_i \mathbf{F}^i = \mathbf{S}$, donde $\mathbf{U}$ es el vector de las variables conservadas que está dado en función de las variables primitivas $\mathbf{p} = (\rho, v_i, \epsilon, P, E_r, F_r^i, P_r)$, $\mathbf{F}^i$ son los flujos y $\mathbf{S}$ los términos fuente dados por

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} D \\ S_i \\ \tau \\ (S_r)_i \\ \tau_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho h W^2 v_i \\ \rho h W^2 - P - \rho W \\ (E_r + P_r) W^2 v_i + W F_r^i (v_i + 1) \\ (E_r + P_r) W^2 + 2 W v_i F_r^i - P_r \end{bmatrix}, \quad (2.13)$$

$$\mathbf{F}^i = \begin{bmatrix} v_i D \\ \rho h W^2 v_i v_j + P \delta_{ij} \\ \rho h W^2 v_i \\ (E_r + P_r) W^2 v_i v_j + W(F_r^i v_j + F_r^j v_i) + P_r \delta_{ij} \\ (S_r)_i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ (G_r)_i \\ G_r^0 \\ -(G_r)_i \\ -G_r^0 \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

donde W es el factor de Lorentz y v^i es la velocidad i -ésima. En la aproximación de Eddington, la inversión de las variables primitivas del campo de radiación $(E_r, (F_r)_i)$ se pueden escribir como un conjunto de ecuaciones algebraicas, las cuales no dependen de las variables primitivas hidrodinámicas $(\rho, P^{i,j}$ y $v_i)$, y se pueden resolver como:

$$E_r = -3 \frac{W^2}{1 + 2W^2} [2(S_r)_k v_k + \tau_r (1/W^2 - 2)], \quad (2.15)$$

$$(F_r)_i = \frac{(S_r)_i}{W} - \frac{4}{3} E_r W v_i - F_r^0 v_i, \quad (2.16)$$

donde

$$F_r^0 = \frac{W}{1 + 2W^2} [-4\tau_r (W^2 - 1) + (4W^2 - 1)(S_r)_k v_k]. \quad (2.17)$$

Siguiendo la aproximación de Eddington, la cuadrifuerza de radiación G_r^α puede escribirse en términos de las variables conservativas como [Roedig et al. 2012]

$$G_r^0 = -W[\chi^t a_r T_{\text{fluid}}^4 + \tau_r (2\chi^s (1 - \frac{3}{1 + 2W^2}) - \chi^t) + (S_r)_k v_k (\chi^t + \chi^s (\frac{3}{1 + 2W^2} - 2))], \quad (2.18)$$

$$(G_r)_i = -\chi^t a_r T_{\text{fluid}}^4 v_i W + \frac{\chi^t + \chi^s}{W} (S_r)_i + \tau_r W v_i [\chi^t (1 - \frac{4}{1 + 2W^2}) + 2\chi^s (\frac{1}{1 + 2W^2} - 1)] + (S_r)_k v_k W v_i [\chi^t (\frac{2}{1 + 2W^2} - 1) + \chi^s (2 - \frac{1}{1 + 2W^2})]. \quad (2.19)$$

El campo de radiación en el régimen ópticamente delgado requiere una suposición más general. Un esquema que permite una descripción del campo de radiación en regímenes tanto ópticamente gruesos como delgados es la aproximación de mínima entropía llamada cerradura M1 [Levermore 1984, Dubroca & Feugeas 1999, González et al. 2007]. La cerradura M1 proporciona una mejor aproximación que la de Eddington para el campo de radiación,

ya que describe tanto el límite de difusión como el límite de transmisión libre donde la energía de radiación se propaga a la velocidad de la luz. Esta aproximación está dada por

$$P_r^{ij} = \left(\frac{1-\zeta}{2} \delta_{ij} + \frac{3\zeta-1}{2} \frac{f^i f^j}{|f|^2} \right) E_r, \quad (2.20)$$

donde $f^i = F_r^i / cE_r$ es el flujo radiativo reducido y $\zeta = \frac{3+4f^i f_i}{5+2\sqrt{4-3f^i f_i}}$ es el factor de Eddington [Levermore 1984]. Se puede ver que esta relación de cerradura recupera los dos regímenes de transporte de radiación. En el régimen ópticamente grueso $F_r^i \approx 0$, $f^i = 0$, y $\zeta = 1/3$, que corresponde a la aproximación de Eddington; por otro lado, en el régimen ópticamente delgado $F_r^i = cE_r$, $f^i = 1$ y $\zeta = 1$ el cual corresponde al límite de transición libre. En esta aproximación no es posible encontrar una expresión analítica que permita hacer la inversión de variables conservativas a primitivas como en el caso de la aproximación de Eddington. Por ello, se usan métodos numéricos que permiten encontrar la solución a ecuaciones trascendentales. En este caso se usó el método de Newton-Raphson para encontrar las variables primitivas del sistema en función de las conservativas.

La temperatura del gas se estima a partir de la ecuación de estado de gas ideal a través de la expresión $T_{\text{fluid}} = \frac{\mu m_p}{k_B} \frac{P}{\rho}$, donde k_B es la constante de Boltzmann, μ es el peso molecular medio del hidrógeno y m_p es la masa del protón. Esta es una buena aproximación solamente cuando la presión del fluido es mucho mayor que la presión de radiación. En general, la temperatura debe calcularse teniendo en cuenta las contribuciones de ambas presiones, gas y radiación [Cuesta-Martínez et al. 2015]. Una expresión aproximada para la presión total en el caso ópticamente grueso es

$$P_t = P + P_r = \frac{k_B}{\mu m_p} \rho T_f + \frac{1}{3} a_r T_{\text{rad}}^4. \quad (2.21)$$

Aquí la temperatura del fluido y radiación son iguales entre sí ($T_{\text{fluid}} = T_{\text{rad}}$) debido a que se encuentran en equilibrio térmico. De esta manera se puede obtener la temperatura del fluido numéricamente (utilizando el método de Newton-Raphson) a partir de la Ec. (2.21) para la presión total.

Sin embargo, la Ec. (2.21) no puede ser utilizada en regiones ópticamente delgadas (es decir, en regiones donde la radiación no está en equilibrio térmico con la materia) debido a que se obtendrían coeficientes térmicos erróneos. En el régimen ópticamente delgado, donde la radiación está parcialmente desacoplada de la materia, la presión total se calcula como [Cuesta-Martínez et al. 2015]

$$P_t = \frac{k_B}{\mu m_p} \rho T_f + (1 - e^{-\tau}) \zeta(T_{\text{rad}}) a_r T_{\text{rad}}^4, \quad (2.22)$$

donde $\tau = \int (\rho\chi^t + \rho\chi^s) ds$ es la profundidad óptica total del sistema medida a lo largo de la línea de visión de un observador euleriano, la cual se calcula numéricamente usando la regla del trapecio. Finalmente, $T_{\text{rad}} = (E_r/a_r)^{1/4}$, es la temperatura de radiación. La profundidad óptica puede depender de la temperatura del fluido solamente si alguno de los coeficientes de opacidad lo hace. Cuando ésto sucede, la Ec. (2.22) se transforma en una ecuación implícita para T_f , puesto que ésta depende de $\tau(T_f)$. Resolver dicha ecuación para T_f implica usar un método numérico que permita encontrar soluciones a este tipo de ecuación. En particular, aquí se usó un proceso iterativo que se repitió hasta que se alcanzó una tolerancia del orden de 10^{-8} . Para la estimación inicial de la temperatura del fluido en este proceso se usó la solución de la Ec. (2.21).

Con todos estos ingredientes, sólo queda resolver el sistema de evolución de balance de flujos para las variables (2.13). La ventaja de escribir las ecuaciones de la hidrodinámica con transporte de radiación en forma de balance de flujos es que se puede hacer uso de la discretización espacio-tiempo de volúmenes finitos para aplicar esquemas de alta resolución con captura de choques y resolver el problema de evolución [Toro 2009].

2.2. Volúmenes finitos

Como cualquier código numérico basado en una aproximación de este tipo, el código implementado en esta tesis discretiza un dominio espacio-tiempo continuo en una malla numérica compuesta por varias celdas numéricas. Este método considera que el sistema de ecuaciones está definido en una malla de celdas sobre el espacio-tiempo, consecuencia de esto, el tiempo y espacio se restringen a tener un conjunto de valores discretos $t^n = n\Delta t$ y $x_i = i\Delta x$ donde estos últimos están definidos en los centros de celdas (ver Fig. 2.1).

Como ya se mencionó anteriormente, el sistema de Ecs. (2.13-2.14) tiene la forma de balance de flujos. Para ilustrar el método de volúmenes finitos para este tipo de ecuaciones, se discretiza la componente x de la ecuación de balance de flujos, la cual se escribe como

$$\partial_t \mathbf{U} + \partial_x \mathbf{F}^x = \mathbf{S}, \quad (2.23)$$

donde $\mathbf{F}$, $\mathbf{U}$, y $\mathbf{S}$ engloban todos los flujos, variables conservativas y términos fuente del sistema de ecuaciones a resolver. Estas variables se definen en las Ecs. (2.13) y (2.14). Aplicando la discretización de volúmenes finitos, este conjunto de ecuaciones diferenciales parciales se integra sobre el volumen de cada una de las celdas de la malla numérica con volumen $\Delta V = \Delta t \Delta x$,

$$\frac{1}{\Delta V} \left(\int_V \partial_t \mathbf{U} dV + \int_V \partial_x \mathbf{F}^x dV \right) = \frac{1}{\Delta V} \int_V \mathbf{S} dV. \quad (2.24)$$

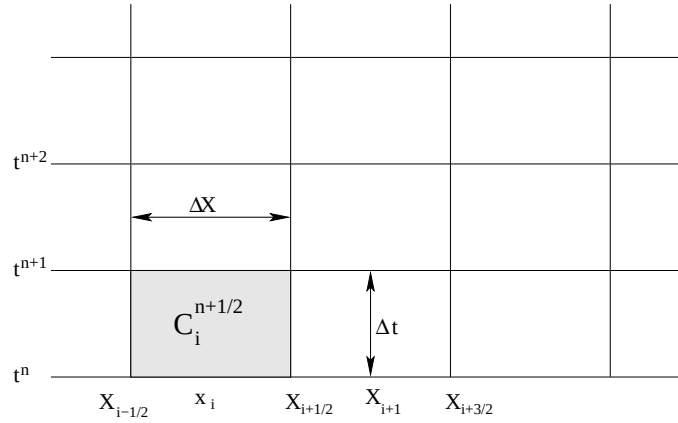


Figura 2.1: Discretización del espacio-tiempo usando volúmenes finitos en una dimensión espacial. El centro de las celdas está representado por $C_i^{n+1/2}$ el cual está ubicado en $(t^{n+1/2}, x_i)$ y el volumen del espacio-tiempo es $\Delta V = \Delta t \Delta x$. Para una malla homogénea, el paso de tiempo y la resolución espacial son $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ y $\Delta x = x_{i+1/2} - x_{i-1/2} = x_{i+1} - x_i$, respectivamente.

El primer paso para proceder con la discretización es considerar que los términos fuente son evaluados en forma de valores promedio espaciales y temporales en cada una de las celdas $C_i^{n+1/2}$, cuyo dominio es $(t^n, t^{n+1}) \times (x_{i-1/2}, x_{i+1/2})$

$$\tilde{S}_i^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t \Delta x} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t^n}^{t^{n+1}} S dt dx. \quad (2.25)$$

Mientras que las variables conservadas $\mathbf{U}$ se evalúan como promedios espaciales

$$\tilde{\mathbf{U}}_i^n = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{U}(t^n, x) dx. \quad (2.26)$$

Por otro lado, la integral de volumen del término convectivo, $\partial_x \mathbf{F}^x$, se puede convertir en una integral de superficie mediante el teorema de la divergencia. Por lo tanto, los flujos se calculan en las interfaces de las celdas numéricas. Entonces la Ec. (2.24) se reescribe como

$$\tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1} = \tilde{\mathbf{U}}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2}) + \tilde{S}_i^{n+1/2}, \quad (2.27)$$

donde las funciones $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2}$ son los promedios temporales de los flujos,

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbf{F}(\mathbf{U}(t, x_{i+1/2})) dt. \quad (2.28)$$

Haciendo uso de la Ec. (2.27), se pueden conocer los promedios temporales de las varia-

bles conservativas en un tiempo posterior $\tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1}$, siempre y cuando se conozcan los valores de $\tilde{\mathbf{U}}_i^n$ y el promedio en el tiempo de los flujos numéricos $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2}$ (Ec. (2.28)), los cuales dependen de la solución de un problema local de Riemann en cada una de las fronteras intercelda del dominio discreto.

2.3. Esquema de reconstrucción de variables conservativas

Con el fin de calcular los flujos $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2}$ numéricamente, se procedió a hacer una aproximación de las variables primitivas. La idea básica es definir en cada una de las interceldas un problema local de Riemann siguiendo los siguientes pasos:

- Se hace una aproximación de la función $\tilde{\mathbf{U}}(t^n, x)$ mediante una función continua a trozos $\bar{\mathbf{U}}(t^n, x)$ en cada una de las celdas del espacio-tiempo C_i .
- Se resuelve el problema de Riemann asociado a esta aproximación y así se obtiene la solución para las variables $\tilde{\mathbf{U}}(t, x)$ en t^n .
- La solución es promediada en cada celda C_i para así obtener la solución en un tiempo posterior t^{n+1} .

2.3.1. Constante por trozos

Este método de reconstrucción de variables, también conocido como esquema de Godunov [González et al. 2007], es el más simple para reconstruir los flujos a través de cada intercelda pues la función para reconstruir no es solamente continua a trozos, sino también constante a trozos. Considere la intercelda localizada en $x_{i+1/2}$ en la Figura 2.1; los primeros vecinos de las variables conservativas a la izquierda y derecha de la celda i -ésima estarán definidos por $\bar{\mathbf{U}}_{i+1/2}^I$ y $\bar{\mathbf{U}}_{i+1/2}^D$, respectivamente. De esta manera, la reconstrucción constante por trozos a cada lado de cada una de las interceldas queda definido por

$$\bar{\mathbf{U}}_{i+1/2}^I = \tilde{\mathbf{U}}_i, \quad (2.29)$$

$$\bar{\mathbf{U}}_{i+1/2}^D = \tilde{\mathbf{U}}_{i+1}. \quad (2.30)$$

En la Fig. 2.2 puede verse ilustrado este esquema.

Las funciones constantes por trozos que se utilizan para aproximar las variables conservativas $\tilde{\mathbf{U}}(t^n, x)$ tienen una precisión de primer orden [Toro 2009]. Si se desea tener una mejor precisión en la aproximación de $\tilde{\mathbf{U}}(t^n, x)$, es necesario mejorar la reconstrucción de

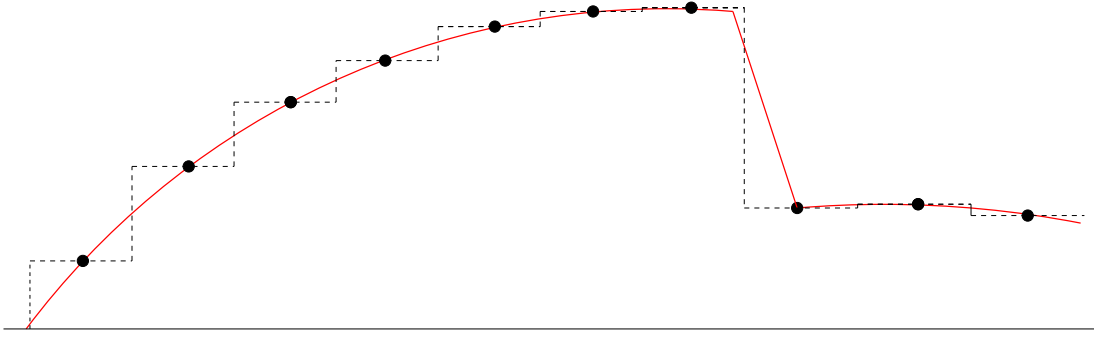


Figura 2.2: Reconstrucción de variables constante por trozos. La línea continua representa las variables conservativas de una potencial solución exacta, las cuales son aproximadas por una función a trozos ilustrada con líneas punteadas. Se puede observar una sucesión de problemas de Riemann locales en cada una de las interceldas.

éstas considerando funciones de mayor orden que las constantes a trozos, ésto se conoce como métodos de alta resolución para captura de choques [Toro 2009].

2.3.2. Lineal por trozos

Este tipo de reconstrucción proporciona una aproximación a segundo orden. En particular, en este trabajo se implementaron reconstructores diferentes; limitador de pendientes *Minmod* y limitador de pendientes *MC*.

Limitador de pendientes *Minmod*:

En este caso las funciones $\tilde{U}$ son reconstruidas como

$$\tilde{U}_{i+1/2}^I = \tilde{U}_i + \sigma_i(x_{i+1/2} - x_i), \quad (2.31)$$

$$\tilde{U}_{i+1/2}^D = \tilde{U}_{i+1} - \sigma_{i+1}(x_{i+1} - x_{i+1/2}), \quad (2.32)$$

donde las funciones σ_i y σ_{i+1} están definidas como

$$\sigma_i = \minmod(m_{i-1/2}, m_{i+1/2}), \quad (2.33)$$

$$\sigma_{i+1} = \minmod(m_{i+1/2}, m_{i+3/2}). \quad (2.34)$$

El argumento $m_{i+1/2}$ es la derivada de la variable $\tilde{U}$, centrada en cada intercelda

$$m_{i+1/2} = \frac{\tilde{U}_{i+1} - \tilde{U}_i}{x_{i+1} - x_i}. \quad (2.35)$$

De esta forma la función *minmod* está definida para dos números a y b :

$$\minmod(a, b) = \begin{cases} 0 & \text{si } ab \leq 0 \\ a & \text{si } |a| < |b| \\ b & \text{si } |a| > |b| \end{cases} . \quad (2.36)$$

Este método elige la más pequeña de las dos pendientes, siempre que ambas tengan el mismo signo, y en caso contrario elige una pendiente nula. La ilustración del resultado de este tipo de reconstrucción se muestra en la Fig. 2.3.

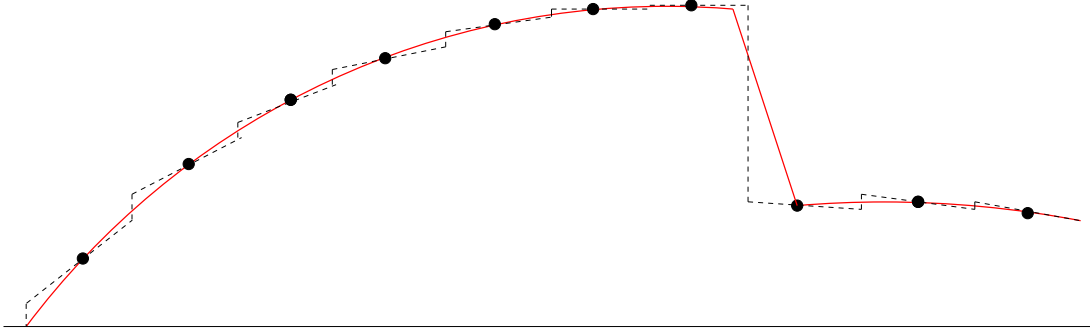


Figura 2.3: Reconstrucción de variables lineal por trozos. La línea continua representa las variables conservativas de una potencial solución exacta y la línea punteada la función lineal a trozos. En regiones cercanas a discontinuidades se obtiene una reconstrucción de variables igual a la constante por trozos.

Como se puede observar, este limitador hace que las funciones $\bar{q}$ tengan una pendiente más parecida a la de la solución exacta en zonas donde es suave y cercana a cero en las discontinuidades, la cual implica que la reconstrucción de variables se reduce a una función constante por trozos en esa región, donde la precisión de la solución es sólo de primer orden [Kolgan 1972, Roe 1981].

Limitador Monotónico Centrado (*MC*)

MC es otro reconstructor de variables por trozos, el cual actúa de forma similar al método de *minmod*, es decir, para calcular los valores a izquierda y derecha de la interfase ubicada en $x_{i+1/2}$, se utilizan las expresiones dadas por las Ecs. (2.31) y (2.32) pero ahora con:

$$\sigma_i = MC(m_{i-1/2}, m_{i+1/2}), \quad (2.37)$$

$$\sigma_{i+1} = MC(m_{i+1/2}, m_{i+3/2}), \quad (2.38)$$

donde la función *MC* está dada por

$$MC(a, b) = \begin{cases} 0 & \text{si } ab \leq 0 \\ 2a & \text{si } |a| < |b| \text{ y } 2|a| < |c| \\ 2b & \text{si } |b| < |a| \text{ y } 2|b| < |c| \\ c & \text{si } |c| < 2|a| \text{ y } |c| < 2|b| \end{cases} \quad (2.39)$$

La principal diferencia con *minmod* es que *MC* permite que la pendiente tenga un valor intermedio $c = \frac{a+b}{2}$, haciendo la pendiente resultante sea menos pronunciada. Debido a que este reconstructor tiene mayor precisión para reconstruir las variables que los dos expuestos anteriormente, tiene la capacidad de capturar mejor los choques. Sin embargo, este método puede eventualmente desarrollar oscilaciones debido a errores numéricos alrededor de las discontinuidades [B. van Leer 1979].

Resumiendo, la reconstrucción lineal por trozos tiene una aproximación de segundo orden en donde las funciones son suaves y de primer orden cerca de las discontinuidades [Roe 1981, B. van Leer 1979, Toro 2009]. Los esquemas Godunov, *minmod* y *MC* constituyen un problema de Riemann que no es exacto.

2.4. Resolvedor aproximado de Riemann

Una vez que las variables conservativas en las interceldas se aproximan a través de alguno de los métodos descritos anteriormente, se procede a calcular los promedios de los flujos $F_{i+1/2}$ Ec. (2.28) mediante un resolvedor de Riemann aproximado, el cual está basado en la estructura característica de las Ecs. (2.13)-(2.14) [Roe 1981, Harten et al. 1983].

Existen varias técnicas para calcular de forma aproximada $F_{i+1/2}$, entre ellas se encuentran el resolvedor de Riemann aproximado *Roe* [Roe 1981], el cual requiere tanto de los valores propios como de los vectores propios de la matriz Jacobiana, $\mathbf{A} = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{U}$, asociada al sistema de Ecs. (2.13)-(2.14).

A diferencia de *Roe*, el resolvedor aproximado *HLLE* necesita solamente los valores propios de dicha matriz, con las dos velocidades características más altas del sistema. Las expresiones numéricas para los flujos $F_{i+1/2}$ según el enfoque HLLE son [Toro 2009]

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^{HLLE} = \frac{\lambda^+ \mathbf{F}(\tilde{\mathbf{U}}_{i+1/2}^I) - \lambda^- \mathbf{F}(\tilde{\mathbf{U}}_{i+1/2}^D) + \lambda^- \lambda^+ (\tilde{\mathbf{U}}_{i+1/2}^D - \tilde{\mathbf{U}}_{i+1/2}^I)}{\lambda^+ - \lambda^-}, \quad (2.40)$$

con λ^+ y λ^- definidas como

$$\lambda^+ = \max(0, \lambda_{(i)}^D, \lambda_{(i)}^I), \quad (2.41)$$

$$\lambda^- = \min(0, \lambda_{(i)}^D, \lambda_{(i)}^I), \quad (2.42)$$

la cuales representan los valores característicos asociados a una onda que va hacia la derecha y otra a la izquierda; y además $\lambda_{(i)}^D$ y $\lambda_{(i)}^I$ son todos los valores propios de la matriz Jacobiana asociada, evaluados en los estados derecho (U^D) e izquierdo (U^I) de la reconstrucción, respectivamente. Por otra parte, el cero se incluye para permitir el caso en que no hay ondas moviéndose hacia la derecha o hacia la izquierda, por ejemplo, el caso en que todas las ondas y discontinuidades viajen en la misma dirección. Los valores propios correspondientes al sistema (2.13)-(2.14) se muestran en el apéndice B.

2.5. Evolución temporal según el método de líneas

El método de líneas consiste en discretizar solamente la parte espacial de un sistema de ecuaciones diferenciales parciales. De este modo, para evolucionar numéricamente el sistema de Ecs. (2.23) se debe discretizar el vector de estado $\tilde{\mathbf{U}}$ dentro de las celdas computacionales. La evolución temporal del vector de estado está determinada por los flujos $\mathbf{F}^{HLL}$ en cada una de las interceldas y por la contribución de los términos fuente. Para el caso general de tres dimensiones, específicamente para el caso del sistema de ecuaciones (2.11), la semidiscretización usando el método de líneas, para la celda etiquetada por los índices i, j, k , es

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\mathbf{U}}_{i,j,k}}{dt} = & - \left(\frac{\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^x - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^x}{\Delta x} \right) - \left(\frac{\mathbf{F}_{i,j+1/2,k}^y - \mathbf{F}_{i,j-1/2,k}^y}{\Delta y} \right) \\ & - \left(\frac{\mathbf{F}_{i,j,k+1/2}^z - \mathbf{F}_{i,j,k-1/2}^z}{\Delta z} \right) + \mathbf{S}_{i,j,k} = \mathcal{L}(\tilde{\mathbf{U}}), \end{aligned} \quad (2.43)$$

donde $\tilde{\mathbf{U}}_{i,j,k}$ y $\tilde{\mathbf{S}}_{i,j,k}$ son los promedios espaciales de las funciones $\mathbf{U}$ y $\mathbf{S}$, respectivamente, en las correspondientes celdas tridimensionales, los flujos $\mathbf{F}_{i\pm 1/2,j,k}^x$, $\mathbf{F}_{i,j\pm 1/2,k}^y$ y $\mathbf{F}_{i,j,k\pm 1/2}^z$ son los flujos numéricos en las interceldas, los cuales se calculan usando la fórmula *HLL* (2.40).

Finalmente, $\mathcal{L}(\tilde{\mathbf{U}})$ denota el lado derecho de la Ec. (2.43) asociado a las fuentes y flujos del sistema, concretamente aquellos que están descritos por las Ecs. (2.13)-(2.14). De esta forma, este sistema quedó redefinido como un conjunto de ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden para cada celda, el cual puede ser resuelto con un integrador estándar de ecuaciones diferenciales ordinarias. Específicamente en este trabajo se utilizó el método de Runge-Kutta con segundo orden de precisión.

2.5.1. Método explícito-implícito

En sistemas donde la radiación se acopla al fluido hay tres escalas de tiempo independientes: Primero, la asociada a la dinámica del sistema $t_{\text{din}} = L/v$, donde L y v son el tamaño

típico del sistema y la velocidad del fluido, respectivamente. Segundo, la correspondiente a la onda característica que se propaga por el sistema, $t_w = L/\lambda$, donde λ es la velocidad de onda característica del sistema. Estas dos escalas de tiempo son comparables y cercanas al tiempo que tarda la luz en cruzar todo el sistema L/c (c es la velocidad de la luz en el vacío) en fenómenos relativistas ($v \sim \lambda \sim c$). Tercero, la que caracteriza a las escalas de tiempo de difusión t_{ce} y dispersión t_{dis} . Estas escalas de tiempo se vuelven mucho más cortas que las relacionadas con la dinámica del sistema en el régimen ópticamente grueso. Los métodos explícitos deben restringirse al paso de tiempo más corto entre estas escalas ($\Delta t < \min[t_{din}, t_w, t_{ce}, t_{dis}]$) para garantizar la estabilidad numérica. Por lo tanto, si se está interesado en estudiar los fenómenos en el régimen ópticamente grueso se requiere de un método que sea muy estable, por ejemplo, algún método implícito [Uri, Steven & Raymond 1997].

La combinación de esquemas implícito y explícito se conoce como esquema IMEX (acrónimo en inglés de Implicit-Explicit) [Uri, Steven & Raymond 1997, Pareschi & Russo 2005]. El esquema explícito resuelve las escalas de tiempo correspondientes a las variables del gas ideal $\sim t_w$ y $\sim t_{din}$, las cuales definen un sistema de ecuaciones hiperbólico. Por otro lado, el esquema implícito integra las ecuaciones del campo de radiación, cuyas escalas de tiempo son $\sim t_{ce}$ y $\sim t_{dis}$ en el régimen ópticamente grueso, en el cual dichas ecuaciones se transforman de hiperbólicas a parabólicas. Este esquema permite tomar un paso de tiempo $\Delta t > t_{ce}, t_{dis}$ más grande que el esquema explícito [Roedig et al. 2012]. El IMEX que se utilizó es de segundo orden de precisión.

Siguiendo esta idea, se divide el operador $\mathcal{L}(\tilde{\mathbf{U}})$ que depende de las cantidades conservadas, $\tilde{\mathbf{U}}$, en dos partes [Roedig et al. 2012]. El operador $\mathcal{L}_1(\tilde{\mathbf{U}})$ se definió para las variables hidrodinámicas $\{D, S, \tau\}$ incluyendo sus respectivos términos fuente $\{0, G_r^x, G_r^0\}$, mientras que $\mathcal{L}_2(\tilde{\mathbf{U}})$ fue definido por las variables del campo de radiación $\{S_r, \tau_r\}$ incluyendo $\{-G_r^x, -G_r^0\}$. Con esto en mente, el esquema IMEX toma la forma

$$\partial_t \tilde{\mathbf{U}} = \mathcal{L}_1(\tilde{\mathbf{U}}) + \mathcal{L}_2(\tilde{\mathbf{U}}), \quad (2.44)$$

cuya solución general en el dominio discreto con s pasos intermedios para cubrir el paso de tiempo Δt es

$$\tilde{\mathbf{U}}^i = \tilde{\mathbf{U}}^n + \Delta t \sum_{j=1}^{i-1} \tilde{a}_{ij} \mathcal{L}_1(t^n + \tilde{c}_j dt, \tilde{\mathbf{U}}^j) + \quad (2.45)$$

$$\Delta t \sum_{j=1}^i a_{ij} \mathcal{L}_2(t^n + c_j dt, \tilde{\mathbf{U}}^j), \quad i = 1 \dots s,$$

$$\tilde{\mathbf{U}}^{n+1} = \tilde{\mathbf{U}}^n + \Delta t \sum_{i=1}^s \tilde{b}_i \mathcal{L}_1(t^n + \tilde{c}_i dt, \tilde{\mathbf{U}}^i) + \quad (2.46)$$

$$\Delta t \sum_{i=1}^s b_i \mathcal{L}_2(t^n + c_i dt, \tilde{\mathbf{U}}^i), \quad (2.47)$$

donde $\tilde{\mathbf{U}}^i$ son valores intermedios auxiliares del esquema IMEX y $\tilde{\mathbf{U}}^{n+1}$ es la solución final.

El orden del método depende de los coeficientes a , b , c , $\tilde{a}$, $\tilde{b}$ y $\tilde{c}$. Los coeficientes con tilde están asociados con la parte explícita del método, mientras que los coeficientes sin tilde están relacionados con la parte implícita, ambos están dados por [Roger 1977]

$$\left. \begin{array}{c} \tilde{c} \\ \tilde{a}_{ij} \end{array} \right| \begin{array}{c} \tilde{b}^T \end{array} = \left. \begin{array}{c} 0 \\ 1/2 \end{array} \right| \begin{array}{cc} 0 & 0 \\ 1/2 & 0 \\ 0 & 1 \end{array}, \quad \left. \begin{array}{c} c \\ a_{ij} \end{array} \right| \begin{array}{c} b^T \end{array} = \left. \begin{array}{c} 0 \\ 1/2 \end{array} \right| \begin{array}{cc} 0 & 0 \\ 0 & 1/2 \\ 0 & 1 \end{array}. \quad (2.48)$$

Por lo tanto, la construcción de $\tilde{\mathbf{U}}^{n+1}$ es

$$\tilde{\mathbf{U}}^* = \tilde{\mathbf{U}}^n + \frac{\Delta t}{2} [\mathcal{L}_1(t^n + \frac{1}{2} \Delta t, \tilde{\mathbf{U}}^n) + \mathcal{L}_2(t^n + \frac{1}{2} dt, \tilde{\mathbf{U}}^*)], \quad (2.49)$$

$$\tilde{\mathbf{U}}^{n+1} = \tilde{\mathbf{U}}^n + dt [\mathcal{L}_1(t^n + \frac{1}{2} dt, \tilde{\mathbf{U}}^*) + \mathcal{L}_2(t^n + \frac{1}{2} dt, \tilde{\mathbf{U}}^*)]. \quad (2.50)$$

La naturaleza implícita del algoritmo se puede ver en el cálculo de $\tilde{\mathbf{U}}^*$, que aparece en ambos lados de (2.49), la cual define una ecuación no trivial para $\mathbf{U}^*$ y se resuelve usando un método Newton-Raphson en cada paso de tiempo para cada una de las celdas numéricas.

En resumen, en este trabajo se implementó un código numérico que resuelve las ecuaciones que dictan la dinámica de un fluido ideal relativista acoplado a un campo de radia-

ción térmico con una precisión de segundo orden, excepto en las discontinuidades (primer orden). La metodología utilizada fue: Primero, el sistema de Ecs. (2.11) se reescribió en forma de balance de flujo $\partial_t \mathbf{U} + \partial_i \mathbf{F}^i = \mathbf{S}$, donde $\mathbf{U}$ es el vector de variables conservadas, $\mathbf{F}^i$ son los flujos y $\mathbf{S}$ los términos fuente [Zanotti et al. 2011, Roedig et al. 2012]. Segundo, se aplicó una discretización espacial basado en el método de volúmenes finitos, usando la fórmula de flujo HLLE y los limitadores de pendiente *minmod* y *MC*. Tercero, la evolución temporal fue hecha a través del método de líneas con un integrador Runge-Kutta tipo IMEX que tiene una precisión de segundo orden. Cuarto, finalmente, para beneficiarse de una paralelización eficiente, este código se montó como una serie de subrutinas en el código *Cactus* [CactusCode, Schnetter et al. 2004].

Capítulo 3

Modelo de brotes de rayos gamma con un único choque ultrarelativista

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir de explorar la posibilidad de que un único choque relativista asociado a un sistema donde la dinámica de un gas está acoplada a la de un campo de radiación, pueda ajustar las curvas de luz de LGRBs. Para esto, se resolvieron numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica con transporte de radiación en un espacio-tiempo de Minkowski para un solo choque inicial. Se calcularon las curvas de luz asociadas a la evolución de este choque en términos de la velocidad del choque, la opacidad del gas, la densidad de masa en reposo y la densidad de energía de la radiación y además se estudió cómo la variación de cada uno de estos parámetros proporciona diferentes características en dichas curvas. Este trabajo fue publicado en la revista científica *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* con el título *Modeling long GRBs using a single shock with relativistic radiation hydrodynamics* [Rivera-Paleo & Guzmán 2016].

Asímismo, se presenta un método numérico para clasificar las condiciones iniciales que generan las curvas de luz procedentes de un choque relativista, el método se basa en el uso de Redes Neuronales Artificiales (RNAs). Como ejemplos, se incluye el ajuste de cinco GRBs largos. Este trabajo fue publicado en la revista *Physical Review D* con el nombre *Classifying initial conditions of long GRBs modeled with relativistic radiation hydrodynamics* [Rivera-Paleo et al. 2017]. Es importante dar crédito al doctorante Carlos López Nuñez, quien implementó exitosamente la red neuronal artificial. Los dos artículos han sido organizados y reestructurados adecuadamente en esta tesis para una mejor comprensión

3.1. Modelo teórico unidimensional

Este modelo supone que la evolución de un choque relativista, en el escenario de GRBs, está regida por el sistema hidrodinámico relativista con transporte de radiación, Ecs. (2.11), que no es más que un conjunto de EDPs para la densidad de masa en reposo del gas ρ , la presión del gas P , la velocidad del gas v o equivalentemente su factor de Lorentz W , la densidad de la energía de radiación E_r , la presión asociada con la radiación P_r y el flujo de radiación F_r [Rivera-Paleo & Guzmán 2016]. El sistema de ecuaciones de evolución tiene que completarse con una ecuación de estado para el fluido ideal y una ecuación de cerradura para radiación. Para el fluido ideal se utilizó la ecuación TM, descrita en el capítulo 2, que emula asintóticamente un gas con índice adiabático igual a 5/3 en las regiones frías, mientras que en las regiones calientes se acerca a 4/3 [Mignone et al. 2005]. Para la radiación se usó la relación de mínima entropía, M1, la cual describe la evolución del campo de radiación en los regímenes ópticamente grueso y delgado [Levermore 1984, Dubroca & Feugeas 1999, González et al. 2007]. Respecto a los procesos de emisión de radiación térmica, se exploraron dos tipos: (1) radiación constante sin dispersión y (2) radiación Bremsstrahlung con dispersión Thomson [Rivera-Paleo & Guzmán 2016].

A pesar de ser un modelo simplificado, está justificado si se asume que las emisiones X y los brotes de rayos gamma son desencadenados por choques fuertes, similares a los choques externos del modelo “bola de fuego”. En particular, este modelo supone que dichas emisiones se propagan en la dirección de la línea de visión de un observador colocado a una distancia cosmológica. Para investigar si dichos choques generan estos brotes de radiación gamma, no sólo es necesario establecer las condiciones iniciales apropiadas para emular la inyección de un fluido relativista que se mueve a través de un gas circundante en reposo, sino también para generar una señal (dada por el choque de ambos fluidos) que contenga información que permita establecer las condiciones necesarias en las que los procesos de radiación térmica sean dominantes.

3.1.1. Datos iniciales

El sistema de Ecs. (2.11) se resuelve, en una dimensión espacial, para dos regiones inicialmente separadas que tienen diferentes condiciones, similares a las que describen un problema de tubo de choque para la propagación de un fluido relativista a través un medio estratificado. La primer región corresponde a un estado con variables constantes y desempeña el papel de la región de referencia, donde la energía del brote de rayos gamma es inyectada a velocidades ultrarelativistas. En adelante se usará el subíndice b para etiquetar las cantidades en la primera región. La segunda región corresponde a un medio circundante estratificado que se asume en reposo con perfiles de densidad ρ_m y de presión P_m que disminuyen en el radio como una ley de potencias [Mignone et al. 2005, De Colle et al. 2012]. La etiqueta m es para distinguir cantidades en el medio circundante. Explícitamente,

estos perfiles iniciales para el medio circundante son

$$\rho_m = \rho_0 \left(\frac{x_0}{x} \right)^2, \quad P_m = P_0 \left(\frac{x_0}{x} \right)^2, \quad (3.1)$$

donde los parámetros de dicho medio circundante son $\rho_0 = n_0 m_p c^2$ con $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ y $P_0 = \rho_0 c^2 10^{-10}$, con m_p la masa del protón, n_0 es la densidad de número de protones y c la velocidad de la luz. Por otro lado x_0 es la ubicación de la interfaz entre el material inyectado y el medio circundante al tiempo inicial y x es la coordenada radial a lo largo de la cual se propaga el choque. Dado que se espera que la radiación provenga de regiones en las que la profundidad óptica va de valores altos a bajos [Pe'er & Ryde 2011, Giannios & Spruit 2007], se puede asumir que el sistema está inicialmente en equilibrio térmico.

Bajo estas condiciones se calcularon numéricamente las curvas de luz generadas por los choques anteriormente mencionados, las cuales dependen de la región donde se miden. Un observador cercano a la discontinuidad inicial puede ver un choque fuerte y por tanto medir una mayor luminosidad que en regiones lejanas a dicha discontinuidad, esto se debe a que la cantidad de energía liberada por el choque inicial se disipa cuando éste se propague a lo largo del dominio numérico. Como consecuencia de esto último, la curva de luz se relaja y se estabiliza asintóticamente a un solo valor para regiones lejanas a la discontinuidad. Para monitorear las curvas de luz en diferentes ubicaciones del dominio numérico, de longitud $x \in [0, 400]$ y $x_0 = 1$, se distribuyeron 39 detectores a lo largo de él, espaciados equitativamente y ubicados en $x_d = 10, 20, \dots, 400$.

Para la primera región, las condiciones iniciales se caracterizan por un conjunto de cinco variables representadas por $[\rho_b, P_b, W_b, E_{r,b}, F_{r,b}]$ y otras cinco para el medio circundante $[\rho_m, P_m, W_m, E_{r,m}, F_{r,m}]$. Nótese que se ignoró la presión de radiación P_r en ambas regiones, debido a que se usó la relación M1 para cerrar el sistema de ecuaciones. En este modelo se fijó el factor de Lorentz en la segunda región a $W_m = 0$, debido a que el gas se asumió inicialmente en reposo en esta región.

Para la evolución numérica de este sistema, se usaron los métodos numéricos descritos en el capítulo 2, donde la temperatura del gas se calculó a través de las Ecs. (2.21) y (2.22) para ambos regímenes ópticamente grueso y delgado. Utilizando este modelo, se llevaron a cabo varios experimentos con el objetivo de ver la dependencia de las curvas de luz con la variación de los parámetros involucrados en las condiciones iniciales, a saber: la densidad de energía de radiación del gas que incide en la segunda región $E_{r,b}$, las opacidades del gas χ , la velocidad del gas inyectado v_b que impacta en su factor de Lorentz asociado W_b , y la densidad de masa del gas incidente ρ_b . En todos los casos, la presión del gas incidente y el medio circundante son iguales a $P_b = P_0$ en la interfaz x_0 .

3.1.2. Opacidades

La opacidad es una cantidad que mide la capacidad de cualquier material para absorber y/o dispersar radiación tanto electromagnética como térmica. La opacidad depende de la densidad y temperatura del medio; en general depende de la longitud de onda de la radiación la cual se despreció en este trabajo puesto que se utilizó la aproximación de cuerpo gris. Respecto a interiores estelares, la opacidad dada para una cierta temperatura depende del número de partículas por unidad de volumen y dado que los elementos pesados (por ejemplo hierro y carbono) contienen más electrones que los elementos ligeros (por ejemplo hidrógeno y helio), la opacidad de una estrella aumenta cuando lo hace su proporción de elementos pesados. Por lo tanto, la opacidad cerca del núcleo de una estrella es mayor que en sus capas exteriores [Rybicky & Lightman 1979, Dermer 2004].

Obtener una expresión exacta para la opacidad que reproduzca fielmente las observaciones de los interiores estelares es imposible, sin embargo existen maneras de aproximarse, entre ellas la ley de Kramer que establece que a altas temperaturas, la opacidad estelar es proporcional a la densidad de masa dividida por la temperatura a la potencia $7/2$ [Hayashi, Höshi, & Sugimoto 1962]. La opacidad que sigue a la ley de Kramer se debe principalmente a las transiciones de electrones libres y es la principal fuente de opacidad dentro de las estrellas hasta alrededor de $1 M_{\odot}$. En estrellas más masivas, la ley sólo se aplica a las capas exteriores, la opacidad de la dispersión de electrones es más importante a mayores profundidades [Rybicky & Lightman 1979].

En la exploración de parámetros que se utilizó para modelar las curvas de luz asociadas a los brotes de rayos gamma, se consideraron dos tipos diferentes de opacidades: (1) radiación térmica constante y sin dispersión y (2) radiación térmica Bremsstrahlung y dispersión de Thomson. Los coeficiente para las opacidades correspondientes a dispersión Thomson y radiación térmica Bremsstrahlung son [Rybicky & Lightman 1979]

$$\begin{aligned}\kappa^s &= 0.4\rho_{\text{cgs}}^2\text{cm}^{-1}, \\ \kappa^t &= 1.7 \times 10^{-25} T_K^{-7/2} \rho_{\text{cgs}}^2 m_p^{-2} \text{cm}^{-1},\end{aligned}$$

donde T_K es la temperatura del fluido en grados Kelvin, ρ_{cgs} la densidad de masa en reposo del gas y m_p la masa del protón; estas últimas en unidades CGS. La radiación Bremsstrahlung es producida por la interacción de electrones libres que se aceleran o desceleran al pasar cerca de un ión positivo (por ejemplo, un protón) y principalmente depende de la densidad de partículas en el medio y de su temperatura; además de ser el principal proceso de emisión de energía a temperaturas $T > 10^7$ K. También se consideró el proceso de dispersión Thomson que contribuye en gran medida a la opacidad si el medio resulta ser muy denso. Estos procesos son considerados importantes en la banda de energía del orden de

keV [Rybicky & Lightman 1979]. Nótese que la emisión de tipo Bremsstrahlung térmico está dada por la ley de Kramer.

3.2. Curvas de luz

En esta sección se calculan las luminosidades bolométricas (independiente de la frecuencia) a través de la densidad de energía de radiación como $L = dE_r/dt$. En la Fig. 3.1 se muestran algunas de estas luminosidades en unidades de código (adimensionales), medidas por cada uno de los detectores, para tres casos particulares con diferente factor de Lorentz, opacidad térmica constante, densidad de energía radiada y densidad de masa en reposo del gas inyectado. El propósito de esta figura es ilustrar el hecho de que las curvas de luz medidas por los detectores cerca de x_0 son diferentes entre sí, mientras que aquellas medidas por los detectores lejos de x_0 tienden asintóticamente a un mismo perfil, haciendo que las curvas sean independientes de los detectores lejos de x_0 . Con base en este criterio de independencia del detector se consideró que la luminosidad observada por el detector más alejada del dominio, ubicado en $x_d = 400$, sea la que se considere como aceptable.

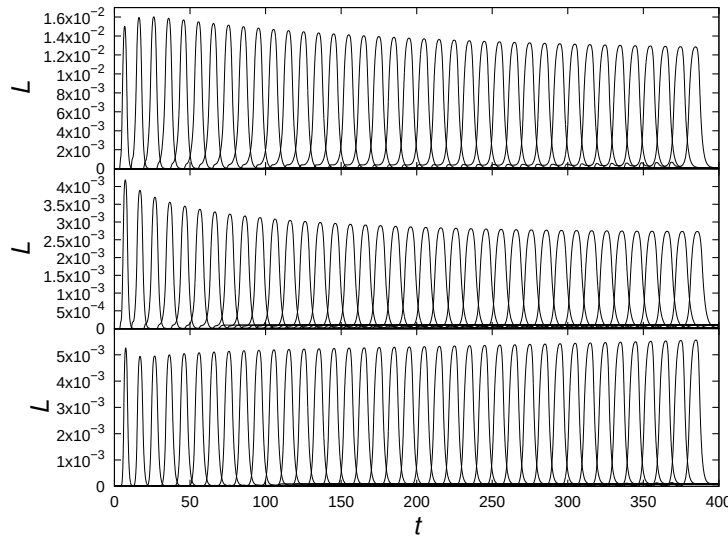


Figura 3.1: Curvas de luz medidas por varios detectores ubicados a lo largo del dominio en unidades de código. Los parámetros utilizados en estas curvas de arriba a abajo son: (Arriba) $W_b = 800$, $\chi^t = 1$, $E_{r,b} = 1 \times 10^{-5}$, $\rho_b = 1$, (Centro) $W_b = 600$, $\chi^t = 0.1$, $E_{r,b} = 1 \times 10^{-5}$, $\rho_b = 1$, (Abajo) $W_b = 800$, $\chi^t = 10$, $E_{r,b} = 1 \times 10^{-3}$, $\rho_b = 0.1$. Nótese que las señales medidas por los detectores cerca de $x_0 = 1$ son diferentes entre sí, mientras que aquellas lejos de x_0 tienden asintóticamente a un mismo perfil.

Antes de confrontar las curvas de luz generadas por este modelo numérico con los datos observacionales, es necesario convertir las unidades de código a unidades físicas y así darle un sentido astrofísico. En el código implementado se establecieron $c = 1$, $T = 1$, $m_p = 1.672 \times 10^{-24} M$ y $k_B = 1.38 \times 10^{-16} M^{-1} c^{-1}$, donde M es la masa del progenitor de los GRBs, en unidades cgs. Todos los factores de conversión entre el código y las unidades cgs se dan en la Tabla 3.1.

Cantidad	Factor de conversión de unidades de código a cgs
longitud x	$2.209 \times 10^{12} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{cm}$
tiempo t	$73.652 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{s}$
velocidad v_x	$2.997 \times 10^{10} \text{cm/s}$
densidad de masa ρ	$1.842 \times 10^{-4} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2 \text{g/cm}^3$
densidad de energía E_r	$1.658 \times 10^{17} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2 \text{erg/cm}^3$
luminosidad L	$2.426 \times 10^{52} \text{erg/s}$
opacidad χ	$2.454 \times 10^{-9} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{cm}^2/\text{g}$

Tabla 3.1: Factores de conversión entre unidades de código y unidades cgs.

En la Tabla 3.2 se muestran los parámetros iniciales para diferentes casos, cada uno evolucionó con tres valores diferentes de W_b y ρ_b . Observe que el valor inicial para la densidad de energía radiada en el medio externo $E_{r,m}$ no se da, al tiempo inicial, en esta tabla, pero este valor se calcula imponiendo el equilibrio térmico local en el estado derecho, esto es $E_{r,m} = a_r T_{f,m}^4$. En la parte superior de la Tabla 3.2 se muestran los parámetros de nueve experimentos con opacidades térmicas constantes y sin dispersión, mientras que en el parte inferior se presentan otros nueve casos usando opacidades correspondientes a dispersión Thomson y radiación térmica Bremsstrahlung.

En la Fig. 3.2 se muestra el catálogo de la curvas de luz calculadas para cada uno de los parámetros enlistados en la Tabla 3.2. Estas señales tienen propiedades similares a las de las curvas de luz de los GRBs, es decir, una fase de emisión temprana seguida por una fase de postluminiscencia. Además, en este catálogo se puede ver que las curvas de luz tienen amplitudes del orden de $10^{52} - 10^{53} \text{erg s}^{-1}$, que es un rango que está dentro de la evidencia observacional asociada a LGRB ($10^{51} - 10^{54} \text{erg s}^{-1}$) [Pescalli et al. 2015]. Estos experimentos sirven para encontrar los parámetros que son compatibles con las curvas de luz observadas. En los experimentos de la Tabla 3.2 se tiene una combinación de todos los parámetros involucrados en el modelo unidimensional.

Opacidad térmica constante sin dispersión				
#	ρ_b (g/cm ³)	W_b	$E_{r,b}$ (erg/cm ³)	χ^t (cm ² /g)
1	ρ_0	800	1.658×10^{11}	0.245×10^{-8}
2				2.454×10^{-8}
3				24.54×10^{-8}
4	ρ_0	600	1.658×10^9	0.245×10^{-8}
5				2.454×10^{-8}
6				24.54×10^{-8}
7	$\rho_0/10$	200	1.658×10^{11}	0.245×10^{-8}
8				2.454×10^{-8}
9				24.54×10^{-8}
Opacidad térmica Bremsstrahlung con dispersión Thomson				
#	ρ_b (g/cm ³)	W_b	$E_{r,b}$ (erg/cm ³)	
10	$\rho_0/10$	800	1.658×10^{13}	
11			1.658×10^{11}	
12			1.658×10^{10}	
13	ρ_0	600	1.658×10^{13}	
14			1.658×10^{11}	
15			1.658×10^{10}	
16	ρ_0	200	1.658×10^{13}	
17			1.658×10^{11}	
18			1.658×10^{10}	

Tabla 3.2: Esta tabla contiene los parámetros iniciales de los choques para 18 experimentos numéricos diferentes, los cuales indicarán los efectos de cada parámetro en la forma de la curva de luz. La parte superior muestra los parámetros para experimentos con opacidad constante donde $\chi^s = 0$. La parte inferior muestra los parámetros iniciales considerando las opacidades para la dispersión Thomson y la radiación Bremsstrahlung. Todos estos experimentos se hicieron para $M = 10M_\odot$. En todos los experimentos se usaron los siguientes parámetros: $P_b = P_0$, $W_m = 0.0$.

En las primeras nueve gráficas de la Fig. 3.2 se muestra el impacto producido al cambiar los diversos parámetros del gas inyectado en la señal medida por el detector más lejano, considerando solo los efectos de la opacidad térmica constante. Por ejemplo, se puede ver que todas las curvas muestran un pico agudo y alto como el de los GRBs. Mientras que, en las últimas nueve gráficas de la Fig. 3.2 se muestra el impacto de la opacidad asociada con la dispersión Thomson y la radiación Bremsstrahlung en la señal medida por el detector más alejado para tres valores diferentes de energía radiada.

En cada uno de estos experimentos se usó una masa del progenitor dada por $M = 10M_{\odot}$, la cual correspondería a una estrella capaz de colapsar en un agujero negro [Shapiro & Teukolsky]. Con esta información, se puede inferir cualitativamente los efectos individuales de cada uno de estos parámetros en las curvas de luz.

1. *Efectos del factor de Lorentz.* El impacto de este parámetro se refleja en el ancho y la amplitud de las curvas de luz. En el caso de la aproximación con opacidad constante, las curvas de luz se caracterizan por un solo pulso. Cuanto mayor sea el factor de Lorentz, mayor será la duración y la amplitud del pulso. En el caso de la dispersión de Thomson y la radiación Bremsstrahlung, las curvas de luz exhiben morfologías diferentes. Si el factor de Lorentz del gas inyectado tiene un valor aproximado de 800, las curvas de luz también presentan un solo pulso. Cuando el factor de Lorentz es más pequeño, las curvas de luz no sólo son más anchas sino también pueden exhibir una señal con un pico dominante seguido de otros pulsos de menor amplitud.
2. *Efectos de la opacidad.* Este parámetro puede considerarse el más importante de los cuatro parámetros libres ya que contiene la información sobre los procesos radiativos que ocurren durante la evolución. En el caso de la dispersión Thomson y la radiación Bremsstrahlung, las curvas de luz exhiben morfologías diferentes, si el factor de Lorentz es de alrededor de 800, las curvas de luz sólo muestran un pico seguido de un decaimiento suave. Si el factor de Lorentz es menor que 800, las curvas exhiben varios picos pequeños antes o después del pico principal. En el caso de la aproximación con opacidad constante, no hay una variación en la morfología de las curvas de luz si el factor de Lorentz es del orden de 800. Si el factor de Lorentz es 200, las curvas de luz muestran una pequeña señal antes del pico principal. Una característica que se conserva con ambas opacidades es que la amplitud de la señal aumenta cuando lo hace el factor de Lorentz.
3. *Efectos de la densidad de masa del gas inyectado.* Todos los experimentos indican que este parámetro tiene un impacto análogo al factor de Lorentz. Pero a diferencia del factor de Lorentz, la densidad de masa del gas inyectado tiene un efecto inverso, es decir, cuando ρ_b es un orden de magnitud menor que la magnitud del medio circundante, la amplitud aumenta en un 25 % y tiene una duración de alrededor de

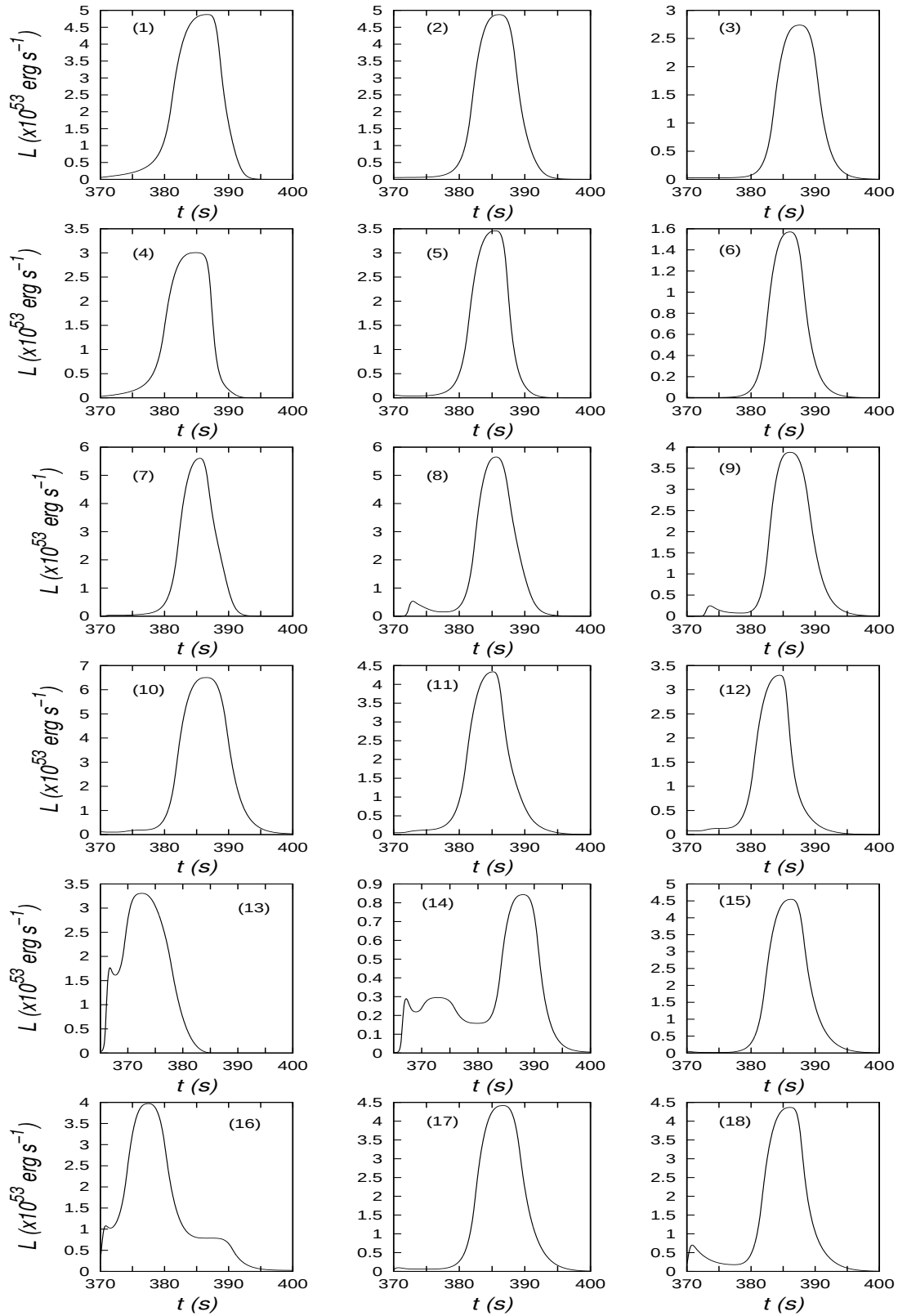


Figura 3.2: Catálogo con diferentes tipos de curvas de luz que dependen de la combinación de los parámetros iniciales descritos en la Tabla 3.2. Los primeros nueve experimentos corresponden a los casos donde se asumió que la opacidad térmica es constante y sin dispersión. Mientras que los experimentos etiquetados desde el diez en adelante corresponden a radiación Bremsstrahlung con dispersión Thomson.

unos 10 segundos menor en comparación con el ancho cuando ambas densidades son iguales.

4. *Efectos de la densidad de energía radiada.* Este parámetro afecta significativamente la amplitud de las curvas de luz, mientras que el ancho permanece sin cambios. Cuanto mayor sea la energía de radiación inyectada con el gas, mayor será el pico de luminosidad de las curvas. Este parámetro tiene el mismo efecto que el factor de Lorentz, es decir, las curvas de luz son de mayor duración y tienen mayor amplitud cuando $E_{r,b}$ es más grande.

Una descripción en términos generales de estos experimentos indica que todas las curvas de luz que se calcularon numéricamente usando una opacidad térmica constante tienen la misma morfología, es decir, un pulso único seguido de un decaimiento suave. En los casos de dispersión Thomson y radiación térmica Bremsstrahlung hay uno o varios pulsos de menor energía que anteceden al pico principal.

3.2.1. LGRBs Particulares

Ahora, se aplicará el conocimiento aprendido en los experimentos anteriores para ajustar un par de curvas de luz que fueron observadas en los eventos GBR 080413B y GRB 060904B, las cuales fueron hechas por el detector BAT que está a bordo del satélite Swift en una banda de energía de 15 – 150 KeV. Debido a que los datos de estos eventos están en términos del flujo radiado [Mendoza et al. 2009], es necesario convertir la luminosidad L al flujo de radiación F_r que viaja en la línea de visión de un observador ubicado a distancias cosmológicas. De esta manera, el flujo radiado está dado por la expresión $F_r = L/4\pi d_L^2$, donde d_L es la distancia de luminosidad [Rybicky & Lightman 1979].

Las condiciones iniciales para el gas inyectado y el medio circundante que mejor se ajustan a las curvas de luz son:

- GRB 080413B, $W_b = 645.497$, $E_{r,b} = 5.158 \times 10^8 \text{erg/cm}^3$, $\rho_b = \rho_0$ y $W_m = 0$; con una masa del progenitor de $M = 15M_\odot$.
- GRB 060904B, $W_b = 674.2$, $E_{r,b} = 2.155 \times 10^{10} \text{erg/cm}^3$, $\rho_b = \rho_0$ y $W_m = 0$; con una masa del progenitor de $M = 10M_\odot$.

En la Fig. 3.3 se muestra el ajuste para ambos eventos, los casos en que las opacidades emulan la dispersión Thomson con radiación térmica Bremsstrahlung están representados por una línea continua, mientras que la opacidad térmica constante por una línea punteada. El valor de la opacidad térmica constante que mejor ajustó a cada uno de los eventos fue $\kappa^t = 3.313 \times 10^{-9} \text{cm}^2/\text{g}$ y $\kappa^t = 1.3 \times 10^{-10} \text{cm}^2/\text{g}$ para GRB 080413B y GRB 060904B,

respectivamente.

Con el fin de mostrar cómo el sistema pierde el equilibrio térmico durante su evolución, en la Fig. 3.4 se muestra el máximo de la temperatura del fluido y del campo de radiación como función del tiempo. Las temperaturas asociadas con GRB 060904B, cuando la opacidad es constante, son $T_{\text{fluid}(060904\text{B})\text{G-B}}$ y $T_{\text{rad}(060904\text{B})\text{G-B}}$, mientras que las temperaturas asociadas con GRB 080413B cuando las opacidades emulan la dispersión Thompson y radiación Bremsstrahlung son $T_{\text{fluid}(080413\text{B})\text{T-B}}$ y $T_{\text{rad}(080413\text{B})\text{T-B}}$. De la Fig. 3.4 se puede ver que en ambos casos la temperatura del fluido y de la radiación son significativamente diferentes. En los dos casos el máximo de las temperaturas se comporta como $T_{\text{fluid}} > T_{\text{rad}}$. Esto sugiere, de acuerdo a la Ec. (2.8), que el fluido pierde energía durante el proceso.

En cada uno de los ajustes realizados anteriormente se calculó la chi-cuadrada, usando $\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{m_{o,i} - m_{t,i}}{\sigma_i} \right)^2$, donde m_o es la magnitud aparente de las observaciones, m_t es la magnitud aparente del modelo teórico, σ_i es la desviación estándar, y N es el número total de datos disponibles. Una vez que se calculó la chi-cuadrada, se procedió a calcular la chi-cuadrada reducida de los mejores ajustes, la cual es definida como χ^2/dof donde dof son los grados de libertad. El modelo que mejor se ajusta a los datos observacionales es el que contiene información de los procesos de dispersión Thompson y radiación térmica Bremsstrahlung, cuyos valores son $\chi_{08}^2/dof = 4.3075$ y $\chi_{06}^2/dof = 2.5027$ para GRB080413B y GRB060904B, respectivamente. Éste modelo se adapta bien a la fase de emisión temprana, sin embargo, no fue lo suficientemente bueno para ajustarse a la fase de postluminiscencia.

Aunque el modelo es unidimensional y aparentemente simple, éste tiene que tratar con la solución numérica de un conjunto no trivial de EDP para cada conjunto de condiciones iniciales dadas, a esto se le conoce como problema directo. Para cada combinación de condiciones iniciales, se resuelve el problema directo y al final se construye una curva de luz numérica que, en el caso ideal, se ajustaría a los datos observacionales de un GRB. Las condiciones iniciales que originaron las dos curvas de luz que mejor ajustaron los datos observacionales de los eventos GRB 080413B y GRB 060904B fueron encontradas heurísticamente a prueba y error. Debido a que cada solución requiere de cierto tiempo computacional, es necesario aplicar una metodología diferente a la heurística si se desea contrastar las curvas de luz generadas por el modelo numérico con las observacionales asociadas a eventos LGRBs, pues el número de simulaciones necesarias para explorar el espacio de parámetros debe reducirse al mínimo. Aquí es donde los algoritmos de clasificación son útiles puesto que resuelven el problema inverso. Estos algoritmos ayudarán a ubicar la región del espacio de parámetros más probable que contenga los valores de las condiciones iniciales que mejor ajusten a una curva observacional dada. En lo que resta de este capítulo se describirá el algoritmo de clasificación que se usó.

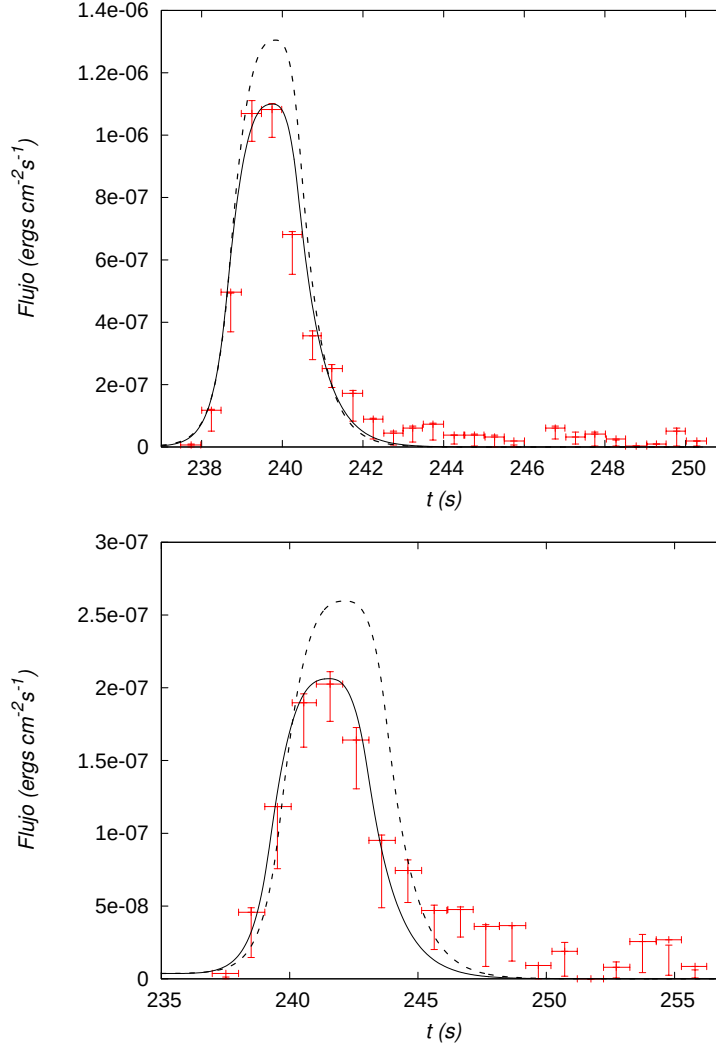


Figura 3.3: Curvas de luz de dos LGRBs: GRB 080413B (arriba) y GRB 060904B (abajo). El pico de luminosidad para estos GRB es 1.49×10^{52} y 2.042×10^{52} erg/s respectivamente. Los datos representados por puntos con barras de error fueron tomados de (Mendoza et al., 2009). Las líneas continuas corresponden a las opacidades dadas por la dispersión Thomson y la radiación Bremsstrahlung, y las líneas punteadas al modelo con opacidad constante.

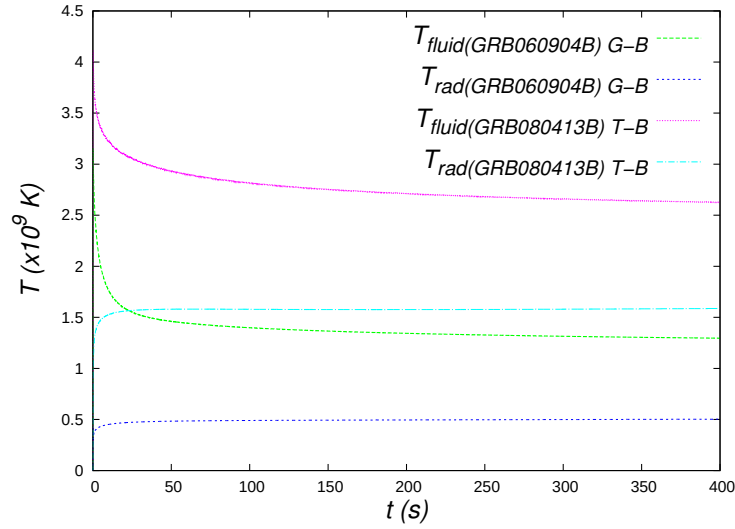


Figura 3.4: Comparación de los perfiles del máximo de la temperatura del fluido y la radiación para la aproximación opacidad constante (G-B) y la dispersión Thomson con la radiación Bremsstrahlung (T-B).

3.3. Clasificación de curvas de luz

Dentro de un modelo de GRBs hay dos problemas inversos importantes. Primero, el problema del modelo consiste en que, dada una curva de luz observada, uno debe determinar el modelo y los procesos responsables de los datos de la observación. Segundo, el problema de la causa, que consiste en que dada una curva de luminosidad observada, y dado un modelo que funciona bajo algunas suposiciones (un régimen de velocidad, un régimen de densidad, estimaciones de masa de progenitores, etc.) se buscan las condiciones que causan los datos de las observaciones.

En esta sección se atacará el segundo problema usando el modelo de LGRBs procedente de un simple choque relativista que se describió en la sección anterior. El problema importante una vez que se ha establecido un modelo, es encontrar las condiciones iniciales que dieron lugar al brote de rayos gamma, ya que éstas contienen información acerca de la fuente, los procesos radiativos y las condiciones ópticas del medio interestelar donde se propaga el choque. El algoritmo numérico para clasificar las condiciones iniciales del modelo de GRBs se basa en el uso de redes neuronales artificiales (RNA) [Russell and Norving 1995, LeCun et al. 1998, Rumelhart et al. 1986] que se entrenan con curvas de luz generadas con simulaciones del modelo hidrodinámico relativista con transporte de radiación.

Como ya se describió anteriormente, la forma tradicional en que los choques relativistas

se establecen inicialmente es a través de los parámetros que describen al fluido inyectado y al medio circundante. En este caso, dado que el modelo es unidimensional, el choque relativista se describe con el tipo de condiciones iniciales usado para generar las curvas de luz de la sección anterior, cuyos parámetros son: la densidad de masa en reposo, la velocidad y presión del fluido; así como la densidad de energía radiada y el flujo de radiación. Esto significa que hay nueve parámetros que definen las condiciones iniciales, cinco para el fluido inyectado y 4 para el medio circundante en reposo ($v_m = 0$). Por tanto, ajustar una curva observacional requiere de explorar un espacio de parámetros de nueve dimensiones donde cada uno de sus puntos corresponde a un conjunto de parámetros de condiciones iniciales. Sin embargo, usando la información aprendida en la sección pasada acerca de los procesos de radiación, ahora sólo se usarán los parámetros más influyentes a saber: la densidad de energía en reposo, velocidad o factor de Lorentz y densidad de energía radiada del haz inyectado ($[\rho_b, W_b, E_{r,b}]$) con opacidades dadas por la radiación térmica Bremsstrahlung y la dispersión Thomson.

3.3.1. Descripción del algoritmo de clasificación

Para clasificar los datos iniciales, se fijaron los posibles rangos de valores para los parámetros físicos involucrados en la producción de las curvas de luz. Estos rangos fueron $\rho_b \in [0.277, 1.61]\rho_0$, $W_b \in [300, 900]$ y $E_{r,b} \in [8.29 \times 10^9, 6.71 \times 10^{11}] \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2 \text{ erg/cm}^3$, donde M es la masa del progenitor asociada a los LGRBs.

Para cada uno de esos rangos, se seleccionaron n_p valores equidistantes entre ellos, generando así un total de n_p^3 simulaciones numéricas que corresponden a cada una de sus posibles combinaciones. Las curvas de luz que se obtuvieron de estas simulaciones se discretizaron en 220 intervalos de tiempo, los cuales son utilizados para entrenar la RNA. La discretización de la curva se introduce como los datos de entrada de la RNA para que ésta los propague a través de una capa oculta y finalmente hacia una última capa que divide los resultados de la clasificación en tres grupos llamados de “salida” que caracterizan a cada uno de los parámetros ($\rho_b, W_b, E_{r,b}$), los cuales están normalizados a tener valores entre $[0, 1]$.

Cada uno de estos resultados se asocia con una cantidad de n_c ($n_c \leq n_p$) intervalos en los que se dividen los rangos de los parámetros, en adelante dichos intervalos serán llamados “clases”. Básicamente, si el primer grupo de clasificación de la RNA tiene un valor entre cero y $1/n_c$, la red está prediciendo que el valor de ρ_b utilizado para generar esa curva de luz tiene un valor en la primera clase de su rango. Para ilustrar esto, si $n_c = 3$ y los tres conjuntos de salidas de la RNA son (0.4, 0.1, 0.8), esto significa que las etiquetas de clases correspondientes a los parámetros son (2, 1, 3). Los valores de los parámetros están entonces dentro de los valores $\rho_b = (0.94 \pm 0.22)\rho_0$, $W_b = 400 \pm 100$, y

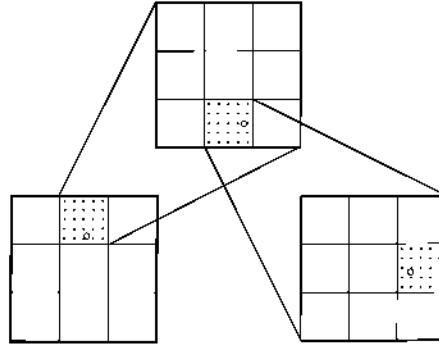


Figura 3.5: Muestreo del espacio de parámetros con refinamientos, ilustrado en el plano bidimensional de parámetros $\rho_b - W_b$. En realidad, la clasificación se realiza entre veintisiete cubos, sin embargo, aquí sólo se muestra una proyección bidimensional con $n_c^2 = 9$ regiones cuadradas. Cada punto representa una simulación con un conjunto dado de condiciones iniciales $(\rho_b, W_b, E_{r,b})$. En este ejemplo, hay tres niveles de refinamiento, donde los mejores parámetros predichos por la RNA están en la región con las coordenadas (2, 3) en el primer refinamiento (abajo a la izquierda), en la región (2, 1) en el segundo refinamiento (centro superior) y la finalmente en la región (3, 2) para el tercer refinamiento (abajo a la derecha).

$E_{r,b} = (5.61 \times 10^{11} \pm 1.11 \times 10^{11}) (M_\odot/M)^2 \text{ erg/cm}^3$, donde la incertidumbre de la predicción se calcula como la mitad de la longitud de cada intervalo.

El total de las simulaciones n_p^3 fue dividido en tres conjuntos diferentes: (1) *conjunto de entrenamiento*, el cual contiene el sesenta por ciento de las simulaciones y se usa para entrenar la red. Para entrenar la RNA se usó un algoritmo de propagación hacia atrás; (2) *conjunto de validación* que contiene el veinte por ciento de las simulaciones, se usa para indicar cuándo el proceso de entrenamiento debe detenerse y evitar el sobreentrenamiento; (3) *conjunto de predicción* que contiene el veinte por ciento restante de las simulaciones y es el conjunto utilizado para determinar la calidad y precisión de la red.

Para reducir el tamaño de la incertidumbre en la predicción de los parámetros, una vez que la red ha seleccionado una clase para cada uno de los tres parámetros físicos, se realizó otro conjunto de simulaciones contenidas dentro de dicha clase. Esto significa que se produjo otro conjunto de simulaciones n_p^3 dentro de la clase repitiendo el proceso de clasificación. Nótese que esta vez se está dentro de un intervalo más pequeño en el espacio de parámetros. Este proceso se ilustra en la Fig. 3.5 para tres niveles de refinamiento. Cada vez que se repite este proceso, la incertidumbre de las condiciones iniciales disminuye.

3.3.2. Resultados de la clasificación

Con el fin de descubrir el rendimiento óptimo de la RNA implementada, se exploraron diferentes topologías cambiando la tasa de aprendizaje y la cantidad de neuronas ocultas. La RNA se entrenó durante 2×10^4 iteraciones para cada una de las posibles configuraciones. Las tasas de aprendizaje fueron $\gamma = 1 \times 10^{-3}$ y $\gamma = 2 \times 10^{-3}$ las cuales se combinaron con 5, 10, 20 y 40 neuronas ocultas, una a la vez. Para probar la eficiencia de cada una de estas topologías, se llevaron a cabo dos experimentos: En el primero, se dividieron los intervalos de densidad de masa en reposo, factor de Lorentz y densidad de energía radiada en $n_p = 12$ valores equidistantes, creando un total de $12^3 = 1728$ curvas de luz. Con estos 12 valores, se analizaron 3, 6 y 12 clases para cada parámetro. En la Tabla 3.3 se muestran los porcentajes de clasificaciones correctas para cada escenario.

En la Tabla 3.3 se puede ver que si se aumenta el número de neuronas ocultas, la precisión de la predicción también aumenta. Sin embargo, en la Tabla 3.5 se puede ver que también el costo computacional lo hace. Este comportamiento ocurre en general para todos los escenarios, independientemente del número de clases. Por otra parte, si se usa un número menor de clases con los mismos parámetros de red, la precisión en la clasificación aumenta, pero también los hace la incertidumbre que está relacionada con el tamaño del intervalo utilizado al clasificar los parámetros estimados.

En el segundo experimento, se dividieron los intervalos de los parámetros físicos en $n_p = 16$ valores equidistantes para cada uno de ellos, generando un total de $16^3 = 4096$ señales. Con estos 16 valores, se formaron 4, 8 y 16 clases para cada uno de los parámetros. Las predicciones para este experimento se muestran en la Tabla 3.4. Al igual que en el experimento anterior, la precisión de la red aumenta a medida que se aumenta el número de neuronas. Vale la pena mencionar que esta mejora en la precisión se alcanza en ambos experimentos con un número entre 20 y 40 neuronas en la capa oculta. Del mismo modo que en el primer experimento, en la columna de la derecha de la Tabla 3.5, se muestra el tiempo computacional requerido en la clasificación.

Comparando estos dos experimentos, se puede ver que las predicciones en el segundo experimento son de menor precisión respecto al primero. También en Tablas 3.3 y 3.4 se puede observar que el número de clasificaciones correctas es mayor para el experimento uno respecto al experimento dos. Sin embargo, en el primero (segundo) el tamaño de los intervalos utilizados para clasificar es más grande (pequeño) lo que implica que las incertidumbres de los parámetros son más grandes (pequeñas).

Una vez que la red está entrenada, se evalúa su desempeño utilizando el conjunto de predicción. Se encontró que la red tiene un 84.8 % de aciertos en su clasificación; esto se puede ver en la primera fila de la Tabla 3.7. Como se mencionó anteriormente, para redu-

		Clases								
γ	H	3			6			12		
		ρ_b	W_b	$E_{r,b}$	ρ_b	W_b	$E_{r,b}$	ρ_b	W_b	$E_{r,b}$
0.001	5	80.6	77.1	96.2	63.4	62.6	85.7	55.3	35.3	60.2
	10	98.2	84.3	96.2	72.4	66.9	89.2	78.8	45.2	68.9
	20	97.3	88.9	96.8	71.8	79.1	95.9	74.2	55.3	79.4
	40	91.8	88.6	97.3	76.8	77.6	97.3	82.0	50.1	86.3
0.002	5	84.6	86.3	95.6	63.1	52.4	78.2	54.2	32.7	61.1
	10	98.2	84.0	95.0	78.8	70.7	91.0	73.6	49.5	75.6
	20	96.2	86.9	96.2	81.4	78.8	96.5	85.5	53.9	88.6
	40	97.6	87.5	99.4	80.2	84.0	97.9	90.1	55.9	87.8

Tabla 3.3: Porcentaje de las clasificaciones correctas para cada uno de los parámetros físicos para diferentes valores de γ , número de neuronas ocultas H y número de clases para el primer experimento, donde los parámetros físicos se dividieron en 12 valores equidistantes.

cir la incertidumbre asociada a las estimaciones de los parámetros, se realizó una segunda clasificación suponiendo una región más pequeña en los valores de parámetros físicos, en la cual se prepara un nuevo conjunto de n_p^3 curvas de luz para que éstas sean clasificadas por la RNA. Los resultados se presentan en la Tablas 3.6 y 3.7 para un número diferente de neuronas ocultas y de valores de la tasa de aprendizaje.

Para cuantificar la calidad de estas predicciones, se prepararon dos pruebas adicionales basadas en curvas de luz generadas numéricamente dentro del rango de los parámetros antes mencionados.

3.3.2.1. Resultados con señales generadas numéricamente

Se generaron dos curvas de luz imponiendo que los parámetros que dieron lugar a dichas señales estén dentro del intervalo que contiene los parámetros utilizados para entrenar a la red. Los datos exactos utilizados se muestran en la Tabla 3.8. En ambas pruebas se estableció la masa del progenitor en $10M_\odot$.

Asumiendo que $n_p = 9$ y $n_c = 3$, las condiciones iniciales para la prueba número uno de la Tabla 3.8 pertenecen al cubo (3,3,3) dentro del primer refinamiento, y las casillas (3, 2, 3) – (2, 3, 3) en el segundo y tercer refinamiento, respectivamente. Por lo tanto, el clasificador perfecto debería encontrar que los parámetros que generaron dicha curva de luz siguen la secuencia de cubos (3, 3, 3) – (3, 2, 3) – (2, 3, 3). Por otro lado, para la segunda prueba, la secuencia debe estar dada por (3, 1, 1) – (3, 1, 3) – (3, 1, 1).

		Clases								
γ	H	4			8			16		
		ρ_b	W_b	$E_{r,b}$	ρ_b	W_b	$E_{r,b}$	ρ_b	W_b	$E_{r,b}$
0.001	5	79.8	81.7	93.5	56.8	58.6	83.4	49.0	30.9	65.2
	10	82.1	86.4	98.0	61.4	62.1	84.0	68.1	40.7	73.6
	20	85.8	86.3	96.0	69.1	69.2	88.2	67.5	46.2	74.0
	40	85.6	86.9	97.6	71.9	70.8	91.0	76.3	52.5	83.1
0.002	5	81.3	84.5	94.6	70.6	58.7	73.7	56.4	34.5	51.7
	10	85.1	85.3	95.1	65.8	64.1	79.5	67.0	36.9	77.6
	20	85.7	87.4	98.9	76.2	68.2	91.8	79.2	46.3	77.9
	40	81.0	87.6	97.9	72.5	64.1	89.6	78.6	49.5	83.5

Tabla 3.4: Porcentaje de las clasificaciones correctas para cada uno de los parámetros físicos para diferentes valores de γ , número de neuronas ocultas H y número de clases para el segundo experimento, donde los parámetros físicos se dividieron en 16 valores equidistantes.

	Tiempo computacional de la predicción (s)	
H	$n_p = 12$	$n_p = 16$
5	8167	19540
10	16400	40117
20	32395	81946
40	74282	174554

Tabla 3.5: Tiempo computacional medido en segundos para cada una de las RNAs cuando $n_p = 12$ y 16.

H	ρ_b %	W_b %	$E_{r,b}$ %	Tiempo computacional (s)
1	36.5	33.7	37.2	700
2	48.9	33.7	75.1	1411
3	88.9	33.7	98.6	2189
4	95.1	64.1	99.3	2843
5	97.2	72.4	98.6	3536
6	97.9	70.0	100	4384
7	95.1	73.1	97.9	4877
8	97.9	76.5	100	5802
9	97.9	73.1	100	6513
10	96.5	78.6	100	6899
20	98.6	80.6	100	14169
40	97.2	82.7	100	28325
60	97.9	84.8	100	42971
80	97.2	84.1	100	56713
100	97.9	84.8	100	70324

Tabla 3.6: Porcentaje de las clasificaciones correctas para cada uno de los parámetros físicos, usando una tasa de aprendizaje de $\gamma = 0.001$ y variando en número de neuronas ocultas H para $n_c = 3$ y $n_p = 9$, incluyendo el tiempo computacional medido en segundos usado para la red del primer refinamiento.

γ	H	ρ_b	W_b	$E_{r,b}$
0.0025	5	95.1	84.8	98.6
	20	98.6	85.5	100
	60	97.9	91.7	100
0.00075	5	97.2	72.4	98.6
	20	96.5	77.2	99.3
	60	97.2	82.0	100

Tabla 3.7: Porcentaje de clasificaciones correctas para cada uno de los parámetros físicos variando la tasa de aprendizaje γ y considerando H neuronas ocultas para $n_c = 3$ y $n_p = 9$.

Prueba	ρ_b (g/cm ³)	W_b	$E_{r,b} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^2$ (erg/cm ³)
1	$1.54\rho_0$	790.5	6.63×10^{11}
2	$1.58\rho_0$	301.5	1.66×10^{11}

Tabla 3.8: Condiciones iniciales particulares cuyas señales se usaron para determinar la precisión del algoritmo de clasificación.

La RNA predijo las siguientes secuencias (3, 3, 3) – (2, 1, 3) – (1, 3, 3) y (3, 1, 1) – (3, 1, 3) – (3, 1, 1) para las pruebas 1 y 2 respectivamente. En la Tabla 3.9 se muestran los valores explícitos de los parámetros y su incertidumbre, definidos como la mitad de la longitud de la clase en el tercer refinamiento.

Test	ρ_b (g/cm ³)	W_b	$E_{r,b} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^2$ (erg/cm ³)
1	$1.34 \pm 0.024\rho_0$	755.55 ± 11.11	$6.59 \pm 0.123 \times 10^{11}$
2	$1.59 \pm 0.024\rho_0$	311.11 ± 11.11	$1.68 \pm 0.123 \times 10^{11}$

Tabla 3.9: Predicciones obtenidas con la RNA después de tres niveles de refinamiento para cada una de las pruebas.

Con el fin de ilustrar un caso donde la red no es capaz de clasificar de manera correcta en alguno de los refinamientos, se ha elegido la primera prueba como ejemplo de que el algoritmo RNA implementado falla al clasificar en el segundo refinamiento, observe que la densidad falla en un considerable 15 %. La segunda prueba es un ejemplo de una clasificación exitosa en la que la densidad muestra un error inferior al 1 %. Ambos resultados se pueden ver en la tabla 3.9. En la Fig. 3.6 se compara la señal original con la señal predicha en la clasificación de parámetros que realizó la RNA en ambas pruebas.

3.3.2.2. Resultados con datos asociados a eventos de LGRBs

Antes de clasificar los parámetros que se asociaran a las curvas de luz observadas, se organizaron los datos de estas curvas en forma de series de tiempo, las cuales alimentaron a la RNA. Para esto, se tomaron los datos observacionales, como los de la Fig. 3.7, y se les convirtieron a unidades adimensionales de código. Los datos se interpolaron para generar una serie de tiempo en un dominio de tiempo discreto y con la misma resolución uniforme Δt que se utilizó para generar las curvas de luz numéricas. Al realizar este proceso, se introdujeron los datos en la RNA entrenada y se procedió con la clasificación.

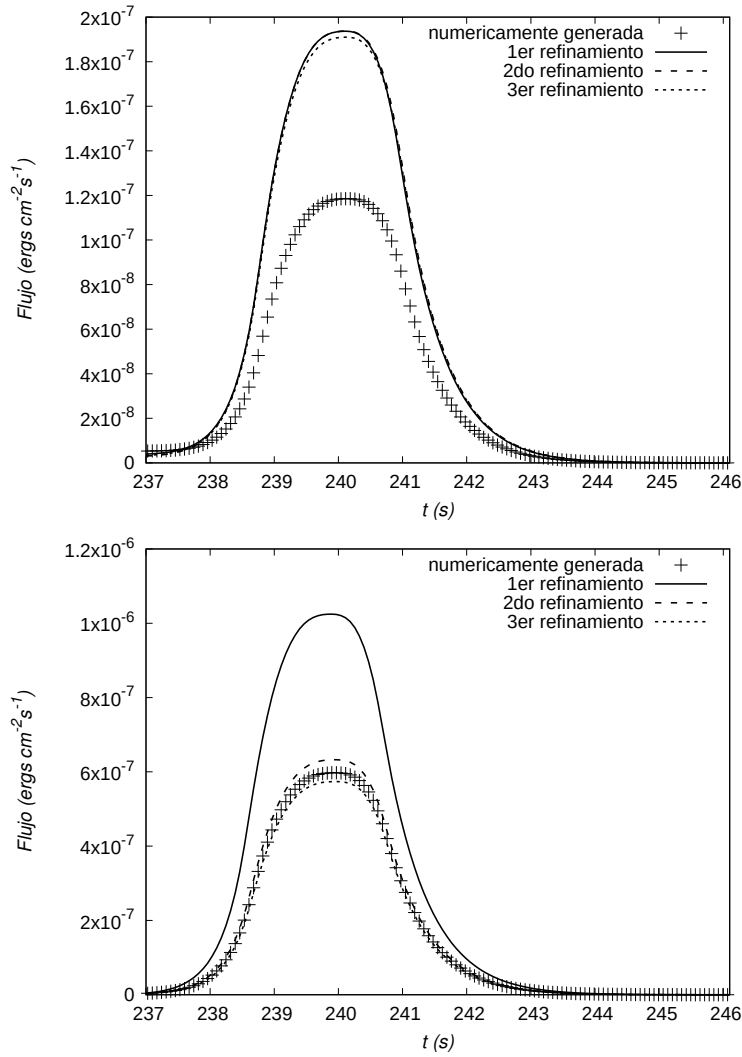


Figura 3.6: Curva de luminosidad generada numéricamente para la primera prueba (arriba) y para la segunda prueba (abajo), en comparación con las respectivas predicciones de la RNA. El primer caso ilustra uno de los escenarios donde la RNA falla al clasificar las condiciones iniciales en el segundo refinamiento. La segunda prueba ilustra un caso exitoso.

Debido a que los pesos de la RNA se inicializan con números aleatorios, la predicción de la red puede cambiar cuando los pesos iniciales son diferentes. Esto implica que el entrenamiento depende de los pesos iniciales. Para superar la dependencia de esta aleatoriedad, se entrenaron diez redes con diferentes pesos iniciales. Para saber cuál predicción fue la mejor, las diez redes fueron entrenadas y se seleccionaron las coordenadas que se predijeron con mayor frecuencia, para posteriormente repetir el procedimiento en otro nivel de refinamiento. Se usaron tres niveles de refinamiento y las predicciones para cada uno de los eventos de LGRBs se muestran en la Tabla 3.10. Los eventos de LGRBs ajustados fueron: GRB 051111, GRB 060206, GRB 060904*B*, GRB 070318 y GRB 080413*B*.

En la Fig. 3.7 se muestran los ajustes para esos cinco LGRBs. Los parámetros ρ_b , W_b , $E_{r,b}$, utilizados para producir estas gráficas son los del centro de la región seleccionada por la RNA. En GRB 051111, se muestra cómo en el primer refinamiento el ajuste es mejor que en los refinamientos posteriores, en este caso se consideró que el valor dado por el primer refinamiento es el más probable. Mientras que en GRB 060206, GRB 060904*B*, y GRB 070318 las señales generadas numéricamente muestran un ajuste razonable con el tercer refinamiento. Finalmente, el ajuste de GRB 080413*B* las curvas generadas numéricamente fallan en la clasificación.

3.4. Comentarios finales

En este capítulo se han calculado numéricamente las curvas de luz producidas por las condiciones iniciales del choque entre un fluido en movimiento y otro estático en 1D, con objetivo de investigar la posibilidad de que un solo choque puede explicar eventos de LGRBs. Específicamente, las condiciones iniciales que se usaron para construir estas curvas fueron: densidad de masa en reposo, factor de Lorentz, energía radiada y la opacidad.

Como primera aproximación, se consideró un modelo con un campo de radiación constante, el cual fue emulado por una opacidad térmica que solamente es proporcional a la densidad de masa en reposo sin procesos de dispersión. Las simulaciones numéricas de este modelo arrojan resultados poco alentadores, ya que todas las curvas de luz con factores de Lorentz $W_b > 200$ tienen la misma morfología, esto es, un único pulso seguido de un decaimiento suave. Esto está en contradicción con las observaciones, las cuales tienen curvas de luz con diferentes morfologías.

En una aproximación menos cruda del modelo de radiación, se implementó una opacidad que describe la dispersión de Thomson y la radiación térmica Bremsstrahlung. En este modelo del campo de radiación se encontraron tres morfologías diferentes: (1) un solo pulso seguido de un decaimiento suave, (2) un pulso seguido de un decaimiento en forma de

Refinamiento	$\rho_b(\text{g/cm}^3)$	W_b	$E_{r,b}(\text{erg/cm}^3)$	$M(M_\odot)$
GRB051111				
(3, 3, 3)	1.39 ± 0.22	800 ± 100	5.61 ± 1.11	25
(1, 3, 3)	1.24 ± 0.073	866.6 ± 33.33	6.34 ± 0.368	25
(1, 2, 3)	1.19 ± 0.024	866.6 ± 11.11	6.59 ± 0.123	25
GRB060206				
(3, 1, 3)	1.39 ± 0.22	400 ± 100	5.61 ± 1.11	12.5
(3, 3, 1)	1.54 ± 0.073	466.6 ± 33.33	4.87 ± 0.368	12.5
(3, 1, 3)	1.59 ± 0.024	444.4 ± 11.11	5.11 ± 0.123	12.5
GRB060904B				
(3, 1, 3)	1.39 ± 0.22	400 ± 100	5.61 ± 1.11	15
(3, 3, 1)	1.54 ± 0.073	466.6 ± 33.33	4.87 ± 0.368	15
(3, 1, 3)	1.59 ± 0.024	444.4 ± 11.11	5.11 ± 0.123	15
GRB070318				
(3, 3, 3)	1.39 ± 0.22	800 ± 100	5.61 ± 1.11	20
(1, 3, 3)	1.24 ± 0.073	866.6 ± 33.33	6.34 ± 0.368	20
(1, 3, 3)	1.19 ± 0.024	888.8 ± 11.11	6.59 ± 0.123	20
GRB080413B				
(3, 1, 1)	1.39 ± 0.22	400 ± 100	3.4 ± 1.11	10
(3, 1, 3)	1.54 ± 0.073	333.3 ± 33.33	1.92 ± 0.368	10
(1, 2, 1)	1.49 ± 0.024	333.3 ± 11.11	1.68 ± 0.123	10

Tabla 3.10: Condiciones iniciales del modelo teórico usado para generar las curvas de luz. Para que los valores de la densidad de masa en reposo y la densidad de energía de radiación se escalen correctamente, se deben multiplicar por ρ_0 y $\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2 \times 10^{11}$ respectivamente.

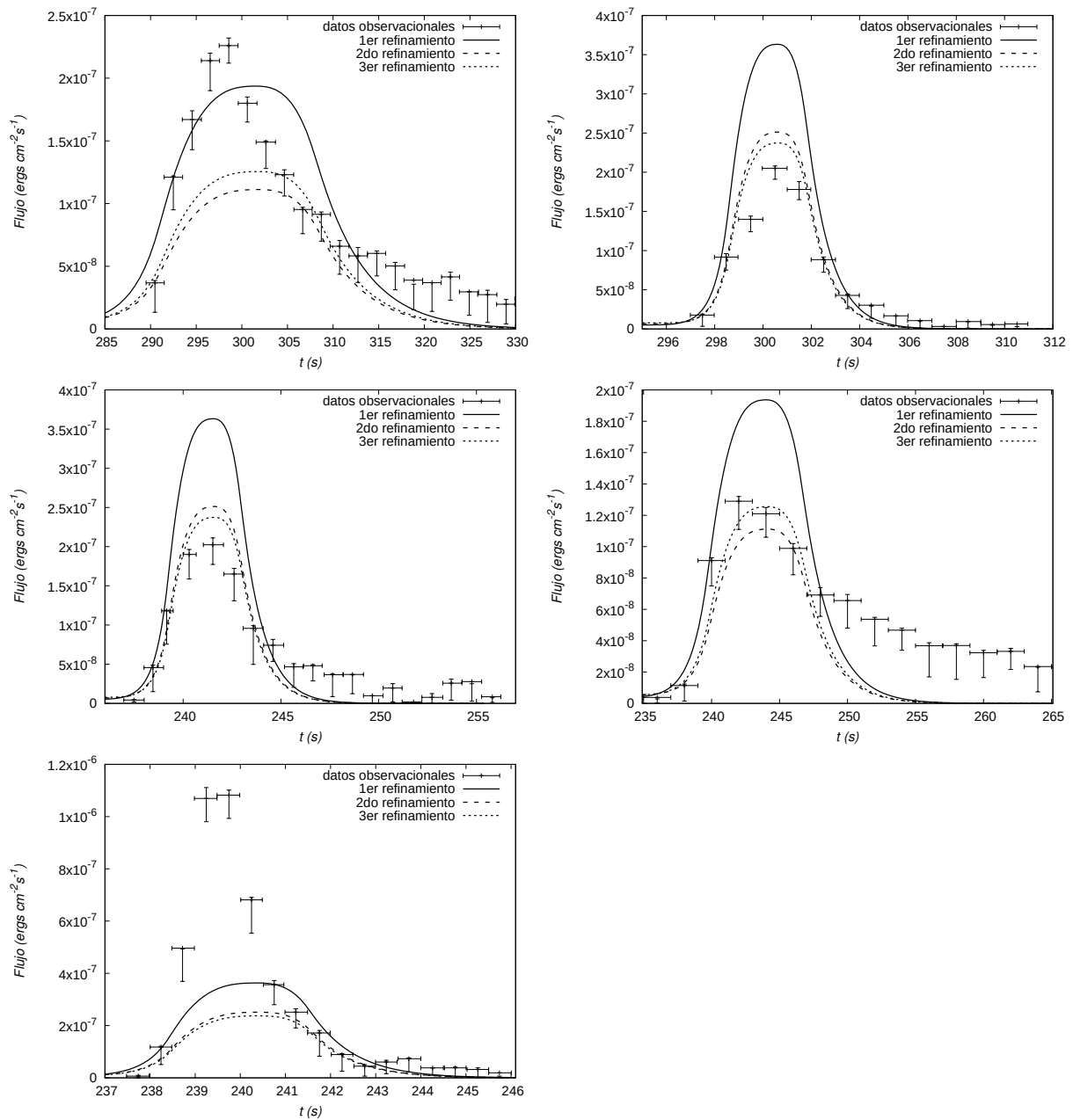


Figura 3.7: De izquierda a derecha y de arriba a abajo: GRB 051111, GRB 060206, GRB 060904B, GRB 070318 y GRB 080413B, respectivamente. Los datos representados por puntos con barras de error se tomaron de [Mendoza et al. 2009]. Las tres líneas de cada figura corresponden a las predicciones en el primer, segundo y tercer refinamiento.

“rodilla” y (3) una fase de preluminiscencia, donde uno o varios pulsos de poca intensidad son emitidos antes del pulso principal, el cual es seguido por un decaimiento suave y rápido.

Como primer contacto con observaciones, se ajustaron (a fuerza bruta) las curvas de luz asociadas con dos eventos de LGRBs, 080413B y 060904B. Como era de esperar, el modelo que mejor ajusta a estas observaciones es el que utiliza una opacidad emulada por la dispersión de Thomson y la radiación térmica Bremsstrahlung. Este modelo describe bien la fase de emisión temprana. Sin embargo, parece no ser suficiente para explicar la fase de postluminiscencia. Con el fin de dar un juicio más acertado acerca de si este modelo es bueno o no, para explicar las fases de emisión temprana y de postluminiscencia, es necesario analizar un muestreo más amplio de eventos.

En tal escenario, se requiere de una exploración exhaustiva del espacio de parámetros para encontrar los que mejor ajusten a las observaciones. De la necesidad de explorar este espacio de parámetros con el mínimo esfuerzo, nace la idea de desarrollar una herramienta que clasifique las condiciones iniciales que generan las curvas de luz que mejor se ajustan a las observaciones. El clasificador consta de un algoritmo basado en redes neuronales artificiales. Dicho algoritmo fue calibrado con curvas de luz generadas numéricamente, obteniendo así un 84.8 % de precisión en la clasificación. Una vez que el algoritmo fue calibrado, se analizaron cinco curvas de luz observadas. La red neuronal sólo pudo ajustar bien la fase de emisión temprana de cuatro LGRBs.

La confrontación de este modelo de radiación térmica con las observaciones indican que el modelo numérico de un choque unidimensional no es suficiente para explicar la fase de postluminiscencia. Para determinar si este modelo puede mejorar, se necesita explorar: (1) diferentes perfiles de densidad y presión del sistema, (2) opacidades más realistas, (3) generalizar a 3 dimensiones espaciales y (4) agregar un análisis de multifrecuencia similar al realizado en [Cuesta-Martínez et al. 2015]. En el siguiente capítulo se implementarán las tres primeras sugerencias. Dejando el análisis de multifrecuencias para trabajos posteriores.

Capítulo 4

Propagación de jets a través de estrellas masivas

Modelar los GRBs, como cualquier otro escenario astrofísico, implica hoy en día tomar en cuenta una serie de procesos físicos basados en conjuntos de ecuaciones cada vez más complicados, con un número creciente de parámetros que enriquecen los modelos y los escenarios que originaron las observaciones. Hasta el momento, los modelos se han construido con el fin de inferir las propiedades de la fuente de los GRBs y su medio circundante. Estos modelos en general se resuelven numéricamente bajo la aproximación de hidrodinámica ideal [Aloy et al. 2000, De Colle et al. 2012, MacFadyen & Woosley 1999, Meliani & Keppens 2007, Meliani & Keppens 2010, Mizuta et al. 2006 & 2013, Mizuta & Aloy 2009, Morsony et al. 2007, Mizuta et al. 2011, Nahakura et al. 2011 & 2012, Lazzati et al. 2013, López-Cámara et al. 2013, Zhang et al. 2003, Zhang et al. 2004]. Aproximaciones más precisas incluyen el uso de magnetohidrodinámica ideal [Bromberg et al. 2016, Obergaullinger & Aloy 2017] y de hidrodinámica con transporte de radiación [Van Eerten et al. 2010, Van Eerten et al. 2011, Vlasis et al., 2011, Cuesta-Martínez et al. 2015, De Colle et al. 2017, Rivera-Paleo & Guzmán 2016, Rivera-Paleo & Guzmán 2017].

A pesar de que en la actualidad se pueden modelar este tipo de eventos astrofísicos de manera más precisa, aún existen varias preguntas abiertas acerca de los GRBs asociados a SNe, especialmente en el caso de los IIGRBs pues no todos los modelos teóricos pueden ajustar todo el espectro electromagnético de los datos observacionales actuales. En particular, aún no está claro si los progenitores de los IIGRBs son los mismos que los de los LGRBs o si los IIGRBs son miembros de algún conjunto estelar diferente. Responder este tipo de preguntas tiene implicaciones importantes para saber con exactitud la conexión entre SNe y GRBs y fijar los límites de baja energía de la física de GRBs, especialmente teniendo en cuenta que los IIGRBs son probablemente más frecuentes que los LGRBs. Las particularidades de estos eventos de IIGRBs, y la cantidad creciente de observaciones han generado un debate que sigue activo en la comunidad científica [Irwin & Chevalier 2016].

Esto hace de los lIGRB objetos muy interesantes de analizar teórica y numéricamente.

En este capítulo se trabaja bajo la hipótesis de que los progenitores que originan los LGRBs y lIGRBs son similares a aquellos que generan las explosiones de SNe del tipo Ic, es decir, que se consideran progenitores compactos cuya envoltura no contiene hidrógeno [Soderberg et al. 2006, Nakar 2007]. Bajo esta hipótesis, se pretende analizar los efectos producidos por el transporte de radiación en jets colimados dentro y fuera de su estrella progenitora.

Como primera aproximación de progenitor, se considera un modelo simplificado de una estrella masiva sin rotación [Mignone et al. 2005]. En otro caso, con el fin de modelar un progenitor más realista, se asume que el progenitor es una estrella presupernova [Woosley & Heger 2006]. Por otra parte, en este trabajo sólo se considera la emisión térmica producida por la interacción jet-progenitor. Se ha limitado al caso en el que los procesos de emisión dominantes son: libre-libre, ligado-libre, y ligado-ligado. La dispersión Compton y la radiación sincrotrón no se consideran en este trabajo. De esta manera se pretende encontrar características que puedan ayudar a distinguir entre eventos de LGRBs y lIGRBs y así sugerir valores físicos acerca de la velocidad, luminosidad, energía total y flujo radiado del jet que posiblemente pueden ser contrastados con las observaciones. Este trabajo se encuentra en refereo en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* con el título *Evolution of jets driven by relativistic radiation hydrodynamics as Long and Low Luminosity GRBs* [Rivera-Paleo & Guzmán 2017].

4.1. Modelos de Progenitor

Para describir los eventos de GRBs en un escenario astrofísico más realista respecto al que se describió en el capítulo 3, se estudiará la dinámica de un jet cuando éste se propaga en dos entornos diferentes. En el primer escenario, el jet se propaga en un medio externo estratificado con el perfil de densidad de masa en reposo que va como una ley de potencias $\rho \sim r^{-2}$, este perfil está asociado a un LGRB [Mignone et al. 2005]. En el segundo escenario, el jet se propaga inicialmente dentro de su estrella progenitora, la cual está dada por el modelo 16TI que describe una presupernova como progenitora de un lIGRB [Woosley & Heger 2006].

4.1.1. El modelo numérico

En el modelo de jet que se estudia en este trabajo, se resuelven numéricamente las Ecs. (2.13)-(2.14) en un dominio 3D $[x_{min}, x_{max}] \times [y_{min}, y_{max}] \times [z_{min}, z_{max}]$ con coordenadas cartesianas. El jet es producido por la inyección de un fluido relativista que se propaga a través de un medio circundante que está en reposo. La inyección se hace desde una boquilla

de radio r_b , ubicada en el centro de la frontera z_{min} , con una velocidad v_b . El proceso es caracterizado por el cociente entre la densidad del fluido inyectado (subíndice b) y aquella del medio circundante (subíndice m) $\eta = \rho_b/\rho_m$, así como el cociente entre sus presiones $K = P_b/P_m$. El número de Mach relativista del jet está dado por $M_b = \mathcal{M}_b W_b \sqrt{1 - c_s^2}$, donde $\mathcal{M}_b$, W_b , y c_s^2 son el número de Mach Newtoniano, factor de Lorentz, y velocidad del sonido, respectivamente. Las condiciones de frontera que se utilizaron para todas las fronteras, excepto dentro de la boquilla, fueron de flujo saliente, mientras que para la región dentro de la boquilla los valores de las variables se mantuvieron constantes durante la ventana de tiempo en que se inyectó el fluido. Adicionalmente, para estudiar la interacción del jet con el medio circundante, se asume que éste comienza en una región ópticamente gruesa y se propaga hacia una región ópticamente delgada [Pe'er & Ryde 2011, Giannios & Spruit 2007]. Este hecho permite asumir, inicialmente, equilibrio térmico entre el fluido y el campo de radiación.

Los perfiles de densidad de masa y presión del medio circundante que se eligieron para este trabajo son:

LGRBs. Los perfiles de densidad de masa ρ_m y presión P_m del medio externo, están dados por

$$\rho_m = \rho_0 \left(\frac{r_b}{r} \right)^2, \quad P_m = P_0 \left(\frac{r_b}{r} \right)^2, \quad (4.1)$$

donde los parámetros del medio circundante son $\rho_0 = 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ y $P_0 = 10^{22} \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-2}$ [Mignone et al. 2005]. Este es un modelo simplificado que describe una estrella masiva sin rotación que colapsa y genera un jet relativista, la metalicidad de dicha estrella es 0.1 veces la del sol [Zhang et al. 2003].

En este modelo, se eligieron, al tiempo inicial $t = 0$ s, los cocientes de densidad como $\eta = 0.01$ y de presión como $K = 0.01$. El radio de la boquilla es $r_b = 8 \times 10^8 \text{ cm}$. El jet se inyectó con un factor de Lorentz de $W_b = 10$ durante un tiempo de $t_{inj} = 12 \text{ s}$, el cual es consistente con un lapso de tiempo que genera una cantidad de energía total de un LGRB típico ($\sim 10^{52} \text{ erg}$) [Zhang et al. 2003].

IIGRBs. Los perfiles de densidad de masa y de presión de este modelo están asociados a una presupernova de radio $R_* = 4 \times 10^{10} \text{ cm}$, con una masa total de $13.95 M_\odot$, y metalicidad de 1 % la del sol. El colapso de este progenitor genera un jet, el cual se propaga dentro y fuera de él. El modelo de progenitor que se utilizó fue el 16TI [Woosley & Heger 2006], el cual ha sido aplicado a IIGRBs en simulaciones puramente hidrodinámicas [Bromberg et al. 2016, Mizuta et al. 2006 & 2013, De Colle et al. 2017, Senno et al. 2016, Geng et al. 2016].

En todas las simulaciones correspondientes a este modelo, el jet fue inyectado a una

distancia de $R_0 = 10^9$ cm del centro de la estrella con un factor de Lorentz de $W_b = 10$. De 10^9 cm a 6×10^9 cm, los perfiles de densidad y presión de la estrella decrecen como una ley de potencias $\sim r^{-1.5}$. Desde este punto hasta un radio de 4×10^{10} cm, dichos perfiles decaen exponencialmente. Finalmente, desde R_* hasta 1.8×10^{11} cm, la densidad y presión disminuyen como $\sim r^{-2}$. En la Fig. 4.1 se muestran los perfiles de densidad de masa en reposo y presión del progenitor y medio circundante. Mientras que la densidad de masa en reposo y presión del jet inyectado son 10^3 g cm^{-3} y $10^{19} \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-2}$ respectivamente. Diferente al modelo de LGRBs (donde el tiempo de inyección del jet fue de 12 s), en este caso el jet es inyectado durante $t_{inj} = 20$ s.

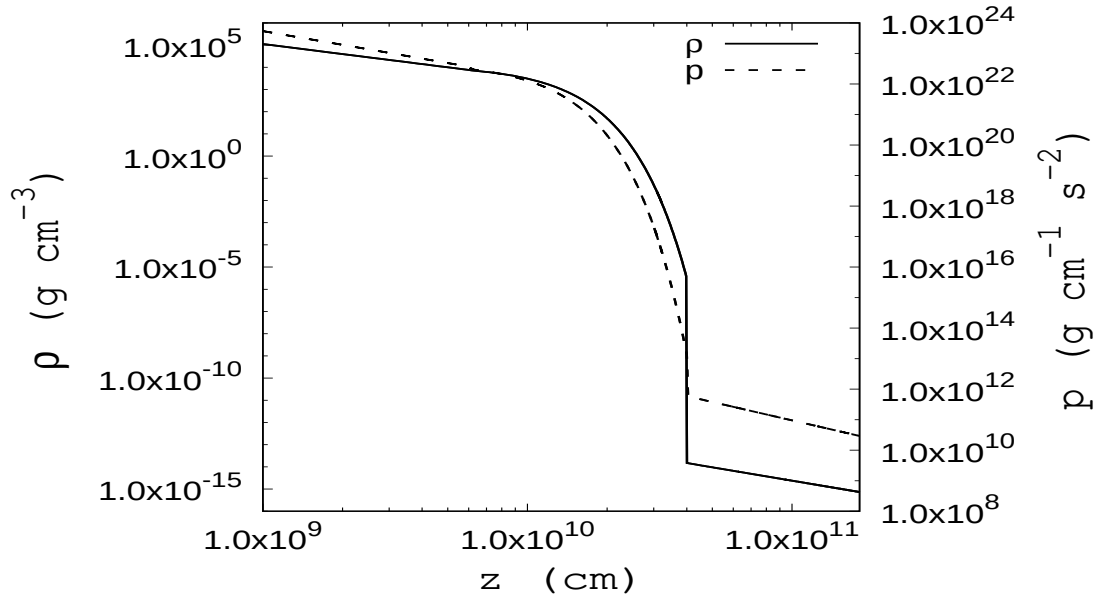


Figura 4.1: Perfiles de densidad de masa en reposo y presión del modelo 16TI usados en las simulaciones numéricas. Este modelo describe una presupernova de radio $R_* = 4 \times 10^{10}$ cm y masa $13.95 M_\odot$. La línea continua está relacionada con la densidad de masa en reposo, cuya magnitud se muestra en el eje vertical de la izquierda. La línea punteada está relacionada con la presión, cuya magnitud se muestra en el eje vertical de la derecha.

4.2. Opacidades

Como se vió en el capítulo 3, un ingrediente esencial en el análisis numérico es el uso apropiado de las opacidades, pues sus valores determinan los procesos radiativos asociados con los brotes de GRBs. En general, las opacidades empleadas en el modelo unidimensional, dispersión Thomson y emisión térmica Bremsstrahlung, pueden llegar a ser bastante burdas por varias razones:

- 1 A temperaturas suficientemente altas y bajas densidades, la contribución principal de la opacidad debe provenir de la creación de pares. Además, a temperaturas del fluido superiores a $\sim 10^9 K$, se deben incluir correcciones relativistas a la opacidad relacionada con la radiación Bremsstrahlung. Esto reduce la opacidad de la dispersión Thomson en un factor $\sim 1/(1 + T_9)$, donde $T_9 = T_{\text{fluid}}/(10^9 K)$ [Rybicky & Lightman 1979, Hayashi, Höshi, & Sugimoto 1962, Schwarzschild 1958], con la temperatura del fluido en grados Kelvin.
- 2 A temperaturas y densidades suficientemente bajas, como las que se esperan en las capas externas de la estrella y, especialmente en la estructura del medio circundante a la estrella progenitora, la contribución principal está dada por el procesos de emisión ligado-ligado [Rybicky & Lightman 1979, Hayashi, Höshi, & Sugimoto 1962, Schwarzschild 1958].
- 3 A densidades relativamente bajas ($\sim 1 \text{ g/cm}^3$) y temperaturas moderadas ($< 10^6 K$), la opacidad que emula el proceso ligado-libre es la dominante. De hecho, haciendo una estimación aproximada, la opacidad ligado-libre arroja un valor ~ 100 veces mayor que la opacidad libre-libre [Rybicky & Lightman 1979, Hayashi, Höshi, & Sugimoto 1962, Schwarzschild 1958].

Estos tres mecanismos físicos no fueron considerados en el modelo unidimensional. Sin embargo, en el presente capítulo se han incorporado estos nuevos efectos al modelo 3D.

Cuando la temperatura es del orden de $\sim 10^9 K$, la energía de los fotones se convierte en una fracción apreciable de la masa en reposo de electrones, los fotones pueden dispersarse sólo en algunos electrones y la opacidad de dispersión de electrones está dada por [Buchler & Yueh 1976]

$$\chi^s = 0.2(1 + X) \left[1 + 2.7 \times 10^{11} \frac{\rho}{T_{\text{fluid}}^2} \right]^{-1} \left[1 + \left(\frac{T_{\text{fluid}}}{4.5 \times 10^8} \right)^{0.86} \right]^{-1}. \quad (4.2)$$

Por otro lado, las opacidades debidas a la emisión libre-libre, ligado-libre y ligado-ligado se puede aproximar con la llamada ley de Kramer como [Rybicky & Lightman 1979, Hayashi, Höshi, & Sugimoto 1962, Schwarzschild 1958]:

$$\kappa^{ff} \approx 10^{23} Z^2 \rho T_{\text{fluid}}^{-7/2} \text{ cm}^2/\text{gr}, \quad (4.3)$$

$$\kappa^{bf} \approx 10^{25} Z(1 + X) \rho T_{\text{fluid}}^{-7/2} \text{ cm}^2/\text{gr}, \quad (4.4)$$

$$\kappa^{bb} \approx 10^{25} Z \rho T_{\text{fluid}}^{-7/2} \text{ cm}^2/\text{gr}. \quad (4.5)$$

Por lo tanto, la opacidad térmica total se puede aproximar para un amplio rango de temperaturas, $10^4 \leq T_{\text{fluid}} \leq 10^9 K$ con la suma de los coeficientes libre-libre, ligado-libre, y

ligado-ligado ($\chi^t = \kappa^{ff} + \kappa^{bf} + \kappa^{bb}$). En todas las opacidades X y Z representan la fracción de masa del hidrógeno y metales pesados del progenitor, respectivamente.

4.3. Datos iniciales

Otras propiedades interesantes de los GRBs son la luminosidad L_j y la energía total E_j del jet inyectado. Ambas cantidades son importantes, pues dan una estimación de la energía que se libera en este tipo de eventos. La luminosidad del jet inyectado viene dada por la ecuación de densidad de momento multiplicada por la superficie de la inyección del jet, A_b , la cual en el régimen ópticamente grueso está dada por

$$L_j \simeq \left[(\rho_b h_b + (4/3)E_{r,b}) W_b^2 v_{z,b} + F_r^z W_b (v_{z,b} + 1) \right] A_b, \quad (4.6)$$

donde h_b , $E_{r,b}$, W_b , y $v_{z,b}$ son la entalpía específica, densidad de energía radiada, factor de Lorentz y velocidad del jet, respectivamente. Finalmente, la energía total inyectada es

$$E_j \simeq L_j t_{inj}, \quad (4.7)$$

donde t_{inj} es el tiempo de inyección del jet.

En este trabajo se exploraron varias condiciones iniciales para un jet ultrarelativista, las cuales difieren únicamente en la densidad de energía de radiación. Estas diferencias implican dos escenarios: (1) la presión del fluido domina sobre la presión de la radiación y (2) la presión de la radiación es la dominante. Para determinar si un jet es inicialmente dominado por la presión de radiación o del fluido, se mide la relación entre la inercia efectiva del campo de radiación ($(4/3)E_{r,b}W_b^2$) y la inercia efectiva en el caso puramente hidrodinámico ($\rho_b h_b W_b^2$), así como el cociente entre la presión de radiación y la del gas. Estos son, respectivamente

$$g_{1,b} = \frac{(4/3)E_{r,b}}{\rho_b h_b}, \quad (4.8)$$

$$g_{2,b} = \frac{(1/3)E_{r,b}}{P_b}. \quad (4.9)$$

Una parte muy importante en el diagnóstico de estas simulaciones son las curvas de luz, las cuales son calculadas al integrar los flujos de radiación en el sistema de referencia de laboratorio $\vec{F}'_r$, sobre una superficie dada

$$L = \int \vec{F}'_r \cdot \hat{n} dA. \quad (4.10)$$

La relación entre los sistemas de referencia de laboratorio y comóvil de los momentos

de radiación, están dados a través de la siguiente transformación de Lorentz [Mihalas & Mihalas 1984, Park et al. 2013].

$$\begin{aligned}
 E'_r &= W^2 (E_r + 2v_i F_r^i + v_i v_j P_r^{ij}), \\
 F_r'^i &= W^2 v^i E_r + \left[\delta_j^i + \left(\frac{W-1}{v^2} + W \right) v^i v_j \right] F_r^j \\
 &\quad + W v_j \left(\delta_k^i + \frac{W-1}{v^2} v^i v_k \right) P_r^{jk}, \\
 P_r'^{ij} &= W^2 v^i v^j E_r + W \left(v^i \delta_k^j + v^j \delta_k^i - 2 \frac{W-1}{v^2} v^i v^j v_k \right) F_r^k \\
 &\quad + \left(\delta_k^i + \frac{W-1}{v^2} v^i v_k \right) \left(\delta_k^j + \frac{W-1}{v^2} v^j v_l \right) P_r^{kl},
 \end{aligned}$$

donde las variables primadas son aquellas que están siendo medidas por un observador en el sistema de referencia de laboratorio. La superficie de detección, A , está ubicada en una región ópticamente delgada del dominio numérico. La luminosidad se ha calculado en dos planos diferentes, el primero perpendicular a $\hat{z}$, mientras que el segundo es un plano perpendicular a $(\hat{x} + \hat{z})/\sqrt{2}$.

Con el objetivo de evaluar la radiación vista por un observador distante, es necesario calcular la luminosidad en un sistema de referencia donde se tengan en cuenta los efectos cosmológicos inducidos por el corrimiento al rojo en el que se encuentra la fuente. En este trabajo se considera un observador distante cuya línea de visión forma un ángulo θ con respecto al eje del jet. Para hacer esto, se necesita relacionar el tiempo y la luminosidad medidas en el sistema de laboratorio con las que mediría un observador lejano. Primero se define el tiempo en que el observador ve la radiación proveniente de un elemento del fluido ubicado a una distancia z_i en el tiempo t (ambos medidos en un marco de laboratorio) como $t_{\text{det}} = t - z_i \cos \theta / c$. Suponiendo que la fuente emisora se encuentra en corrimiento al rojo z , el tiempo medido en el sistema de referencia del observador es $t_{\text{obs}} = t_{\text{det}}(1 + z)$ [Cuesta-Martínez et al. 2015, Rueda-Becerril et al. 2017]. Por otra parte, la luminosidad total medida por un observador lejano está dada por $L_{\text{obs}}(t_{\text{obs}}) = (1 + z) D^2 L$, donde $D = [W(1 - v_z \cos \theta / c)]^{-1}$ es el factor Doppler [Dermer 2004]. En todos los calculos que se muestran a continuación se tomaron los siguiente valores: $z = 1$, $\theta = 0$ para el detector perpendicular a $\hat{n} = \hat{z}$, y $\theta = \pi/4$ para el detector inclinado $\hat{n} = (\hat{x} + \hat{z})/\sqrt{2}$.

4.4. Evolución de los jets y sus curvas de luz

En esta sección se presentan los principales resultados del modelo tridimensional descrito anteriormente. El objetivo de este trabajo es estudiar la evolución de los jets y las curvas de luz generadas por la interacción de éste con su medio circundante, no así “ajustar” las observaciones con las simulaciones numéricas, es decir, solamente se pretende mostrar que cualitativa y cuantitativamente las curvas de luz se pueden explicar con combinaciones razonables y sólidas de los parámetros físicos que caracterizan un jet ultrarelativista y su entorno estelar.

4.4.1. LGRBs

Los casos que se analizaron fueron aquellos donde la presión del fluido y la radiación fueron dominantes. Los parámetros iniciales para estos escenarios están resumidos en la Tabla 4.1.

En todas estas simulaciones numéricas, el jet se propaga a lo largo de la dirección z y los parámetros numéricos han sido estandarizados de tal manera que el dominio numérico usado, $[-1, 1] \times [-1, 1] \times [0, 5] \times 10^{10} \text{cm}$, tuviera una resolución numérica de $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \times 10^8 \text{cm}$. Esta resolución es suficiente para contener 8 celdas numéricas en el radio donde se inyectó el jet, la cual es una resolución recomendada para resolver apropiadamente la estructura interna del jet, así como la interacción del jet con su medio circundante [Aloy et al. 2000].

El modelo número 1 corresponde a un jet puramente hidrodinámico, el cual sirvió como referencia para saber cuánto afecta el campo de radiación a su dinámica. Esto es importante porque, en el caso ideal, se desea evitar el uso de una etapa de postprocesamiento al incluir los efectos de la radiación que no contribuyen a la dinámica de las aproximaciones hidrodinámicas. El modelo 2 corresponde al caso donde la presión del fluido es dominante y el 3 corresponde al caso donde la presión de la radiación es dominante. Comparando estos tres modelos, se pretende conseguir una estimación de cuán importante es acoplar, en cada instante de la simulación, el campo de radiación con la dinámica del fluido (ver Tabla 4.1).

Aunque los jets se propagan a través de un medio externo estratificado, éstos presentan una estructura colimada a lo largo de toda su evolución, además de una morfología similar a aquellos que se propagan a través de un medio circundante que es constante [Martí et al. 1994, Martí et al. 1995, Belan et al. 2013, Hughes et al. 2002]. Las propiedades que presentan los modelos 1, 2, y 3 son prácticamente las mismas entre sí, a saber, un haz colimado, un arco de choque, una discontinuidad de contacto, un capullo, un flujo de retorno y choques internos. Sin embargo, cuantitativamente hay diferencias entre estos modelos. En la Fig. 4.2 se muestran los perfiles de densidad de masa en reposo a lo largo del eje z del

Modelo	$L_j(\text{erg/s})$	$E_j(\text{erg})$	$E_{r,b} \left(\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \right)$	$g_{1,b} (g_{2,b})$
1	2.4×10^{51}	2.88×10^{52}	0	0 (0)
2	3.18×10^{51}	3.81×10^{52}	1×10^{20}	0.33 (0.33)
3	8.22×10^{52}	9.8×10^{53}	1×10^{22}	33.3 (33.3)

Tabla 4.1: Parámetros iniciales de los modelos de jet. En todos los casos, se utilizaron las opacidades que emulan los procesos libre-libre, ligado-libre, ligado-ligado y la dispersión de electrones, índice adiabático $\Gamma = 4/3$ y factor de Lorentz del jet $W_b = 10$.

jet puramente hidrodinámico (modelo 1), el dominado por la presión del fluido (modelo 2) y el dominado por la presión de la radiación (modelo 3) al tiempo $t = 11$ s en el sistema de referencia de laboratorio. De la Fig. 4.2 se puede distinguir una región sin choques al frente de la cabeza del jet, donde éste no ha interactuado con el medio externo. En esta región el campo de radiación no contribuye significativamente al medio externo ya que en ninguno de los tres casos hay dinámica del fluido que lo retroalimente. Detrás de la cabeza del jet, se puede ver una región perturbada por la interacción de éste con el medio externo, en esta región el campo de radiación juega un papel importante pues éste es retroalimentado por la dinámica del fluido y como consecuencia el jet es acelerado. Nótese que la densidad a lo largo del eje del jet es más alta para el caso dominado por la presión de radiación en un 10 %.

A continuación se analizará con más detalle las implicaciones de la interacción del campo de radiación con el fluido.

4.4.1.1. Escenario donde la presión del gas es dominante

Los parámetros de este escenario corresponde al modelo 2 de la Tabla 4.1. En la Fig. 4.3 se muestran las curvas de luz medidas en los dos planos anteriormente mencionados. En el panel superior derecho de la Fig. 4.4, se indica con líneas blancas las superficies de los dos detectores usados para calcular las curvas de luz (Ec. (4.10)). De ahora en adelante, se referirá a dichos planos como plano perpendicular y plano inclinado.

En la Fig. 4.3 (panel inferior) también se muestra el máximo de la temperatura del fluido y de la radiación para este modelo; el máximo se encuentra justo detrás del arco de choque. Esta figura es importante pues muestra que el equilibrio térmico inicial se pierde durante la evolución y que la temperatura de la materia es mayor que la de radiación, lo cual indica que existe un proceso de enfriamiento en el que, de acuerdo con la Ec. (2.8), la energía del fluido se disipa en forma de radiación térmica. La diferencia entre ambas temperaturas es

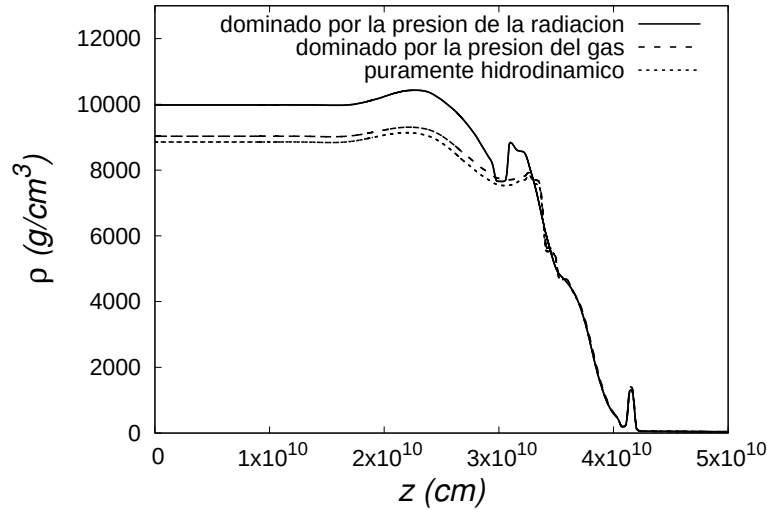


Figura 4.2: Densidad de masa en reposo a lo largo del eje z de los modelos 1, 2 y 3 de la Tabla 4.1 en $t = 11$ s, tiempo suficiente para que el flujo colimado pase a través de los detectores. El modelo 1 es puramente hidrodinámico, el modelo 2 es el caso donde la presión hidrodinámica domina y el modelo 3 es dominado por la presión de radiación. En todos los modelos se usa un factor de Lorentz del jet $W_b = 10$ y un tiempo de inyección de $t_{inj} = 12$ s.

de alrededor de un orden de magnitud.

Morfológicamente, los tres modelos ultrarelativistas de la Tabla 4.1 tienen una estructura similar. La alta presión que se produce cuando el jet se propaga a través del medio circundante genera un capullo, el cual compacta al fluido ayudándolo a mantenerse colimado durante toda la evolución. Parte del fluido que choca con el medio externo es reflejado hacia la región de inyección; este fenómeno es conocido como choque reverso. Se sabe que este choque se origina desde la discontinuidad de contacto y que modifica la estructura de la cabeza del jet, lo cual influye en la posterior propagación del jet en el medio circundante [Massaglia et al. 1996]. En este contexto, la presión de radiación ayuda a empujar el material hacia la discontinuidad de contacto, haciendo que tanto el choque reverso como los choques internos detrás de la cabeza del jet sean un poco diferentes con respecto al modelo puramente hidrodinámico. De la Fig. 4.2 también se puede ver que la densidad de masa en reposo del caso puramente hidrodinámico (modelo 1) y el caso dominado a presión de gas (modelo 2) son muy similares. Este es un resultado esperado debido a la baja contribución del campo de radiación. Cuantitativamente, el máximo de la densidad del modelo 2 es ligeramente mayor que el del modelo 1 en un 2 % en la región detrás del choque frontal. Esta diferencia es tan pequeña que sería difícil distinguirla de forma observacional en eventos de LGRBs.

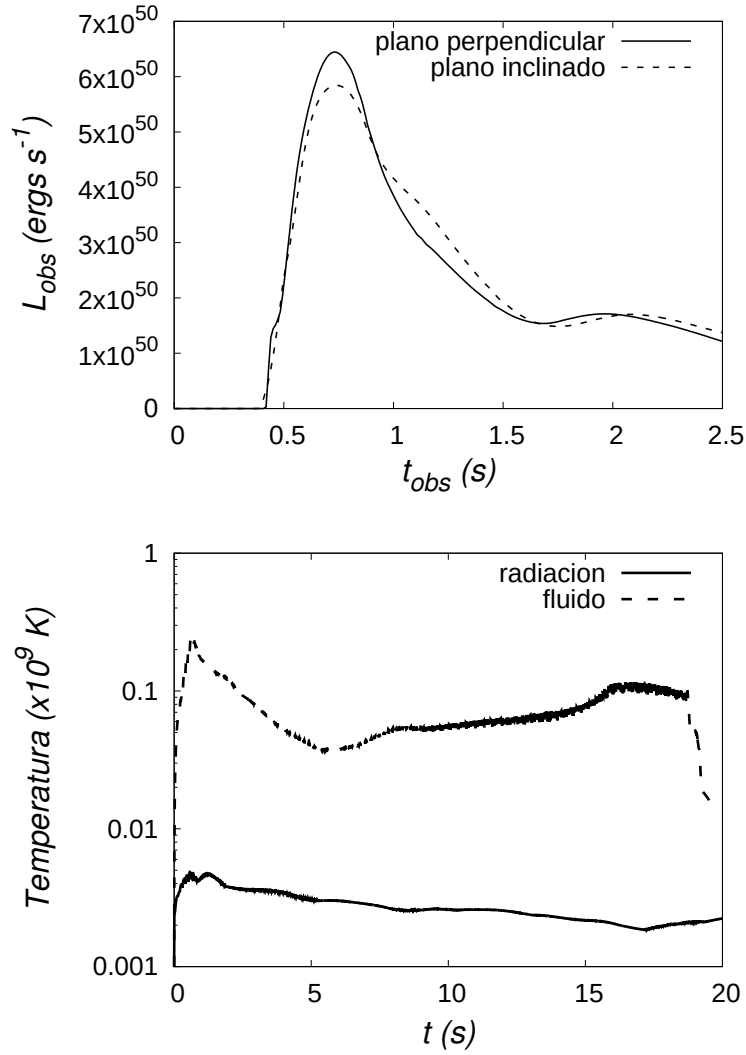


Figura 4.3: Modelo 2. Panel superior: curvas de luz medidas en dos diferentes planos y transformadas al sistema de referencia de un observador lejano. Las líneas sólida y punteada corresponden al flujo radiado que pasa a través de los planos perpendicular e inclinado, respectivamente. Panel inferior: El máximo de la temperatura de la radiación y del fluido localizada detrás de la superficie de trabajo del jet. Las líneas sólidas y punteadas corresponden a las temperaturas de radiación y del fluido, respectivamente, medidas en el sistema de referencia de laboratorio.

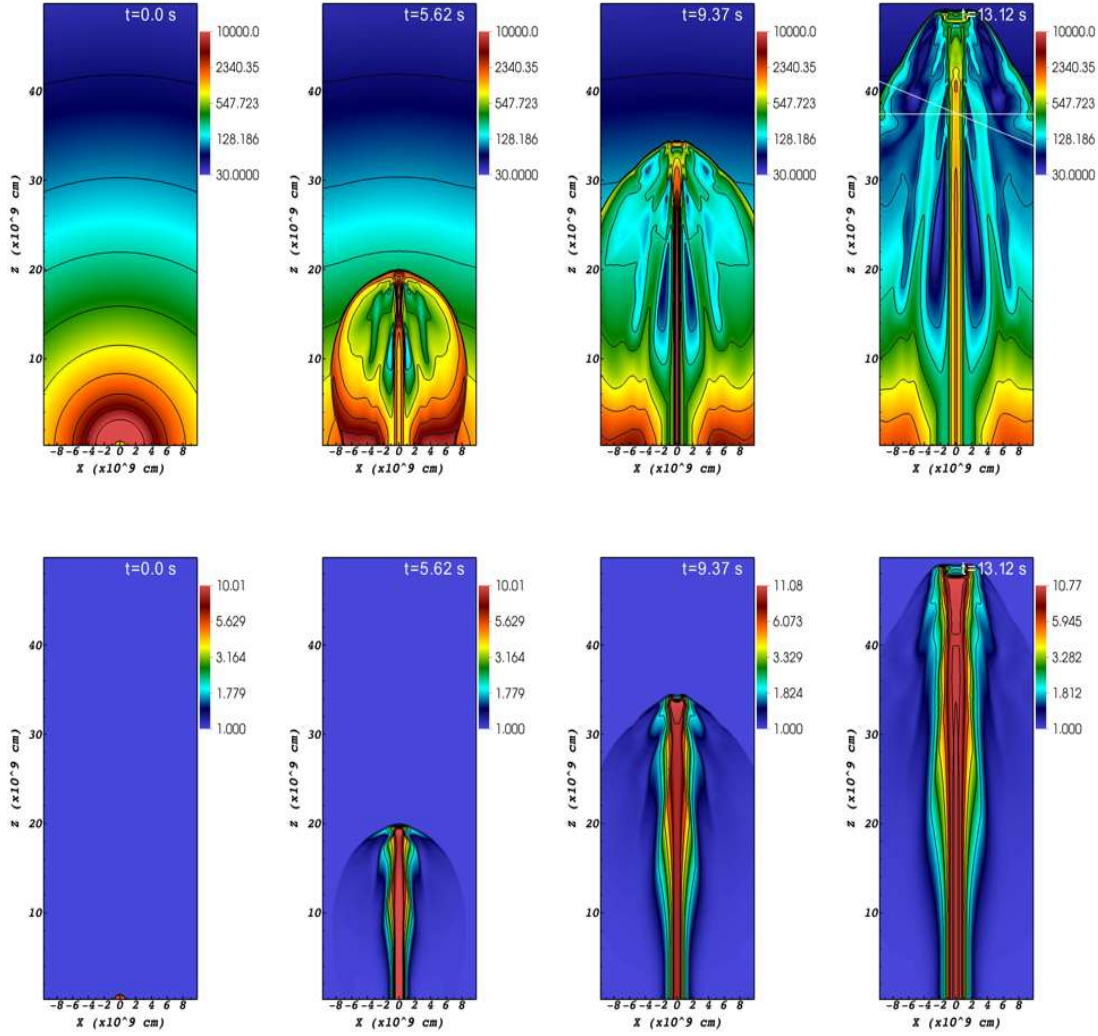


Figura 4.4: Modelo 3. Se muestra la densidad de masa en reposo (panel superior) y el factor de Lorentz (panel inferior) a diferentes tiempos. El jet fue inyectado durante 12 s con un factor de Lorentz $W_b = 10$. Las líneas blancas en el panel superior derecho indican la posición de los dos detectores usados para construir las curvas de luz.

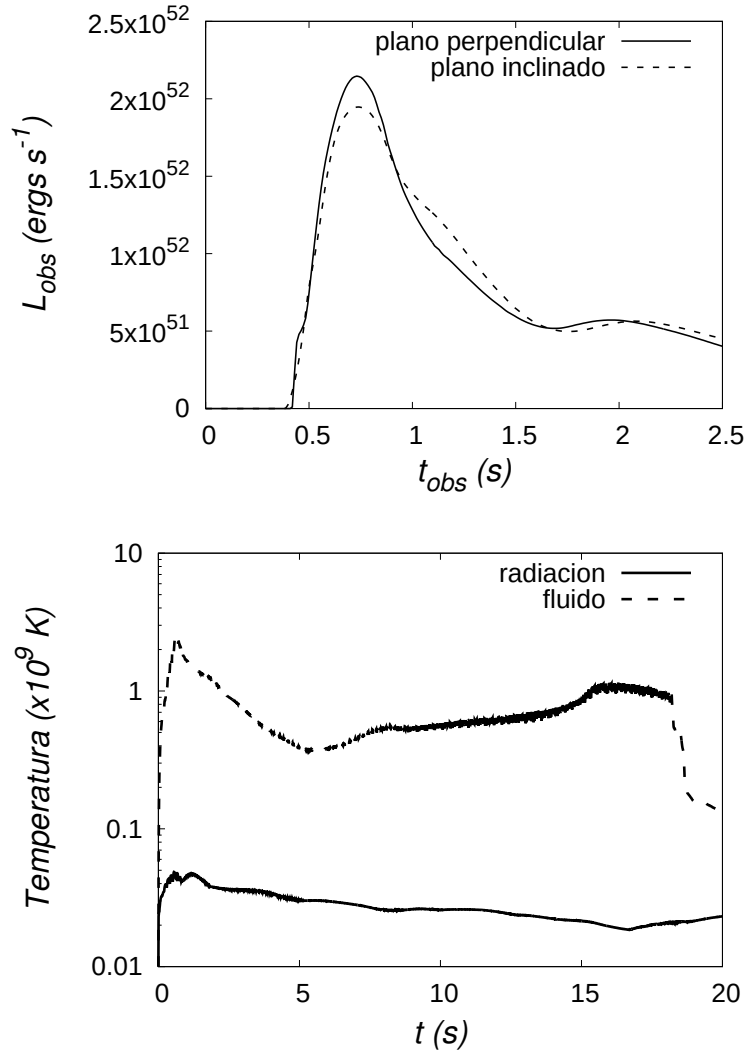


Figura 4.5: Modelo 3. Panel superior: curvas de luz medidas en los dos diferentes planos y transformadas al sistema de referencia de un observador lejano. Las líneas sólida y punteada corresponden al flujo radiado que pasa a través de los planos perpendicular e inclinado, respectivamente. Panel inferior: El máximo de la temperatura de la radiación y del fluido, la cual se encuentra detrás de la superficie de trabajo del jet. Las líneas sólidas y punteadas corresponden a las temperaturas de radiación y del fluido, respectivamente, medidas en el sistema de referencia de laboratorio.

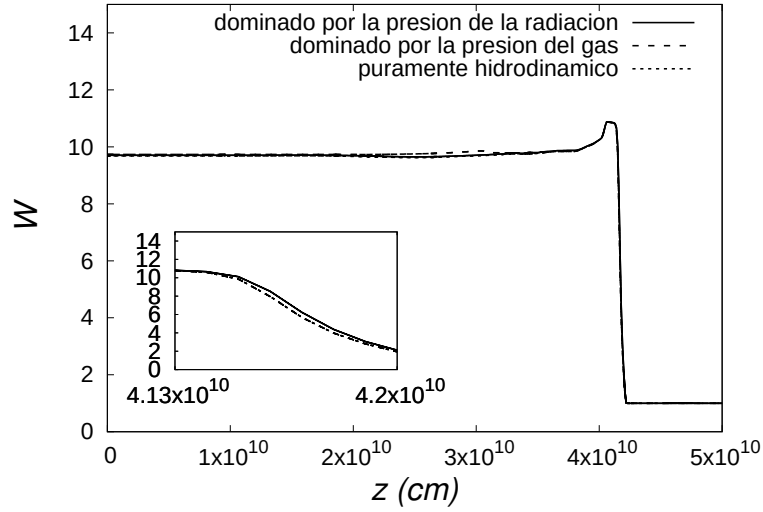


Figura 4.6: El factor de Lorentz para los modelos de jet 1, 2 y 3 al tiempo $t = 11$ s. El frente del choque se mueve un poco más rápido en el modelo donde la presión de radiación es dominante, ésto se puede ver en el recuadro inferior izquierdo.

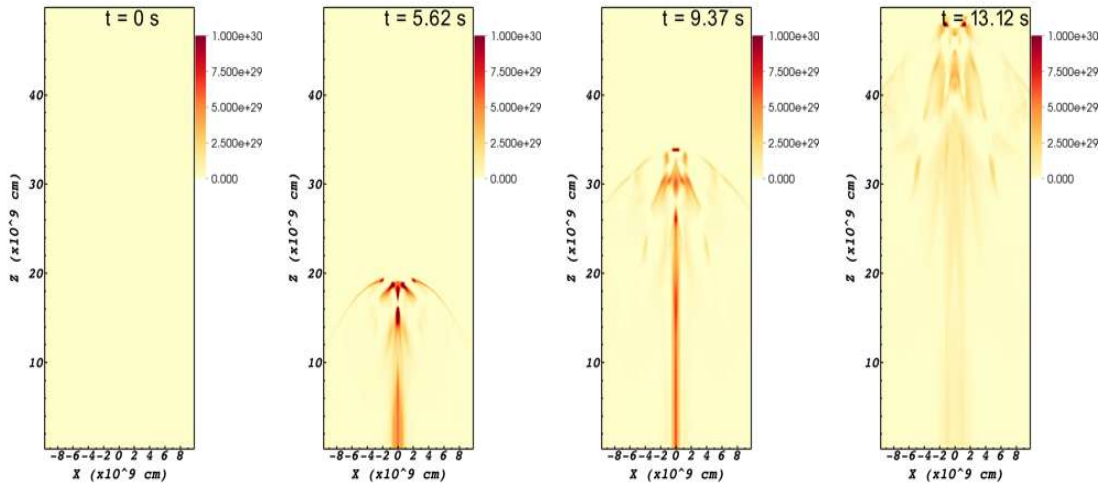


Figura 4.7: Mapa de colores de la componente z del flujo de radiación a diferentes tiempos para el jet del modelo 3.

4.4.1.2. Escenario donde la presión de la radiación es dominante

El modelo 3 representa este escenario en la Tabla 4.1. En la Fig. 4.5 se muestran las curvas de luz para este modelo medidas por los dos detectores. La diferencia con respecto a su contraparte, el modelo 2, es la amplitud de las curvas, las cuales son del orden de $\sim 10^{52}$ erg/s, dos órdenes de magnitud más grande que la del modelo 2. También en la Fig. 4.5 se muestran el máximo de la temperatura del fluido y de la radiación. La temperatura del fluido es mayor a la temperatura relacionada con el campo de radiación durante toda la evolución por aproximadamente un orden de magnitud.

Con respecto a la morfología de este modelo, en la Fig. 4.4 se muestra la evolución de la densidad de masa en reposo, así como el factor de Lorentz. Al tiempo $t \sim 5$ s se pueden ver algunas propiedades que caracterizan a los jets, éstas son: un choque de colimación en el jet, un arco de choque, una discontinuidad de contacto, flujo en retorno, el choque reverso que es producido por la interacción entre el jet y el medio externo, y un capullo. A este mismo tiempo, el factor de Lorentz del jet no cambia mucho respecto a su valor inicial mientras que el factor de Lorentz de la cabeza y del capullo es un poco menor. Más tarde, el jet comienza a propagarse en el medio cada vez más diluido consecuencia de esto, la presión del capullo decrece y éste comienza a expandirse lateralmente en el medio externo. Se puede ver una imagen de este comportamiento al tiempo $t \sim 9$ s, a este mismo instante de tiempo el factor de Lorentz del jet crece. Al tiempo $t \sim 13.12$ s el factor de Lorentz comienza a decrecer debido a que el fluido y la radiación dejaron de inyectarse al tiempo $t = 12$ s. En este instante también se puede ver la formación de un vórtice formado detrás de la cabeza del jet similar a una inestabilidad de tipo Kelvin-Helmholtz, la cual sería mejor capturada usando una resolución más alta. Nótese que la resolución más alta ayudaría a estructuras más finas, ver Fig. 4.16, donde se muestra el mapa de colores de la densidad de masa en reposo del modelo 3 con tres distintas resoluciones al tiempo $t \sim 9.37$ s. En esta figura se puede ver que los vórtices detrás de la cabeza del jet son mejor capturados por la simulación con mayor resolución. Otro ejemplo son las simulaciones numéricas con alta resolución presentadas en [Van Eerten et al. 2010], las cuales muestran inestabilidades en la cabeza del jet.

Comparando este modelo con sus contrapartes, el modelo puramente hidrodinámico y aquel donde la presión del gas domina (Fig. 4.2), se puede ver una diferencia a lo largo del eje de los jets. Cuantitativamente, al tiempo $t = 11$ s, la diferencia entre el máximo de la densidad de masa en reposo del modelo 3 y el de su versión puramente hidrodinámica es del orden de un ~ 10 %.

Para conocer el efecto que produce el campo de radiación en el perfil de velocidad, se compararon, al tiempo $t = 11$ s, los perfiles del factor de Lorentz del modelo 3 con los casos en que la presión del gas domina (modelo 2) y en que no hay radiación (modelo 1).

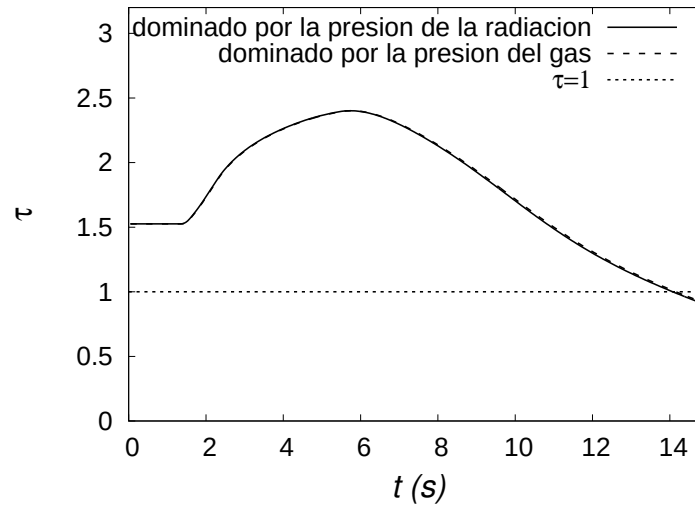


Figura 4.8: Evolución de la profundidad óptica para los modelos 2 y 3, integrados en el sistema de laboratorio a lo largo del eje z . La línea sólida y la punteada corresponden al modelo 2 y 3 respectivamente. También se grafica la línea $\tau = 1$ as el límite entre el régimen ópticamente grueso y delgado.

Esto se muestra en la Fig. 4.6, donde se puede ver que el jet dominado por la presión de radiación se propaga ligeramente más rápido que los modelos dominados por la presión del gas y el modelo puramente hidrodinámico. Esto ilustra la influencia de la radiación en la dinámica del jet.

Otra parámetro importante que ayuda a apreciar el rol de los efectos del campo de radiación incorporados en los modelos 2 y 3 es la profundidad óptica τ . En la Fig. 4.8 se muestra la evolución de τ , integrada a lo largo del eje z . En esta figura se puede ver que los regimenes ópticamente grueso ($\tau > 1$) y ópticamente delgado ($\tau < 1$) están muy cerca el uno del otro en ambos modelos. Ésto sugiere que el campo de radiación térmica no afecta de manera significativa la morfología del sistema, la cual explica porque las curvas de luz son tan similares a pesar de que la densidad de energía radiada E_r es diferente en el modelo 3.

Para finalizar, en la Fig. 4.7 se muestra la componente z del flujo radiativo durante toda la evolución. Debido a que se asumió que el jet comienza en una región ópticamente gruesa, el flujo de radiación en el sistema de referencia comóvil al tiempo $t = 0$ es igual a cero. Al tiempo $t \sim 5s$ se puede ver que el flujo de radiación más alto tiene lugar en la cabeza del jet y el arco de choque. En $t \sim 9s$, el flujo de radiación disminuye en el arco de choque. Finalmente, en $t \sim 13s$ se puede ver cómo el flujo de radiación del jet se está disipando debido a que la materia y la radiación se dejaron de inyectar al tiempo $t = 12s$.

4.4.2. IIGRBs

En estas simulaciones numéricas no se tomó en cuenta el campo gravitacional generado por el progenitor. Por lo tanto, la estrella se expande ligeramente durante el tiempo que tarda la simulación bajo el efecto de su presión interna. Sin embargo, esta expansión (menos del 1 % el radio del jet) es despreciable y no afecta la dinámica del jet debido a que éste se mueve con una velocidad lo suficientemente alta (ultrarelativista) y los efectos dominantes son los producidos por la interacción del jet con la materia de la estrella.

Configuración de los jets. El jet se lanzó desde una distancia de 10^9 cm del centro de la estrella masiva en la dirección z , como se hizo en [Mizuta et al. 2006 & 2013], durante un lapso de tiempo $t_{inj} = 20$ s. Las simulaciones numéricas fueron hechas tomando en cuenta un factor de Lorentz inicial de $W_b = 10$ y solamente se consideraron los casos donde la presión del gas y la presión de radiación son dominantes, es decir, el caso puramente hidrodinámico no se tomó en cuenta. La razón de esto fue que la diferencia entre los casos puramente hidrodinámico y donde la presión del gas fue dominante, difieren en un porcentaje del orden de la unidad.

Los valores específicos de los parámetros iniciales que se usaron se muestran en la Tabla 4.2. Estos modelos se estandarizaron con una resolución numérica de 1.25×10^8 cm para el dominio numérico usado.

Modelo	$L_j(\text{erg/s})$	$E_j(\text{erg})$	$E_{r,b} \left(\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \right)$	$g_{1,b} (g_{2,b})$
4	4.97×10^{50}	9.94×10^{51}	1×10^{19}	0.33 (0.33)
5	1.28×10^{52}	2.58×10^{53}	1×10^{21}	33.3 (33.3)

Tabla 4.2: Parámetros iniciales de los jets que evolucionan a través de un modelo de progenitor. Las opacidades usadas fueron las que emulan los procesos de emisión libre-libre, ligado-libre, ligado-ligado y dispersión del electrón. Las simulaciones se hicieron con un índice adiabático $\Gamma = 4/3$ y un factor de Lorentz inicial de $W_b = 10$.

4.4.2.1. Escenario donde la presión del gas es dominante

En la evolución dinámica del modelo 4 hay dos fases importantes, las cuales se muestran en la Fig. 4.9. En la primera fase, cuando el jet se propaga a través de la estrella, el factor de Lorentz alrededor de la boquilla comienza a crecer como se esperaba debido a la continua inyección de energía a través de ésta, mientras que la cabeza del jet se propaga con menor velocidad debido a que es frenado al entrar en contacto con su entorno estelar.

Además, como consecuencia de ésto, se forma un choque reverso que interactúa con el jet y cuando este último atraviesa a dicho choque se crea un capullo. En la Fig. 4.9 al tiempo $t = 3$ s se muestra una imagen de la densidad de masa en reposo y el factor de Lorentz en el marco de referencia de laboratorio. A este tiempo, el jet está confinado por la presión que genera el capullo.

La segunda fase de la evolución comienza cuando el jet sale de su estrella progenitora, ésto se puede ver en la Fig. 4.9 al tiempo $t \sim 7$ s. A este tiempo, el jet se expande en un medio externo enrarecido donde la presión del gas es menor que la presión que éste tenía dentro de la estrella, como resultado el capullo comienza a expandirse lateralmente. Más adelante, en $t = 13$ s, se puede ver un capullo estratificado cerca de la cabeza del jet, hecho que permite que la cabeza avance más rápidamente. En este momento el jet se propaga con una mayor velocidad que la del capullo. En este mismo instante se puede ver que después de cruzar el choque de colimación, ubicado alrededor de 4×10^{10} cm, el fluido deja de estar lo suficientemente confinado como para mantener un radio fijo por lo que éste comienza a expandirse hacia los lados. Finalmente, en $t \sim 18$ s el jet continúa expandiéndose lateralmente mientras que el choque de colimación es más grande que en tiempos anteriores.

Las curvas de luz y el máximo de las temperaturas del gas y de la radiación para este modelo se muestran en la Fig. 4.10. En esta figura, se puede apreciar la diferencia en las curvas de luz cuando éstas se miden con dos detectores que tienen distintos ángulos de inclinación, mientras que la curva que fue medida por el plano perpendicular exhibe cuatro pulsos, la que fue medida por el plano inclinado sólo muestra dos. El primer pulso en la luminosidad medida por ambos planos, se produce cuando el flujo sale de la superficie estelar, mientras que el pulso de mayor amplitud se produce cuando el fluido, cercano a la superficie de trabajo, cruza el detector. La principal característica de estas curvas de luz es que la amplitud se encuentra dentro del rango de los lGRBs ($10^{46} - 10^{49}$ erg s $^{-1}$). Por otro lado, el máximo de la temperatura de la radiación y del fluido tienen un comportamiento similar al medido en la sección de LGRBs (ver panel inferior de la Fig. 4.3), en el sentido de que la temperatura del fluido es más alta que la temperatura de la radiación. Sin embargo, la temperatura del fluido es del orden de 10^8 K, mientras que la temperatura de radiación es del orden de 10^4 K. A diferencia de los jets que evolucionan en el medio estratificado de la sección anterior, en este caso el gas y la radiación no están cuatro órdenes de magnitud fuera del equilibrio térmico. Vale la pena señalar que las opacidades usadas en estas simulaciones son apropiadas para el rango de temperatura encontrado en las simulaciones numéricas.

4.4.2.2. Escenario donde la presión de la radiación es dominante

Los resultados del modelo 5 se muestran en la Fig. 4.11 a los mismos instantes de tiempo que se mostró el modelo 4 (Fig. 4.9). Al tiempo $t \sim 3$ s, antes de que el jet alcance la

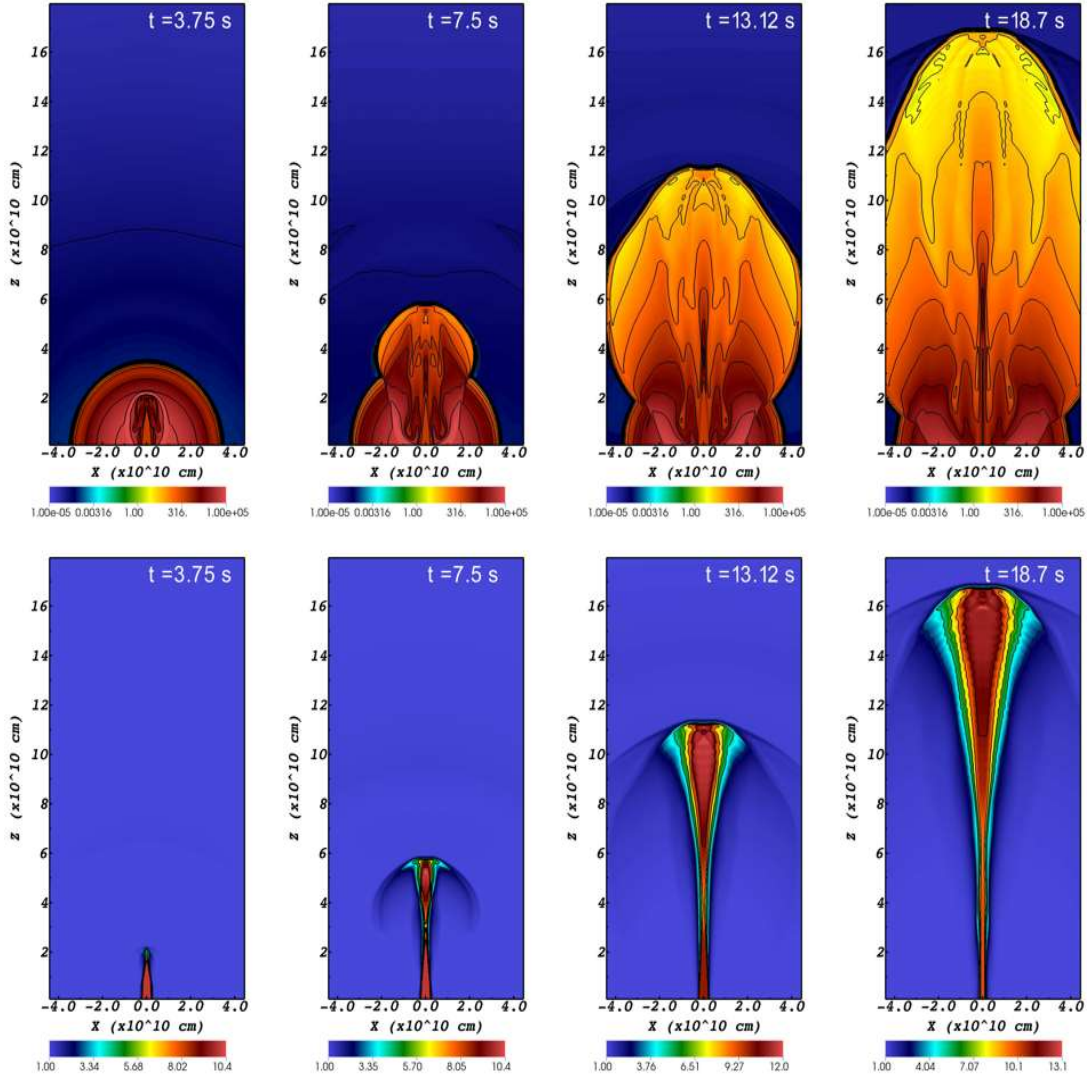


Figura 4.9: Modelo 4. Mapa de colores de la densidad de masa en reposo (panel superior) y el factor de Lorentz (panel inferior) a diferentes tiempos. En este modelo, la presión del gas es la dominante.

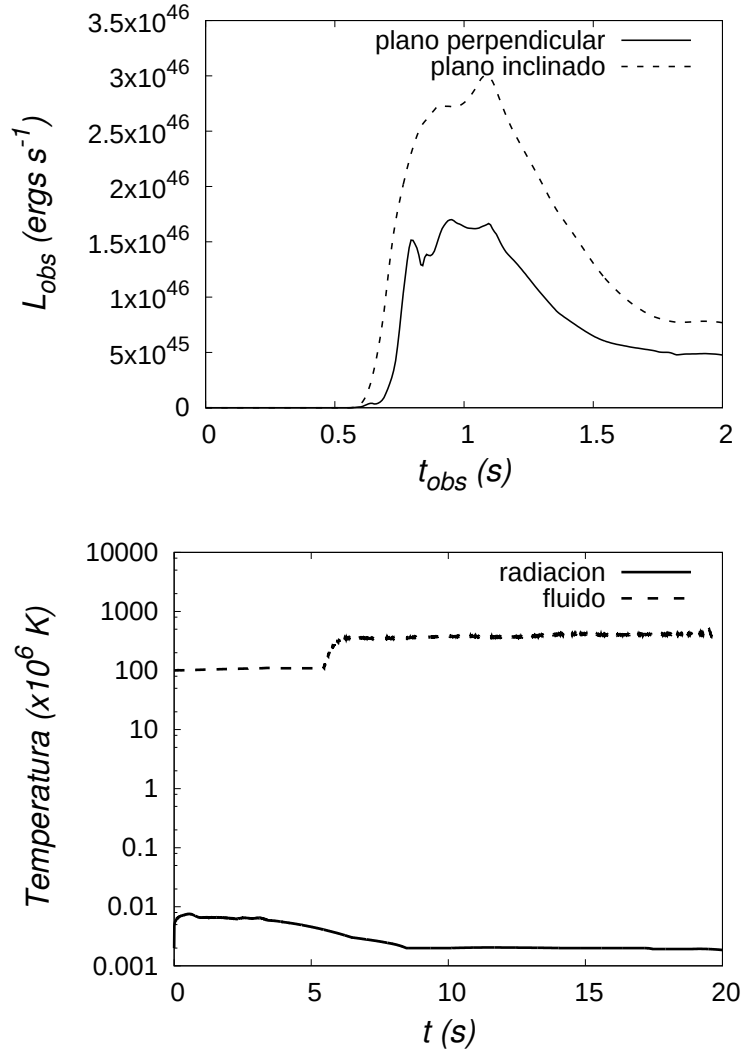


Figura 4.10: Modelo 4. Panel superior: Curvas de luminosidad medidas en dos diferentes planos y transformados al sistema de referencia de un observador lejano. Las líneas sólidas y punteadas corresponden a las medidas por los planos perpendicular e inclinado, respectivamente. Panel inferior: Máximo de las temperaturas de radiación y fluido. Las líneas sólida y punteada corresponden a la temperatura de la radiación y del fluido, respectivamente. Las temperaturas se midieron en el sistema de referencia de laboratorio.

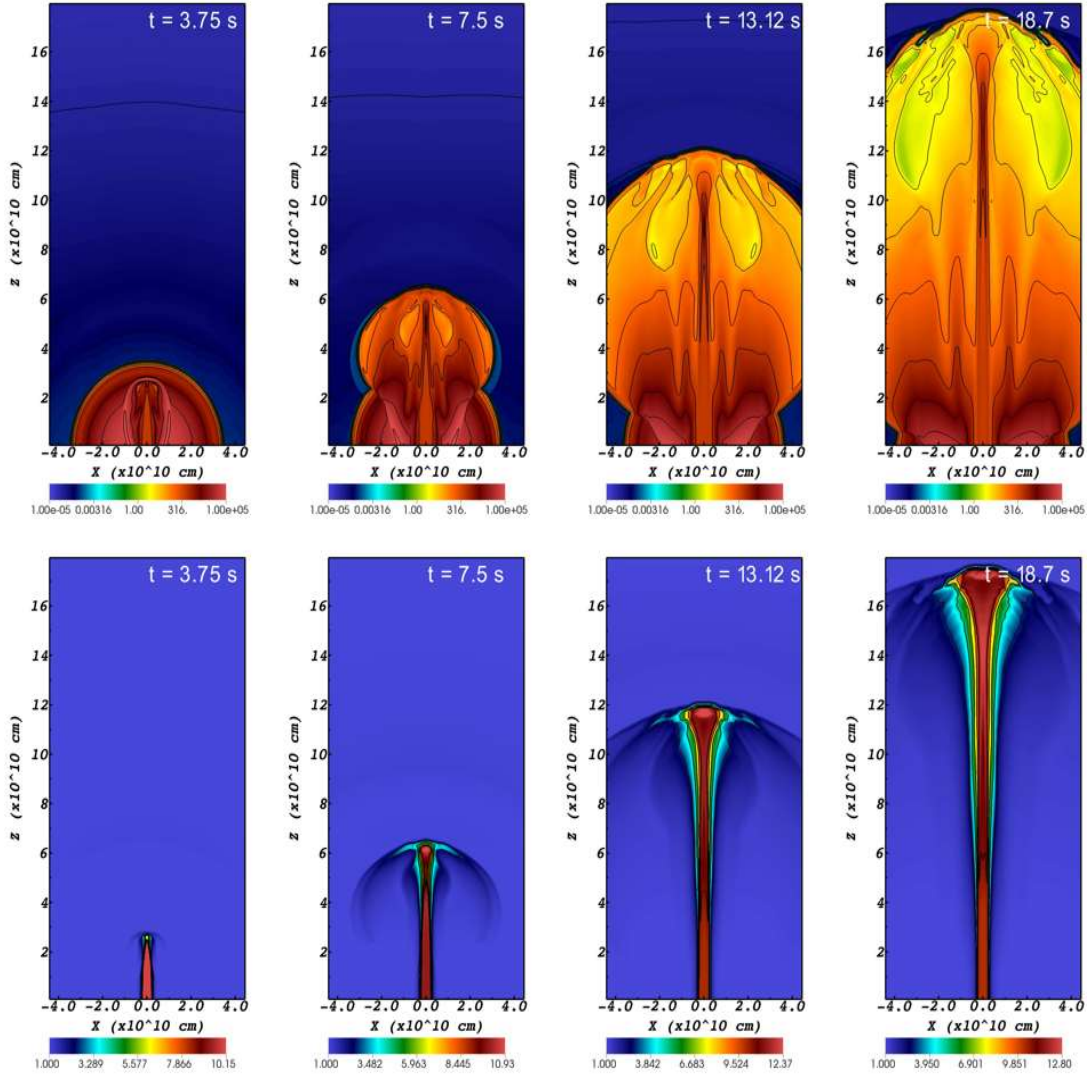


Figura 4.11: Modelo 5. Mapa de colores de la densidad de masa en reposo (panel superior) y el factor de Lorentz (panel inferior) a diferentes tiempos. En este modelo, la presión de radiación es dominante.

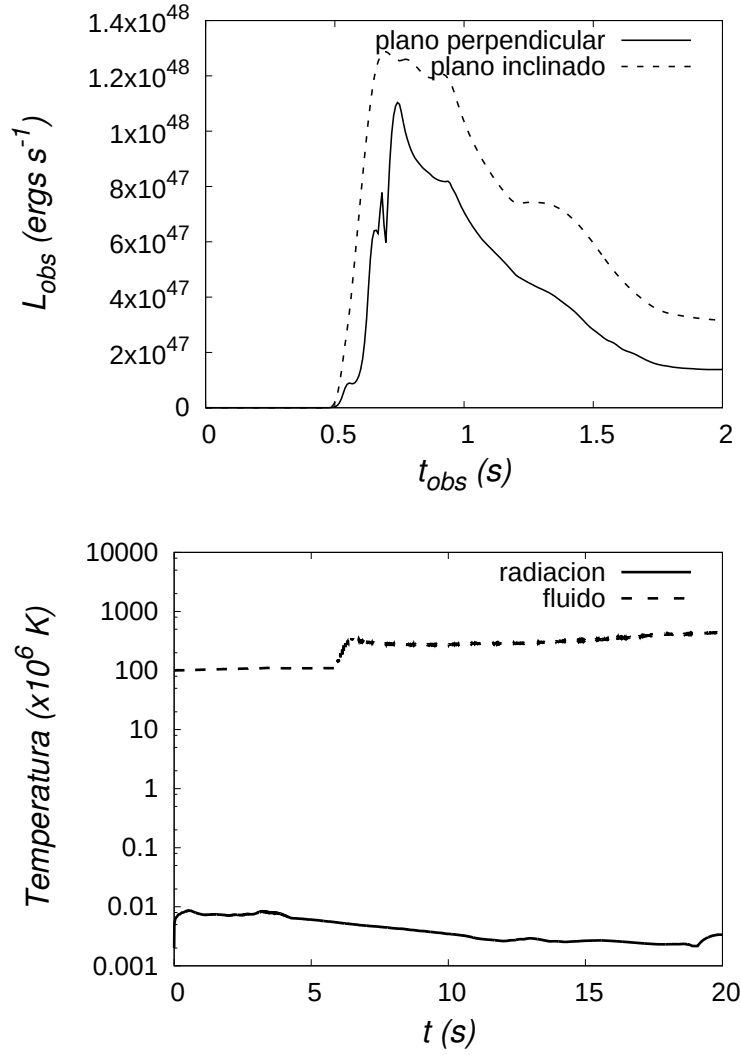


Figura 4.12: Modelo 5. Panel superior: Curvas de luminosidad medidas en dos diferentes planos y transformados al sistema de referencia de un observador lejano. Las líneas sólidas y punteadas corresponden a las medidas por los planos perpendicular e inclinado, respectivamente. Panel inferior: Máximo de las dos temperaturas: radiación y fluido. Las líneas sólida y punteada corresponden a la temperatura de la radiación y del fluido, respectivamente. Las temperaturas se midieron en el sistema de referencia de laboratorio.

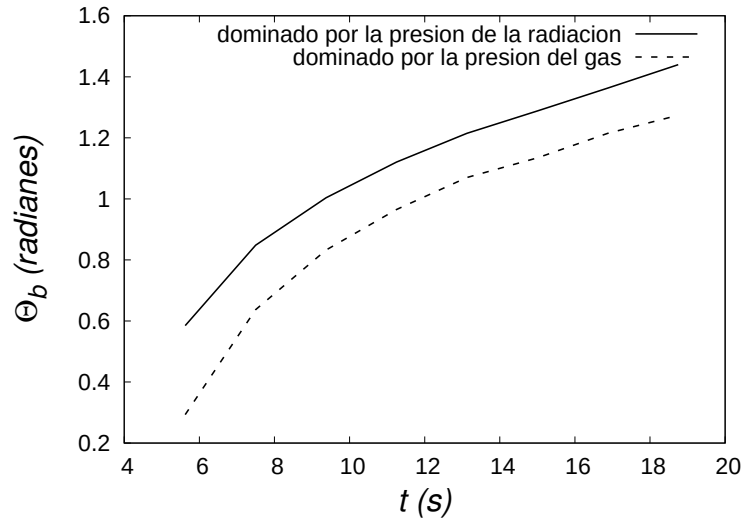


Figura 4.13: Ángulo de apertura como función del tiempo después de que el jet salió del progenitor, medido en el sistema de referencia del laboratorio. La línea sólida y punteada corresponde al modelo 5 y 4 respectivamente.

superficie de su estrella progenitora se produce el choque reverso, el cual es generado por la interacción del jet con el medio circundante. Dicha interacción también forma el capullo que ayuda a confinar y colimar el flujo. A este tiempo, la única diferencia con respecto al jet generado por el modelo 4 es que el jet del modelo 5 se propaga más rápidamente.

Al tiempo $t = 7.5$ s se puede ver un flujo colimado después de que éste sale de su estrella progenitora, en este instante hay dos diferencias importantes con respecto al modelo 4. (1) El primer choque de colimación aparece alrededor de $\sim 4 \times 10^{10}$ cm, es decir, dos veces más lejos del centro del progenitor que el del modelo 4. (2) El ángulo de apertura del jet Θ_b del modelo 5 es ligeramente mayor que para el modelo 4 (ver Fig. 4.13). Esto muestra que el ángulo de apertura no sólo depende del factor de Lorentz inicial [Mizuta & Ioka 2013], sino también de otras variables como la densidad de energía de radiación. Al tiempo $t = 13.12$ s, un flujo colimado continúa propagándose a través de un medio externo estratificado. En este caso, la presión del capullo es suficiente para mantener la estructura colimada. A medida que pasa el tiempo, $t = 18.7$ s, el fluido continúa propagándose a lo largo del dominio manteniéndose colimado.

En la parte inferior de la Fig. 4.11 se muestra la evolución del factor de Lorentz a lo largo del progenitor y el medio externo. Al tiempo $t = 3.75$ s el jet todavía está dentro de la estrella, cuyo factor Lorentz crece cerca de la zona de inyección; mientras que el factor de Lorentz en la cabeza del jet disminuye respecto a su valor inicial. Cuando el flujo sale de la superficie de la estrella, éste se propaga más rápidamente que el del modelo 4, es decir,

su factor de Lorentz es ligeramente mayor ($\sim 5\%$).

En la Fig. 4.12 se muestran las curvas de luz para el modelo 5. La energía inyectada inicialmente llega al detector con suficiente energía como para obtener curvas del orden de 10^{48} ergs/s, dos órdenes de magnitud mayor que las del modelo 4. La curva de luz medida por el plano inclinado muestra una región tipo “meseta” después del primer pico. De acuerdo con las simulaciones numéricas, esto se debe a dos efectos (ver Fig. 4.14): (1) El flujo de radiación liberado durante la evolución se mueve hacia adelante del jet de GRB e interactúa con el medio circundante antes que la onda de choque generada por el fluido con el medio externo lo haga y (2) el flujo de radiación emitido por el jet es detectado por un observador en el plano inclinado (O_1) antes de un observador en el plano perpendicular (O_2). Entonces, O_1 mide el flujo radiado por el jet, no solamente antes que O_2 , sino también antes de que el choque externo cruce el plano inclinado. Esto permite que la señal de rarefacción que viaja hacia adentro del eje del jet lleve consigo flujo radiado que contribuye a la amplitud de la curva de luz y por lo tanto haga que ésta tienda a decaer lentamente. Consecuentemente, la señal de rarefacción vista por O_2 llega con un retardo que es suficiente para que el flujo radiado pierda intensidad, haciendo que O_2 sea consciente de un déficit de flujo radiado con respecto a O_1 , y por lo tanto la curva de luz comience a decrecer más rápidamente.

La parte inferior de la Fig. 4.12 muestra el máximo de las temperaturas, en este caso la temperatura del fluido es de aproximadamente $\sim 10^8$ K, mientras que la temperatura de la radiación es de alrededor de $\sim 10^4$ K. Finalmente, en la Fig. 4.15 se muestra la evolución de la profundidad óptica para los modelos 4 and 5, en la cual se puede ver la transición del régimen ópticamente grueso ($\tau > 1$) al régimen ópticamente delgado ($\tau < 1$). Nótese que la profundidad óptica asociada con el escenario donde la presión de radiación domina llega a ser ópticamente delgada antes que el escenario donde la presión del gas domina. Este resultado está en concordancia con el hecho de que la radiación acelera al jet, pues al tener un campo de radiación más intenso el modelo 5, éste se propagará más rápidamente que el jet del modelo 4.

4.5. Estudio de la resolución

Con el fin de hacer una prueba de convergencia de la evolución de los jets y seleccionar una resolución adecuada, se diseñó una prueba de autoconvergencia. Para lo cual se usaron tres diferentes resoluciones.

- Resolución baja: se usan 6 celdas numéricas para el radio del jet ($\Delta x_1 = 1.333 \times 10^8$ cm).
- Resolución estándar: se usan 8 celdas numéricas para el radio del jet ($\Delta x_2 = 3\Delta x_1/4$), esta resolución es la empleada en todos los modelos enlistados en las Tablas 4.1 y 4.2.

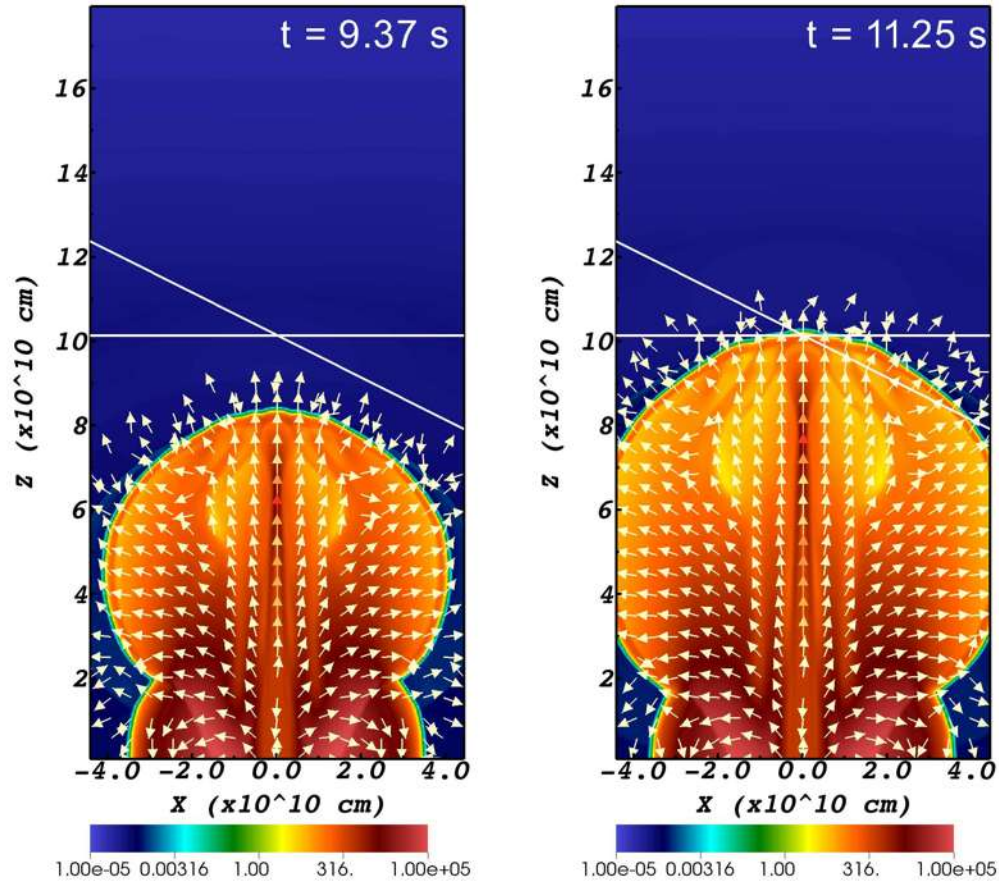


Figura 4.14: Model 5. El mapa de colores representa la densidad de masa en reposo del fluido y los vectores representan al campo vectorial del flujo de radiación, medidos en el sistema de referencia del laboratorio. Se puede ver como el flujo de radiación se mueve adelante del jet y también cómo éste llega primero al plano inclinado. Las líneas blancas indican la posición del plano perpendicular e inclinado para los modelos 4 y 5.

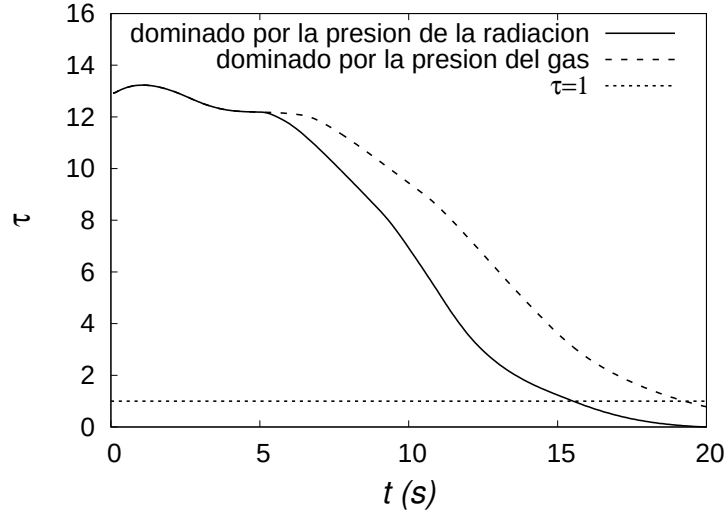


Figura 4.15: Profundidad óptica τ para los modelos 4 y 5, integrado a lo largo del eje z y medido en el sistema de referencia del laboratorio. La línea sólida y punteada corresponde al modelo 5 y 4 respectivamente. También se muestra el límite entre los regímenes ópticamente grueso y delgado $\tau = 1$

- Resolución alta: se usan 10 celdas numéricas para el radio del jet ($\Delta x_3 = 3\Delta x_1/5$).

El modelo seleccionado para hacer la prueba de autoconvergencia fue el modelo 3. Esto debido a que su simulación numérica es la que menos horas CPU requirió; alrededor de 20000 horas CPU con la resolución estándar. En la Fig. 4.16 se muestra la morfología de la densidad de masa en reposo para este modelo al tiempo $t \sim 9.37s$. La morfología es consistente en el sentido de que la cabeza del jet ha alcanzado la misma posición en el eje z con todas las resoluciones, así como la misma expansión lateral. Sin embargo, como era de esperarse, una resolución más alta revela estructuras más finas y la morfología de la parte interna del jet es distinta con diferentes resoluciones. No se espera que los detalles de esa región contribuyan de manera significativa a la emisión térmica, la cual está dominada por la interacción de jet con el medio externo. Sin embargo, sí tienen un efecto sobre las curvas de luz que variaron de acuerdo a cada una de las resoluciones, a pesar de esto, sus series de tiempo convergieron entre primero y segundo orden (Ver Fig. 4.17).

Utilizando las tres resoluciones mencionadas $\Delta x_3 < \Delta x_2 < \Delta x_1$, se calcularon sus respectivas curvas de luz L_1, L_2, L_3 . Posteriormente se realizó una prueba de autoconvergencia comparando las diferencias entre ellas. El factor de convergencia está dado por

$$CF(L_1, L_2, L_3) = \frac{L_1 - L_2}{L_2 - L_3} \simeq \frac{(\Delta x_1)^\varrho - (\Delta x_2)^\varrho}{(\Delta x_2)^\varrho - (\Delta x_3)^\varrho}. \quad (4.11)$$

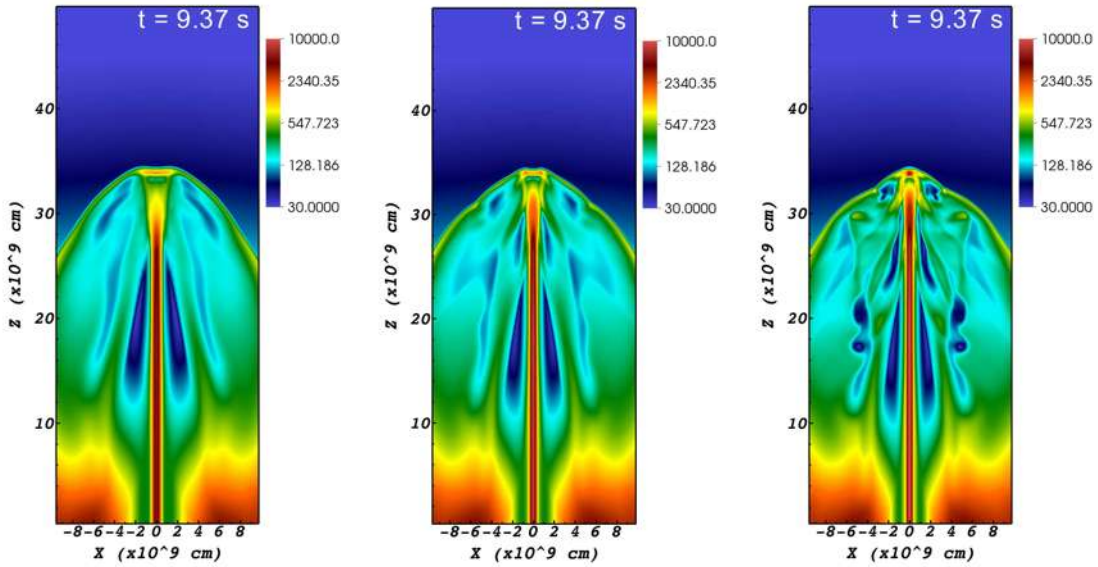


Figura 4.16: Morfología de la densidad de masa en reposo para el modelo 3 usando tres resoluciones. De izquierda a derecha: baja, estándar, y alta resolución.

donde Q es el orden de la precisión de los métodos numéricos. Se recuerda que en este trabajo, los metodos numéricos usados fueron: reconstructor de variables lineal a trozos, la fórmula de flujos HLLE y un integrador en el tiempo tipo IMEX de orden 2. Con todo esto, se espera que en regiones cerca de los choques se obtenga una autoconvergencia a primer orden ($Q = 1$) y en regiones suaves a segundo orden ($Q = 2$). Para $Q = 1$ es $CF_{Q=1} = 5/3$, mientras que para $Q = 2$ es $CF_{Q=2} = 175/81 \approx 2.16$. En la Fig. 4.17 se muestra que el factor de convergencia tiene valores entre $CF_{Q=1}$ y $CF_{Q=2}$, lo cual muestra que los resultados obtenidos en este trabajo gozan de autoconsistencia de los métodos numéricos usados.

4.6. Comentarios finales

En este capítulo se presentó una generalización del modelo unidimensional (descrito en el capítulo 3). El objetivo principal fue construir las curvas de luz producidas por un modelo tridimensional de jets de GRBs que emergen de su estrella progenitora y así contribuir al estado actual de la investigación sobre radiación térmica en brotes de rayos gamma. Las curvas de luz se calcularon mediante la integración del flujo de radiación, el cual está completamente acoplado a la dinámica del fluido durante toda la evolución del jet.

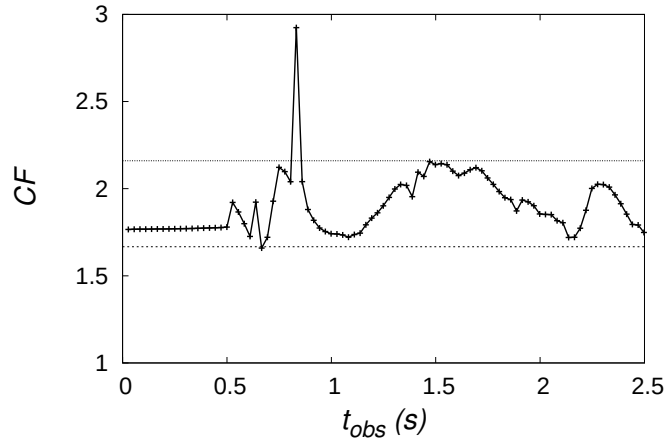


Figura 4.17: Factor de convergencia de las curvas de luz medidas por el detector perpendicular para el modelo 3. De acuerdo con la teoría expuesta en el capítulo 2, se espera una autoconvergencia de primer orden para sistemas en los cuales se forman choques durante la evolución. Esta prueba muestra una autoconvergencia entre primer y segundo orden, como indica la teoría. Las dos líneas constantes indican el valor del factor de convergencia para primer y segundo orden de precisión para las resoluciones usadas en 4.11.

Como primera aplicación de esta generalización, se consideró un flujo que evoluciona a través de un medio externo estratificado, donde sus perfiles de densidad y presión disminuyen como una ley de potencia $\sim r^{-2}$. Por otro lado, también se estudió la dinámica de los flujos que se propagan a través de una estrella progenitora dada por el modelo 16TI. En ambos escenarios únicamente se exploró el régimen en el que el flujo se propaga con una velocidad ultrarelativista. A diferencia del modelo de choque unidimensional, para este caso se necesitan nueve parámetros para definir un jet: tres componentes para la velocidad, la densidad de masa en reposo y la presión para la hidrodinámica; tres componentes para el flujo radiativo y la densidad de energía radiada para la radiación. Otra diferencia respecto al modelo unidimensional es la opacidad que se utilizó en este capítulo, la cual está asociada a procesos térmicos libres-libres, libres-ligado y ligado-ligado, aunado a una dispersión Thompson con correcciones relativistas. Es importante resaltar que este modelo también está restringido a una aproximación de cuerpo gris lo que implica que los coeficientes de las opacidades sean independientes de la frecuencia.

En estas condiciones, se comparó la evolución dinámica del jet puramente hidrodinámico con aquellos en donde el campo de radiación y el gas estuvieron completamente acoplados. De esta manera se encontró que el escenario donde la presión del gas domina sobre la presión de radiación, la dinámica del jet es bastante similar a su contraparte puramente hidrodinámica. La diferencia entre ambos es de $\sim 2\%$ (ver Fig. 4.2), esta diferencia está

dentro de las barras de error de las mediciones de los telescopios lo que hace imposible que este escenario se pueda distinguir observacionalmente. En caso contrario, cuando la presión de radiación es dominante, los efectos de la radiación son notables en comparación con su versión puramente hidrodinámica, con una diferencia de $\sim 10\%$ (ver Fig. 4.2). Este efecto es incluso mayor en el caso donde los jets se propagan a través del modelo 16TI (ver Figs. 4.9 y 4.11).

Con respecto a las curvas de luz de los jets que se propagan a través del medio estratificado se encontró que la amplitud máxima se encuentra dentro del rango $\sim [10^{50} - 10^{52}] \text{ erg s}^{-1}$. Este rango de luminosidades concuerda con las luminosidades observadas en los eventos LGRBs. El escenario con el pico de luminosidad más pequeño se da cuando la presión del gas es dominante, mientras que la curva de luz con el pico más alto se logra cuando el jet está dominado por la presión de radiación. Esto es físicamente consistente con el hecho de que la energía inyectada en el escenario dominado por la presión de la radiación (modelo 3) es mayor en dos órdenes de magnitud con respecto al escenario donde predomina la presión del gas (modelo 2).

Además, se calculó el máximo de la temperatura del fluido y del campo de radiación para cada uno de los jets, el cual ocurre en una región justo detrás de la superficie de trabajo del jet. Para el escenario dominado por la presión del gas, la temperatura del fluido es de $\sim 10^8 \text{ K}$ y la temperatura de radiación es aproximadamente un orden de magnitud menor (ver Fig. 4.3). En el caso donde domina la presión de radiación, la temperatura del gas es de 10^9 K y la temperatura de radiación es $\sim 10^8 \text{ K}$ (ver Fig. 4.5). Un punto importante a resaltar es que durante gran parte de la evolución, la temperatura del fluido es mayor que la temperatura de radiación, lo cual es consistente con la idea de que la radiación actúa como un mecanismo de enfriamiento pues la energía del gas se transfiere a la radiación.

Finalmente, para los jets que se propagan dentro y fuera del modelo de progenitor 16TI, la luminosidad es del orden de $\sim 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ y $\sim 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ para los escenarios dominados por la presión de la radiación y la presión del gas, respectivamente. Esto es comparable a la luminosidad observada en los eventos de IIGRB. De forma similar a los escenarios anteriores, la temperatura del fluido es mayor que la temperatura de radiación. Sin embargo, en este caso, la diferencia es de cuatro órdenes de magnitud.

Si bien los modelos utilizados en este capítulo concuerdan con los eventos LGRBs y IIGRBs. El uso de una ecuación de estado (para el fluido) más realista que la “ley gamma” proporcionaría resultados interesantes debido a que la temperatura del fluido resultante sería diferente. Mientras que en los modelos puramente hidrodinámicos la temperatura es una cantidad secundaria, para los modelos con transporte de radiación es de suma importancia ya que puede cambiar sustancialmente las opacidades y, posteriormente, toda la evolución dinámica de los jets. Sin embargo, bajo las aproximaciones ya expuestas, las

simulaciones numéricas favorecen al modelo de radiación térmica como un proceso que genera brotes de rayos gamma.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

5.1. Conclusiones

En este trabajo se llevaron a cabo simulaciones numéricas bajo la aproximación de la hidrodinámica relativista con transporte de radiación con el propósito de emular la propagación de jets de GRBs a través de su estrella progenitora y medio circundante. Por primera vez se utilizaron este tipo de aproximaciones para estudiar las consecuencias de acoplar en cada paso de tiempo un campo de radiación térmico con un fluido ideal, este tipo de acoplamiento permitió explorar dos modelos de GRBs: LGRBs y llGRBs. Los resultados de estos modelos fueron separados en dos capítulos en los que se asumieron diferentes aproximaciones.

Capítulo 3. En este capítulo se estudió la dinámica de la interacción entre un fluido altamente relativista y un otro en reposo en una dimensión espacial. El fluido en reposo representa a un medio interestelar que decae como una ley de potencias $\sim r^{-2}$. La interacción entre ambos fluidos fue conectada con la generación de radiación térmica en eventos de GRBs, en particular, se incorporaron procesos radiativos tales como: radiación térmica constante sin dispersión y Bremsstrahlung térmico con dispersión Thomson.

En concreto, se realizó un estudio paramétrico del fluido en movimiento, el cual consistió en la variación de cantidades como: densidad de energía de radiación, factor de Lorentz, densidad de masa en reposo y la presión del fluido; así como los coeficientes de las opacidades de radiación térmica y de dispersión. La variación de cada una de estos parámetros fue reflejada en las curvas de luz que fueron calculadas numéricamente. Tales curvas fueron comparadas con datos observacionales de eventos LGRBs en la banda 15 – 150 keV. De la comparación entre los datos arrojados por el modelo numérico y los datos observacionales se obtuvieron las siguientes conclusiones:

- Las simulaciones numéricas explican de manera cuantitativa la aparición de una fuer-

te componente de carácter térmico del tipo Bremsstrahlung en la fase de pronta emisión. Esta componente térmica puede explicarse mediante la interacción de un jet ultra relativista con una capa de alta densidad en el medio circuntante.

- La elección de parámetros del flujo incidente y en el medio interestelar no es única, es decir, diferentes combinaciones de éstos pueden explicar parcialmente las observaciones. Es necesario realizar un análisis más extenso de las observaciones con el fin de restringir los parámetros del modelo numérico.
- El máximo de las curvas de luz se pueden ajustar bastante bien con el modelo numérico, no así la fase de postluminiscencia. Este comportamiento es atribuido principalmente de la geometría escogida en los perfiles de densidad de masa y presión del medio circundante así como a los coeficientes de opacidad que emulan la radiación térmica. Por lo que valdría la pena mejorar el modelo en este aspecto.

Por tanto, como comentario final, se resalta que este modelo favorece a los sistemas que están dominados por una componente térmica en su fase de emisión temprana. Aún así, no se descarta la posibilidad de que la fase de postluminiscencia también pueda ser ajustada, sin embargo, para dar un juicio más acertado acerca de esto es necesario explorar diferentes perfiles del fluido incidente y de su medio circuntante.

Capítulo 4. En este capítulo se estudiaron numéricamente, en tres dimensiones espaciales, dos sistemas de progenitor de GRBs basados en una estrella masiva aislada al borde del colapso gravitacional. En estas simulaciones se asumió que la radiación térmica de tipo libre-libre, libre-ligado y ligado-ligado son las contribuciones dominantes. El objetivo principal de este estudio fue cuantificar los efectos producidos por esta radiación térmica en un flujo colimado (jet) que se mueve a velocidades ultrarelativistas a lo largo de su progenitor y medio interestelar circuntante. La manera de cuantificar dichos efectos se hizo a través de las curvas de luz producidas por la interacción de los jets con su medio circundante, las cuales se calcularon mediante la integración del flujo radiado que atraviesa una superficie ubicada en el régimen ópticamente delgado del dominio numérico.

Como primera aproximación, se consideró un modelo simplificado de una estrella progenitora sin rotación, cuyos perfiles de densidad y presión decaen como leyes de potencia por capas. En este escenario se concluye que:

- La luminosidad inicial mínima necesaria para generar eventos LGRBs es del orden de $\sim 10^{51}$ erg/s, hecho que concuerda con estudios previos [Zhang et al. 2003]. Este cálculo corresponde a un escenario donde la presión del fluido domina sobre la de la radiación.

- La diferencia entre un escenario puramente hidrodinámico y uno donde la presión del fluido domina es del orden de $\sim 2\%$, demasiado pequeño para ser detectado por algún telescopio.
- Un escenario donde la presión de la radiación es dominante expone una diferencia significativa con respecto a su contraparte puramente hidrodinámica, la cual es de $\sim 10\%$.
- El máximo de las temperaturas de la radiación y del fluido es del orden de $\sim 10^6$ K y $\sim 10^7$ K respectivamente, para el escenario donde la presión del gas domina. El caso contrario, cuando la presión de la radiación domina, el máximo de las temperaturas es de $\sim 10^7$ K para la radiación y $\sim 10^9$ K para el fluido.
- Las curvas de luz presentan una morfología similar entre ellas, sin embargo, la curva generada en el escenario donde la presión de la radiación domina es dos órdenes de magnitud más grande ($\sim 10^{52}$ erg/s) que su contraparte donde la presión del fluido domina ($\sim 10^{50}$ erg/s), ver Figs. 4.3 y 4.5.

Posteriormente, se realizó una mejor aproximación en los perfiles de presión y densidad de masa que describen a la estrella progenitora. En este caso, se consideró una presupernova de radio $R_* = 4 \times 10^{10}$ cm, con una masa total de 13.95 masas solares, y metalicidad de 1 % la del sol, este modelo de progenitor es conocido como 16TI (ver Fig. 4.1). El análisis numérico de este nuevo modelo arrojó resultados interesantes de los que se concluye lo siguiente:

- A diferencia del modelo estratificado, en el modelo 16TI la luminosidad inicial del orden $\sim 10^{51}$ erg/s genera llGRBs. Específicamente, se analizaron luminosidades iniciales de $\sim 10^{50}$ y 10^{52} erg/s, las cuales generan eventos llGRBs. A pesar de que la luminosidad inicial del modelo 16TI se encuentra en el rango de luminosidades de eventos LGRBs, no pudo generar dichos eventos. Ésto es una aparente contradicción, la cual se puede resolver considerando que los jets que son muy energéticos también pueden producir eventos de baja luminosidad tanto si el ángulo de apertura de dichos jets tras su emergencia de la estrella es grande, cosa que así se observa en las simulaciones numéricas, como si la eficiencia relacionada con la conversión de energía cinética e interna en radiación es baja.
- El caso donde la luminosidad inicial de $\sim 10^{50}$ erg/s corresponde al escenario donde la presión del fluido es dominante. En este caso, la luminosidad final fue del orden de $\sim 10^{46}$ erg/s.
- El caso en que la luminosidad inicial de $\sim 10^{52}$ erg/s corresponde al escenario donde la presión de la radiación es dominante. En este caso, la luminosidad final fue del orden de $\sim 10^{48}$ erg/s.

- Las curvas de luz generadas por los escenarios mencionados en los dos puntos anteriores, no solamente muestran diferentes amplitudes sino también diferentes morfologías, al menos en la fase de emisión temprana, lo que concuerda con la fenomenología observada en estos eventos. Hay varias razones potenciales que podrían explicar la variabilidad de las curvas, incluyendo inestabilidades generadas por la propagación de jet dentro del progenitor pues cualquier variabilidad que surja en la región más interna del progenitor se conserva durante la propagación del jet y permanece impresa en él cuando emerge de la superficie estelar; así como la variabilidad inherente en la energía disponible del motor central, es decir, la energía total inyectada por el motor central en la base del jet. Sin embargo, descifrar las fuentes que dan lugar a la variabilidad de las curvas en su fase de pronta emisión es un reto bastante desafiante, para lo cual es necesario explorar un amplio espacio de parámetros.
- La luminosidad inicial mínima requerida para la existencia de jets que salen exitosamente de la estrella progenitora depende de la posición radial dentro de ésta, es decir, donde el jet es inyectado. En concreto, para este modelo la zona de inyección del jet se ubicó a una distancia de 10^9 cm del centro de la estrella.
- La diferencia entre la temperatura del fluido y de la radiación es de cuatro órdenes de magnitud, ver panel inferior de Figs. 4.10 y 4.12.

Una característica que comparten ambos modelos es que la propagación de los jets a través de su progenitor y medio circunstellar se ve afectada por la estructura interna del jet, cuyo desarrollo es altamente no lineal. Es necesario que exista una resolución espacial de al menos ocho celdas numéricas en el radio del jet para poder capturar en buen detalle la estructura interna. Por otra parte, el tiempo de inyección del jet es una cantidad muy importante en cualquier modelo de GRB ya que es la cantidad que establece si el motor central está activo durante un tiempo lo suficientemente largo como para generar (o no) un GRB. Si el motor está activo durante un tiempo más corto que el tiempo de propagación, es más probable que se produzca un jet “fallido” en lugar de un evento GRB exitoso [Soderberg et al. 2010].

Finalmente, toda la evidencia reunida en este trabajo favorece la hipótesis de que la radiación térmica puede generar brotes de rayos gamma. Sin embargo los resultados obtenidos en esta tesis necesitan ser confirmados por simulaciones numéricas con diferentes progenitores y propiedades de jet como: factor de Lorentz, densidad de energía radiada y tiempo de inyección.

5.2. Perspectivas

Ya que el código numérico desarrollado durante esta tesis permite estudiar la contribución radiativa en los modelos de brotes de rayos gamma, en el presente se está explorando un amplio espacio de parámetros incluidos diferentes progenitores, tiempos de inyección del jet, luminosidades iniciales, etc. Concretamente, se está estudiando cómo luminosidades más pequeñas, tiempos de inyección más largos y diferentes velocidades en la inyección del jet pueden afectar la evolución hidrodinámica y las propiedades de emisión [Rivera-Paleo & Guzmán 2018].

Este nuevo estudio es motivado por el debate actual acerca del origen de los eventos lGRBs. Expertos en la materia han sugerido, a través de aproximaciones numéricas tales como: hidrodinámica ideal [Aloy et al. 2000, De Colle et al. 2012, MacFadyen & Woosley 1999, Mizuta et al. 2006 & 2013, Mizuta & Aloy 2009, Morsony et al. 2007, Mizuta et al. 2011, Nahakura et al. 2011 & 2012, Lazzati et al. 2013, López-Cámara et al. 2013, Zhang et al. 2003, Zhang et al. 2004], magnetohidrodinámica ideal [Bromberg et al. 2016, Obergaulinger & Aloy 2017] e hidrodinámica ideal con transporte de radiación [Cuesta-Martínez et al. 2015, De Colle et al. 2017, Rivera-Paleo & Guzmán 2016, Rivera-Paleo & Guzmán 2017], que dichos eventos son generados por jets relativistas que emergen exitosamente de sus estrellas progenitoras que están apunto de colapsar. Específicamente, en [De Colle et al. 2017] las curvas de luz se calculan en el capullo del jet cuando éste sale de la estrella progenitora. Con un enfoque diferente, en [Rivera-Paleo & Guzmán 2017] las curvas de luz se calcularon a través del flujo de radiación que pasa por un detector ubicado lejos del progenitor, en una región ópticamente delgada. Cabe resaltar que el flujo radiado no siempre está acompañado del capullo del jet. Pero es ahí donde se centra la contribución de esta tesis al estado de arte.

En estos modelos que involucran la erupción del jet de su progenitor, hay dos posibilidades: La primera, un jet puede salir exitosamente a través de la superficie y la atmósfera del progenitor. La segunda, ocurre cuando los jets no escapan del progenitor [Meszaros & Waxman 2001]. Ahora viene una de las principales preguntas abiertas de los eventos lGRB. ¿Es posible decir solamente que los brotes de rayos gamma se producen en eventos donde el jet sale exitosamente de la superficie de su progenitor o hay otras alternativas?. En [MacFadyen et al. 2001, Tan et al. 2001, Campana et al. 2006, Wang et al. 2007, Kaneko et al. 2010, Bromberg et al. 2011, Nakar & Sari 2012], se sugirió que los lGRB no sólo son producidos por jets exitosos sino también por los fallidos. Sin embargo, esta hipótesis no se ha demostrado explícitamente, lo cual lo hace una excelente perspectiva.

El formalismo numérico usado en [Rivera-Paleo & Guzmán 2017] tiene ventajas respecto a los demás: por un lado, las ecuaciones de transporte de la radiación se resuelven al mismo tiempo que las ecuaciones de Euler, lo cual implica una retroalimentación entre

sí de ambas componentes; de hecho, en [Rivera-Paleo & Guzmán 2017] se mostró la influencia que la presión de la radiación puede tener sobre la dinámica del gas, un efecto que se acumula durante la evolución y es imposible de capturar en aproximaciones puramente hidrodinámicas. Por otro lado, la curva luz del brote de rayos gamma puede construirse integrando el flujo de radiación. En los resultados preliminares se descubrió un caso límite en el que el campo de radiación puede salir de la estrella progenitora, mientras que el fluido permanece atrapado dentro de ésta. Lo cual implica que una señal de radiación térmica pueda ser medida por un detector fuera del progenitor, aunque el fluido permanezca atrapado dentro de éste.

Finalmente, es preciso recordar que en todos estos modelos la emisión de la radiación ha sufrido de ciertas limitaciones. A pesar de que se supuso que la radiación térmica de tipo libre-libre, libre-ligado y ligado-ligado es la contribución dominante, no se debe olvidar que otros procesos de emisión pueden ser relevantes. Por ejemplo, los procesos de dispersión compton que pueden ser influyentes en la fase de postluminiscencia. Además, la inclusión de radiación sincrotrón puede ser relevante en la fase de pronta emisión. Todas estas mejoras y análisis posteriores deberían permitir calcular curvas de luz más precisas después de que el jet salga, o no, de su progenitor. Estas mejoras al modelo implican agregar campos magnéticos y multifrecuencias, y se harán en el futuro cercano.

Apéndice A

Pruebas básicas

Los códigos numéricos deben ser calibrados a través de cuidadosos procesos de comparación. Tales procesos son diseñados no sólo para descartar simples errores en la implementación numérica, sino también para demostrar la fortaleza y estabilidad del método numérico.

Las pruebas numéricas de los códigos astrofísicos generalmente emplean una de cuatro técnicas: (1) comparación de cálculos numéricos con los resultados de experimentos de laboratorio, (2) comparación de resultados numéricos con soluciones analíticas (siempre y cuando éstas existan) (3) comparación entre soluciones numéricas generadas por diferentes algoritmos y (4) comparación con soluciones numéricas generadas por el mismo algoritmo con diferentes resoluciones, es decir, una prueba de autoconvergencia. Uno de los ejemplos de la primera y segunda técnica para un código hidrodinámico lo proporciona el clásico problema del tubo de choque de Sod (1978).

Para el sistema de la hidrodinámica ideal con transporte de radiación en el régimen de relatividad especial no hay soluciones analíticas con las cuales se pueda comparar el código usado en este trabajo, no obstante, se usaron las técnicas 3 y 4 antes mencionadas para calibrar este código en diferentes regímenes: medianamente relativista y ultrarelativista, presión de radiación y del gas dominante, y escenarios ópticamente grueso y delgado.

En el régimen ópticamente grueso, donde el campo de radiación es isotrópico y la materia está fuertemente acoplada con la radiación, la aproximación de Eddington describe la dinámica del sistema [Farris et al. 2008, Zanotti et al. 2011, Fragile et al. 2012, Roedig et al. 2012]. Mientras que en el régimen ópticamente delgado, la dinámica del sistema está descrita por la aproximación M1 [Sadowski et al. 2013 & 2014]. En estos regímenes, las pruebas numéricas básicas que todo código numérico hidrodinámico con transporte de radiación debe pasar consisten en una serie de tubos de choque con diferentes condiciones iniciales, de modo tal que se incluyan los regímenes medianamente relativista y ultrarela-

tivista, así como los escenarios donde la presión de radiación y del gas sean dominantes. Al igual que en las pruebas de un tubo de choque puramente hidrodinámico, el sistema tiene condiciones iniciales para un gas en dos estados constantes pero diferentes, separados por una membrana, la cual se elimina a $t = 0$. Las condiciones iniciales que están a la izquierda (derecha) de la membrana están etiquetadas por un subíndice L (R) y se dan explícitamente en la tabla A.1. Los valores iniciales para el flujo de radiación en todos los casos es $F_r^x = 10^{-2} E_r$ debido a que se inicia dentro del régimen ópticamente grueso como en [Fragile et al. 2012]. Por otro lado, la opacidad de dispersión χ^s es cero en todos los casos.

Prueba	Γ	a_{rad}	κ^l	ρ_L	P_L	u_L^x	$E_{r,L}$	ρ_R	P_R	u_R^x	$E_{r,R}$
1	5/3	1.234×10^{10}	0.4	1.0	3.0×10^{-5}	0.015	1.0×10^{-8}	2.4	1.61×10^{-4}	6.25×10^{-3}	2.51×10^{-7}
2	5/3	7.812×10^4	0.2	1.0	4.0×10^{-5}	0.25	2.0×10^{-5}	3.11	0.04512	0.0804	3.46×10^{-3}
3a	2	1.543×10^{-7}	0.3	1.0	60.0	10.0	2.0	8.0	2.34×10^3	1.25	1.14×10^3
3b	2	1.543×10^{-7}	25	1.0	60.0	10.0	2.0	8.0	2.34×10^3	1.25	1.14×10^3
4a	5/3	1.388×10^8	0.08	1.0	6.0×10^{-3}	0.69	0.18	3.65	3.59×10^{-2}	0.189	1.3
4b	5/3	1.388×10^8	0.7	1.0	6.0×10^{-3}	0.69	0.18	3.65	3.59×10^{-2}	0.189	1.3
5	2	1.543×10^{-7}	460	1.0	60.0	1.25	2.0	1.0	60.0	1.10	2.0
6	4/3	1.0×10^{-5}	1.0	0.1	1.0	999.9995	0.1	1.0	20	0	0.1×10^{-5}

Tabla A.1: Valores iniciales de las pruebas numéricas del tubo de choque. L representa las variables del estado izquierdo y R las variables del estado derecho.

En cada una de las pruebas, se deja evolucionar en el tiempo hasta que el sistema se aproxima a un estado estacionario, excepto para la prueba número 5, donde tal estado no existe. Las pruebas se desarrollan en un dominio espacial $x \in [-20, 20]$ cubierto con 800 celdas igualmente espaciadas. La fórmula de flujos utilizada para aproximar los flujos numéricos es HLLE y se usó el limitador de pendiente MC. El factor Courant-Friedrichs-Lewy que se usó es igual a 0.25. Las diversas pruebas numéricas son:

(i) *Choque fuerte no relativista*. Esto se ilustra con la prueba número 1 de la Tabla A.1. Aquí un choque fuerte se propaga a través de un gas casi estático, el régimen que se pone a prueba es el no relativista con la presión del gas dominante. La gráfica estándar se muestra en la Fig. A.1 y se puede comparar con el panel izquierdo de la Fig. 1 de [Zanotti et al. 2011].

(ii) *Choque fuerte medianamente relativista*. Esta es la prueba 2 de la Tabla A.1 y corresponde a un choque fuerte y dominado por la presión del gas. Como se muestra en la Fig. A.2 los perfiles de radiación para este caso muestran una discontinuidad en la densidad de energía de radiación y el flujo de radiación, ésto se puede comparar con el panel derecho de la Fig. 1 de [Zanotti et al. 2011].

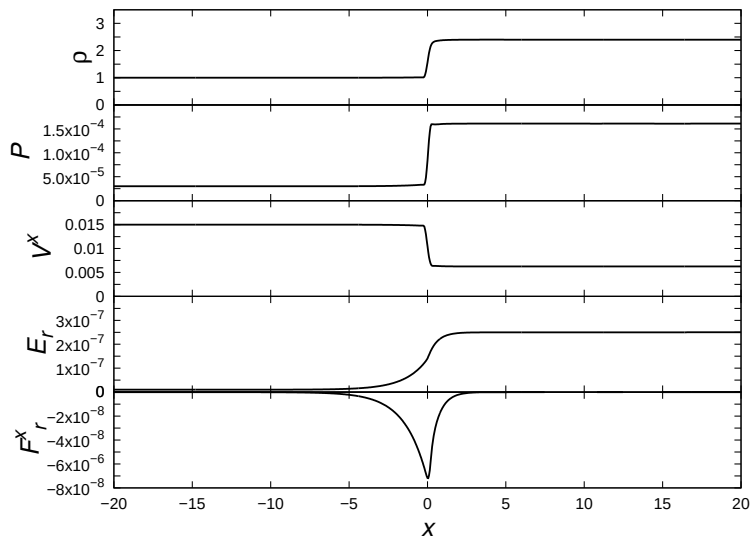


Figura A.1: Solución de la prueba 1 al tiempo $t = 4000$. De arriba a abajo, los paneles muestran: densidad de masa en reposo, presión del gas, velocidad, densidad de energía de radiación y flujo de radiación.

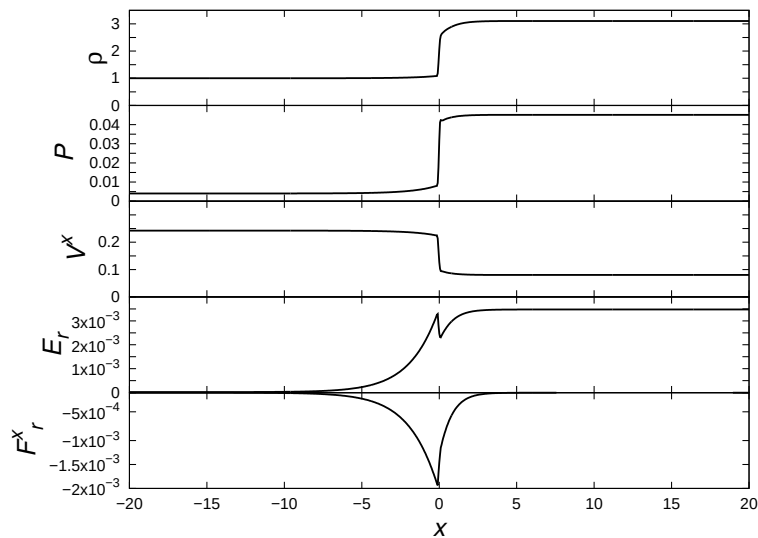


Figura A.2: Solución de la prueba 2 al tiempo $t = 3000$. Se muestra la densidad de masa en reposo, presión del gas, velocidad, densidad de energía de radiación y flujo de radiación.

(iii) *Choque ultrarelativista*. Este caso se ilustra con las pruebas 3a y 3b y se presentan en la Fig. A.3. Esta es una prueba en que el sistema es dominado por la presión del gas en un régimen ultrarelativista ($W = 14.195$). La prueba 3b es la versión ópticamente gruesa del 3a, cada una de ellas se puede comparar con el panel izquierdo de las Figs. 2 de [Zanotti et al. 2011] y 1 de [Roedig et al. 2012], respectivamente. Estas dos pruebas verifican que el código es capaz de trabajar en los regímenes de profundidad óptica.

(iv) *Choque medianamente relativista, dominado por la presión de radiación*. Este caso se ilustra con las pruebas 4a y 4b en la Fig. A.4. Estas pruebas muestran un choque en el régimen dominado por la presión de radiación donde la onda de choque se desplaza a velocidades medianamente relativistas, consecuencia de esto se obtiene un choque débil. Por otro lado, la densidad de energía de radiación en el estado izquierdo es sólo unas pocas veces mayor que en la región del estado derecho. La prueba 4b es la versión ópticamente gruesa de 4a, cada una de ellas se puede comparar con el panel derecho de las Figs. 2 de [Zanotti et al. 2011] y 1 de [Roedig et al. 2012], respectivamente.

(v) *Flujo en un medio ópticamente grueso, medianamente relativista*. Este caso se ilustra mediante la prueba 5 y es la única prueba que no se aproxima a una solución estacionaria. Los estados iniciales izquierdo y derecho son idénticos, excepto que tienen diferentes velocidades. Como resultado, dos ondas de choque se propagan en direcciones opuestas, como se muestra en la Fig. A.5.

(vi) *Choque con alto factor de Lorentz*. En la prueba 6 se muestra la evolución de las variables usando parámetros similares a los usados en el Capítulo 3 para simular LGRBs. Esta prueba consta de un fluido con un factor de Lorentz del orden de cientos, moviéndose a través de un fluido en reposo. Aquí se pretende mostrar que el código es capaz de evolucionar el sistema gas-radiación fuera del equilibrio térmico. En la Fig. A.6 se muestra la diferencia entre T_{fluid} y T_{rad} , lo que indica que la suposición de equilibrio térmico se pierde durante la evolución. Sin embargo, en este caso el sistema se dirige hacia el equilibrio térmico al final de la evolución, lo que implica que el sistema se relaja, es decir, no hay más transferencia de energía entre el gas y la radiación.

Además de las pruebas básicas en una dimensión, también es necesario probar el código numérico en diferentes planos, esto se hace con el fin de verificar que los flujos numéricos estén correctamente implementados en todas direcciones. Las pruebas estándar en dos dimensiones que muestran el rendimiento del código en los regímenes ópticamente grueso y ópticamente delgado son:

(vi) *Prueba de haz único*. Esta prueba tiene como objetivo verificar que el código pueda funcionar correctamente en medios ópticamente delgados, donde el gas y la radiación están desacoplados ($\kappa_a = \kappa_{\text{total}} = 0$). Esta prueba consiste en inyectar un haz de radiación y verifi-

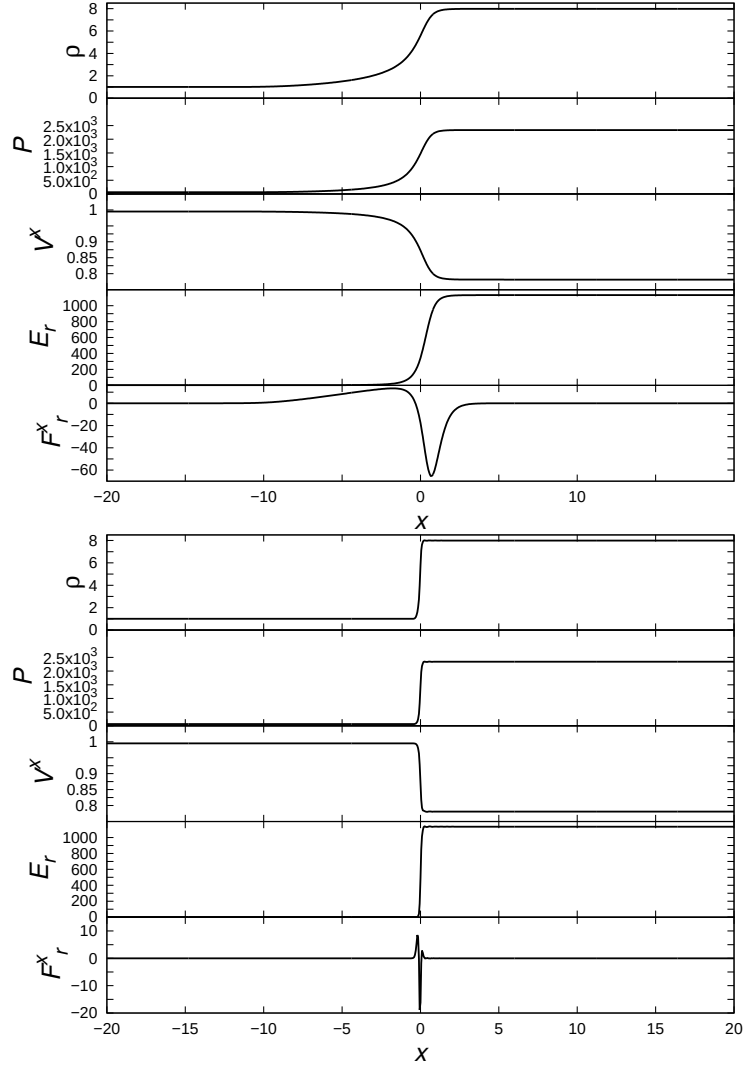


Figura A.3: Prueba 3. Solución del tubo de choque al tiempo $t = 100$ para la prueba 3a (panel superior) y la prueba 3b (panel inferior). Los paneles muestran: densidad de masa en reposo, presión del gas, velocidad, densidad de energía de radiación y flujo de radiación del sistema.

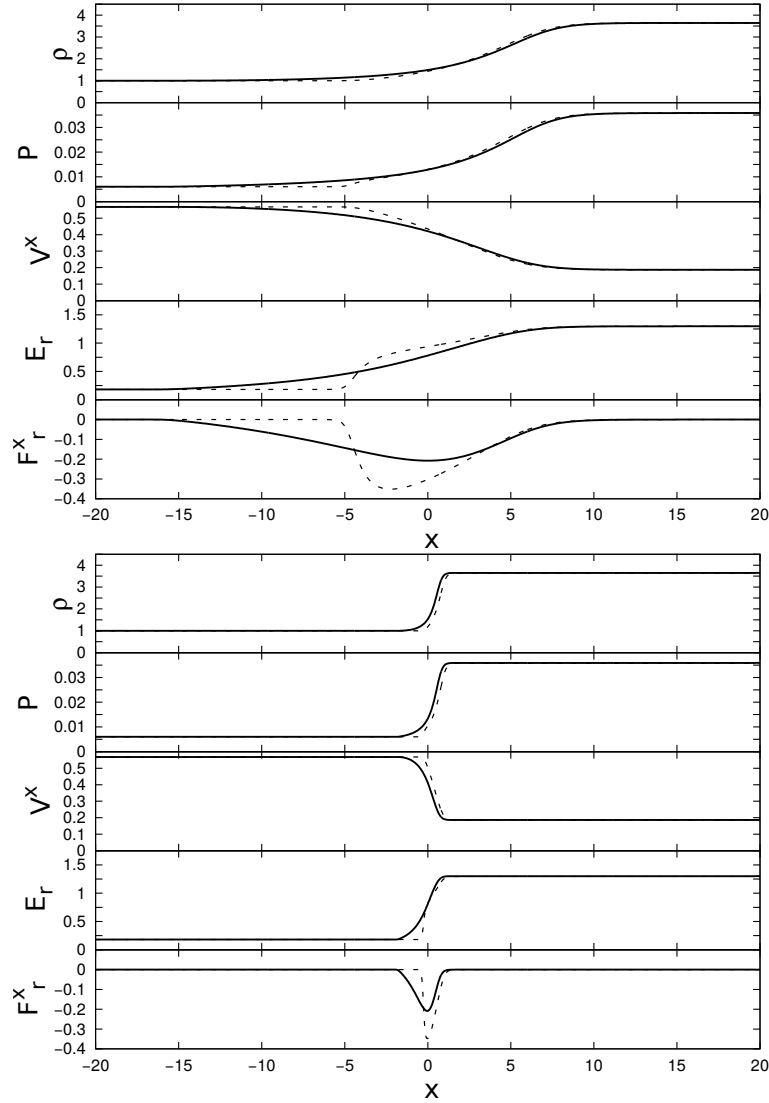


Figura A.4: Prueba 4. Solución al tiempo $t = 500$ para la prueba 4a (panel superior) y 4b (panel inferior). Los paneles muestran, de arriba hacia abajo: densidad de masa en reposo, presión del gas, velocidad, densidad de energía de radiación y flujo de radiación. La línea sólida representa la aproximación M1 y la línea punteada la aproximación de Eddington.

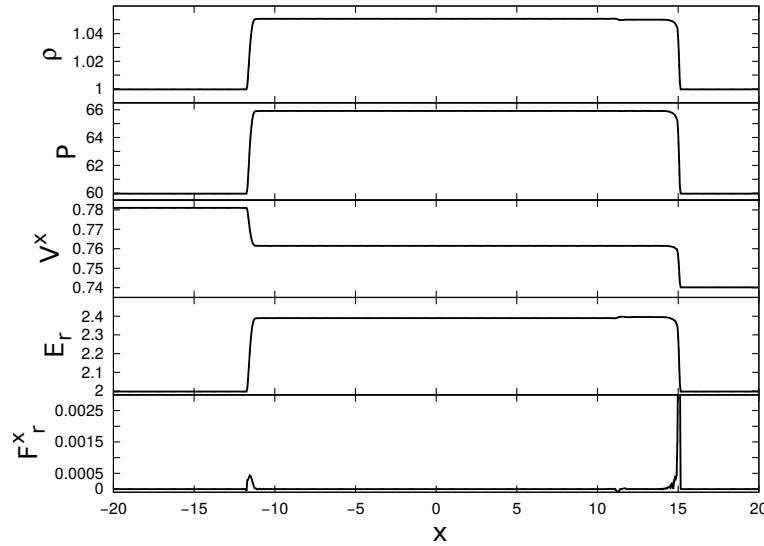


Figura A.5: Prueba 5 al tiempo $t = 15$. Los paneles muestran, de arriba hacia abajo: densidad de masa en reposo, presión del gas, velocidad, densidad de energía de radiación y flujo de radiación. La línea sólida representa la aproximación M1 y la línea punteada la aproximación de Eddington.

car que éste no presente ninguna ruptura durante su evolución. La prueba se resolvió en el plano $z = 0$ con una resolución de 31×31 celdas en el dominio $[0, 1] \times [0, 1]$. Las condiciones de frontera para todas las caras son de flujo saliente, excepto en la región delimitada por $y \in [0.4, 0.6]$, donde el haz se inyecta con una densidad de energía de radiación 100 veces mayor que la del entorno. El valor de a_r es, en unidades de código (adimensionales), 1.118×10^{17} con un índice adiabático del gas igual a $4/3$.

En la Fig. A.7 se puede ver, al tiempo $t = 10$, cuando el haz de radiación cruzó todo el dominio sin presentar ninguna ruptura. Esta figura se puede comparar con [Sadowski et al. 2013 & 2014].

(vii) *Sombra*. Esta prueba se realiza para verificar que la aproximación M1 funciona correctamente y para ilustrar la diferencia con la aproximación de Eddington. La prueba consiste en un círculo lego de gas ópticamente grueso, inmerso en un entorno ópticamente delgado, la cual se resolvió en el plano $z = 0$ con una resolución de 100×50 celdas en el dominio $[-1, 3] \times [-1, 1]$, y con una densidad de masa en reposo dentro del círculo lego dado por

$$\rho_0 = \rho_a + (\rho_b - \rho_a)e^{(-\sqrt{x^2+y^2+z^2}/\omega^2)}, \quad (\text{A.1})$$

donde $\rho_a = 10^{-4}$, $\rho_b = 10^3$, y $\omega = 0.22$. Inicialmente, el sistema está en equilibrio térmico-

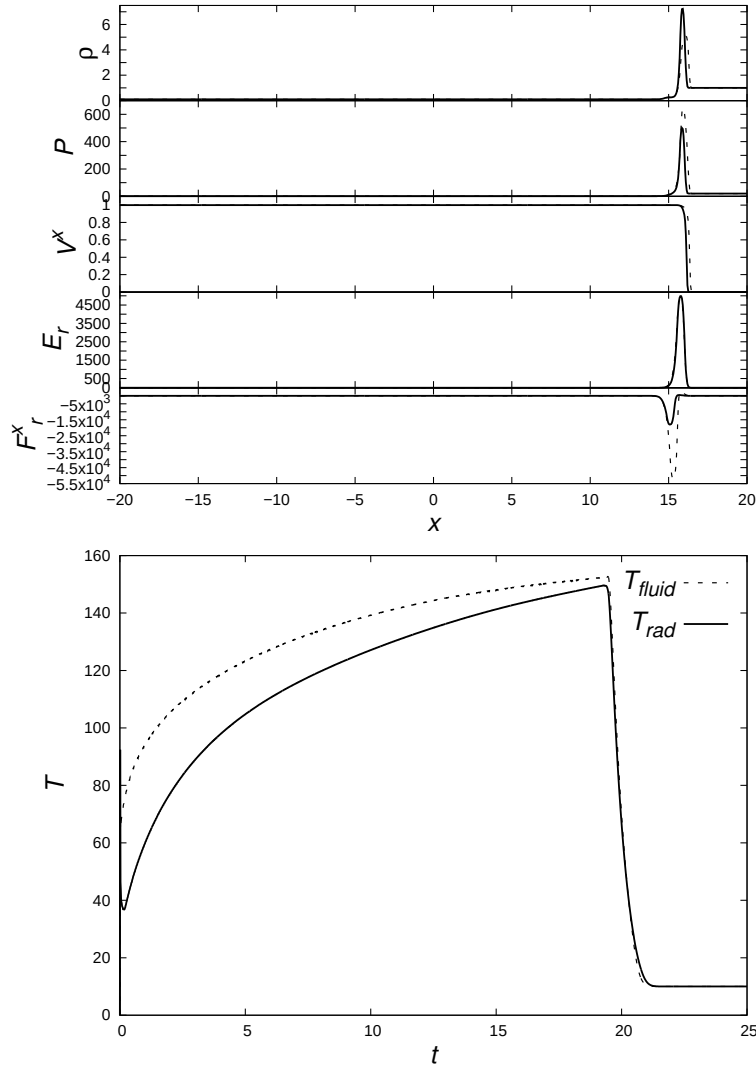


Figura A.6: Prueba 6 al tiempo $t = 12$. En la gráfica superior se muestra: densidad de masa en reposo, presión del gas, velocidad, densidad de energía de radiación y flujo de radiación. Las curvas con líneas continuas corresponden al uso de la aproximación M1, mientras que la línea de puntos corresponde al uso de la aproximación de Eddington. En la gráfica inferior se muestra el máximo de la temperatura en función del tiempo bajo la aproximación M1. Observe que el sistema está claramente fuera del equilibrio térmico durante la evolución hasta que finalmente ambas temperaturas comienzan a coincidir.

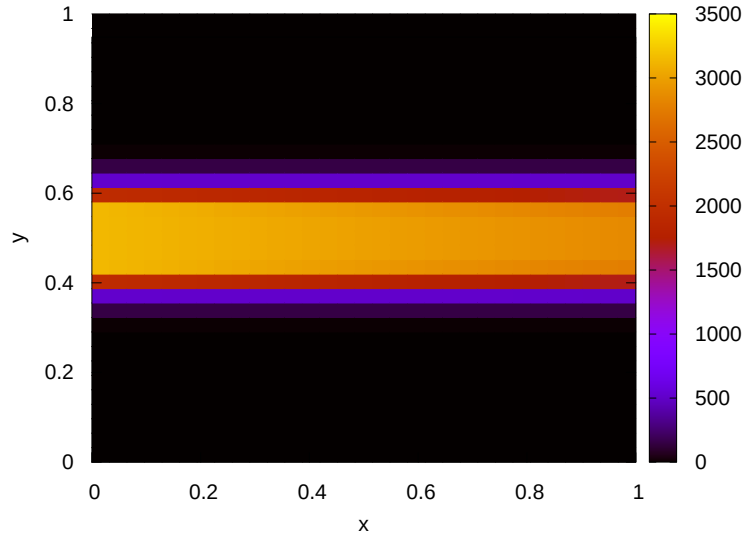


Figura A.7: Densidad de energía de radiación al tiempo $t = 10$. El haz de radiación se inyecta en la frontera izquierda.

co, y tiene velocidades y flujos de radiación iguales a cero. Las condiciones de frontera son: flujo entrante en la frontera izquierda (x_{min}) y saliente en la frontera derecha (x_{max}). En todas las otras caras se usaron condiciones de frontera periódicas. En la frontera donde se inyectó el haz, los valores de la densidad de energía de radiación, flujo de radiación y temperatura del gas son $E_L = a_r T_{g,L}^4$, $F^x = 0.99999 E_L$, y $T_{g,L} = 100 T_a$ respectivamente. El valor de $a_r = 351.37$ y $\kappa_a = \kappa_{total} = \rho_0$.

La temperatura del gas está dada de manera que la presión sea constante en todo el dominio,

$$T_g = T_a \frac{\rho_a}{\rho_0}, \quad (\text{A.2})$$

con un índice adiabático de $\Gamma = 1.4$.

En la Fig. A.8 se muestran los resultados cuando el haz de radiación atraviesa todo el dominio y alcanza un estado estacionario ($t \sim 10$). En el panel superior se muestra la solución obtenida con la aproximación de Eddington. Esta aproximación trata el campo de radiación isotrópicamente. Como consecuencia de esto, la presión generada por la radiación se difunde rápidamente detrás de la esfera y no se puede formar una sombra. En el panel inferior se muestra la solución con la aproximación M1. Contrariamente a la de

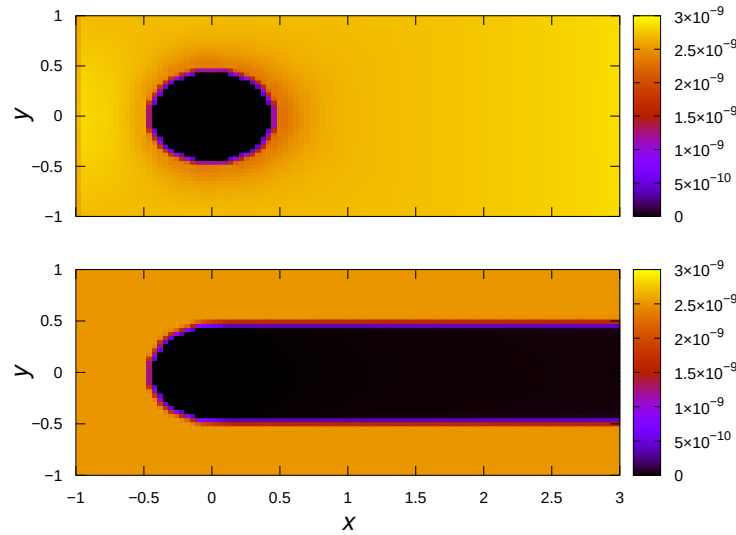


Figura A.8: Densidad de energía de radiación en $t = 10$. La fuente de radiación se inyecta a través de la frontera izquierda. Arriba: resultado correspondiente a la aproximación de Eddington. Abajo: resultado correspondiente a la aproximación M1.

Eddington, aquí se puede ver que se forma una sombra detrás del círculo debido a que está diseñada para seguir la dinámica de un fluido que se propague paralelamente al campo de radiación en regiones ópticamente delgadas por $F_r \approx E_r$. La figura es estándar y se puede comparar con [Sadowski et al. 2013 & 2014].

(viii) *Doble sombra*. Para probar el rendimiento y la eficiencia del código con múltiples fuentes de radiación, cuya dinámica no es paralela a la dirección de propagación, se implementó la prueba de la doble sombra descrita en [Sadowski et al. 2013 & 2014]. En esta prueba, un haz de radiación se inyectó sobre un entorno estático, cuyo dominio es $[-6, 3] \times [-2, 2]$. Las condiciones iniciales para el gas y la radiación son exactamente las mismas que para la prueba de una única sombra, pero a diferencia de esa prueba, el haz se inyecta en la frontera izquierda por $y > 0.3$ con un flujo de radiación dado por $F_r^x = 0.93E_r$, $F_r^y = -0.37E_r$. También se estableció una simetría de reflexión en $y = 0$. Como consecuencia, el dominio está iluminado por dos haces de radiación que se cruzan. En las regiones cercanas a las esquinas superior e inferior izquierda, donde los haces no se superponen, la dirección del flujo de radiación sigue la impuesta por las condiciones de contorno. En la región de la superposición, la densidad de la energía de radiación aumenta al doble y la dirección del flujo de radiación es puramente horizontal debido a que la componente vertical se cancela. El hecho de que el haz incidente esté inclinado, tiene un efecto sobre la sombra producida detrás de la esfera lego. Por un lado se tiene una región de sombra parcial (penumbra) y por otro una región de sombra total (umbra) que está limitada por los bordes de la penumbra. La figura Fig. A.9 es estándar y se puede comparar con [Sadowski et al. 2013

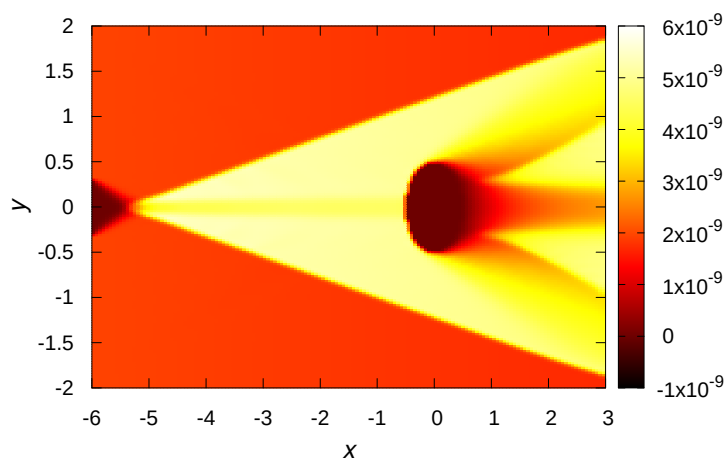


Figura A.9: Densidad de energía de radiación en $t = 10$. La fuente de radiación se encuentra en el frontera izquierda. Este resultado corresponde a la aproximación M1.

& 2014].

Apéndice B

Estructura característica del sistema hidrodinámico con transporte de radiación

Para usar los esquemas numéricos, basado en volúmenes finitos, y tratar el problema de la hidrodinámica con transporte de radiación se necesitan conocer las velocidades características asociadas al sistema de ecuaciones (2.13)-(2.14). Más aún, el análisis de las velocidades características es útil para saber si la relación de cerradura que se propuso es aceptable o no. Por ejemplo, si con el uso de alguna relación de cerradura se obtuvieron velocidades características mayores a las de la luz, esta relación se descarta. El cálculo de dichas velocidades se lleva a cabo ignorando la parte los términos fuente ($\mathbf{S} = \mathbf{0}$) del sistema de ecuaciones en forma de balance de flujos, por tanto, este sistema de ecuación se escribe como:

$$\partial_t \mathbf{U} + \frac{\partial \mathbf{F}^i}{\partial \mathbf{U}} \partial_i \mathbf{U} = 0, \quad (\text{B.1})$$

donde $\frac{\partial \mathbf{F}^i}{\partial \mathbf{U}} \equiv \mathbf{A}^i$ es conocida como la matriz Jacobiana del sistema (B.1), se dice que este sistema es fuertemente hiperbólico si la matriz Jacobiana es diagonalizable, esto es, que sus valores propios son reales y distintos de cero [Thomas 1995]. Cuando ésto sucede, la evolución del vector de variables conservativas $\mathbf{U}$ constituye un problema de evolución bien planteado, en el cual la solución es única y depende solamente de los datos iniciales.

Las velocidades características de la matriz $\mathbf{A}^i$ están dados por la solución del siguiente problema algebraico

$$\det(\mathbf{A}^i - \lambda^i \mathbf{I}) = 0, \quad (\text{B.2})$$

donde λ^i denota las velocidades características en la dirección i -ésima e $\mathbf{I}$ la matriz identi-

dad. Debido a que en general los flujos $\mathbf{F}^i$ (2.14) dependen tanto de las variables primitivas $\mathbf{p} = (\rho, v_i, \epsilon, P, E_r, F_r^i, P_r)$, como de las variables conservativas $\mathbf{U}$, es necesario escribir de forma explícita las variables primitivas en términos de las conservativas, así los flujos dependerán solamente de $\mathbf{U}$. Sin embargo, en general, no es posible expresar las variables primitivas en términos de las conservativas de manera analítica ya que la ecuación algebraica resultante a resolver es una ecuación no trivial, incluso para los casos relativistas puramente hidrodinámicos. Por esta razón, el problema de calcular las velocidades características en términos de las variables conservativas se convierte en un problema difícil de resolver.

Para calcular la estructura característica del sistema de ecuaciones (2.13)-(2.14), también se puede analizar el problema en términos de las variables primitivas, en lugar de las variables conservativas. De esta manera la Ec. (B.1) puede reescribirse como

$$\mathcal{A}^t \partial_t \mathbf{p} + \mathcal{A}^i \partial_i \mathbf{p} = 0, \quad (\text{B.3})$$

donde $\mathcal{A}^t = \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{p}}$ y $\mathcal{A}^i = \frac{\partial \mathbf{F}^i}{\partial \mathbf{p}}$, son las nuevas matrices Jacobianas, cuyas velocidades características se obtienen al resolver

$$\det(\mathcal{A}^i - \tilde{\lambda}^i \mathcal{A}^t) = 0. \quad (\text{B.4})$$

Aquí $\tilde{\lambda}^i$ son las velocidades características del sistema (B.3). Algebraicamente se puede mostrar que los dos (B.2) y (B.4) son equivalentes [Font et al. 1994], y por tanto

$$\lambda^i = \tilde{\lambda}^i, \quad (\text{B.5})$$

donde las matrices $\mathbf{A}^i$ pueden ser obtenidas a partir de la siguiente expresión

$$\mathbf{A}^i = \frac{\partial \mathbf{F}^i}{\partial \mathbf{p}} \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \mathbf{U}} = \mathcal{A}^i (\mathcal{A}^0)^{-1}. \quad (\text{B.6})$$

Finalmente, se resuelve el sistema (B.4) para obtener las velocidades características. Específicamente, se ha considerado el caso de un fluido ideal con una ecuación de estado $P = P(\rho, \epsilon)$ y para la radiación una relación de cerradura del tipo $P_r = P_r(E_r, F_r^k)$. De esta forma, las velocidades característica de $\mathcal{A}^i$ son, para la componente i -ésima:

1. Para el fluido

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = v^i, \quad (\text{B.7})$$

$$\lambda_{4,5} = \frac{1}{1 - v^2 c_s^2} \left[v^i (1 - c_s^2) \pm \sqrt{c_s^2 (1 - v^2) [(1 - v^2 c_s^2) - v^2 (1 - c_s^2)]} \right], \quad (\text{B.8})$$

2. Para la radiación en el límite ópticamente grueso

$$\lambda_6 = \lambda_7 = v^i / W, \quad (\text{B.9})$$

$$\lambda_{8,9} = \frac{2Wv^i \pm \sqrt{2W^2 + 1 - 2(v^i)^2}}{2W^2 + 1}. \quad (\text{B.10})$$

3. Para la radiación en el límite ópticamente delgado

$$\lambda_6 = \lambda_7 = E_r \frac{F_r^i}{F_r^k F_r^k}, \quad (\text{B.11})$$

$$\lambda_{8,9} = \pm \sqrt{\frac{F_r^i}{F_r^k F_r^k}}. \quad (\text{B.12})$$

Donde v^i es la tres velocidad, $v^2 = v^i v^i$, W es el factor de Lorentz y $c_s^2 = \frac{\Gamma P}{h\rho}$ es la velocidad del sonido.

Bibliografía

- [ALMA Partnership et al. 2015] ALMA Partnership et al., 2015, ApJL, 808, L1.
- [Aloy et al. 1999] Aloy M. A., Ibáñez J. M., Martí J. M., Muller E., 1999, ApJS, 122, 151.
- [Aloy et al. 2000] Aloy M. A., Muller E., Ibáñez J. M., Martí J. M., MacFadyen A., 2000, ApJ 531, L119.
- [Amati et al. 2002] Amati L., et al., 2002, A&A, 390, 81.
- [Baumgarte et al. 2000] Baumgarte T. W., Shapiro S. L., Shibata M., 2000, ApJL, 528, L29.
- [Badjin et al. 2013] Badjin D. A., Blinnikov S. I., Postnov K. A., 2013, MNRAS, 432, 2454.
- [Band et al. 1993] Band D., et al., 1993, ApJ, 413, 281.
- [Barkov & Bisnovaty-Kogan 2005a & 2005b] Barkov M. V., Bisnovaty-Kogan G. S., 2005a, Astronomy Reports, 49, 24.
Barkov M. V., Bisnovaty-Kogan G. S., 2005b, Astronomy Reports, 49, 611.
- [Barkov & Komissarov 2010 & 2011] Barkov M. V., Komissarov S. S., 2010, MNRAS, 401, 1644.
Barkov M. V., Komissarov S. S., 2011, MNRAS, 415, 944.
- [Belan et al. 2013] Belan M., Massaglia S., Tordella D., Mirzaei M., De Ponte S., 2013, A&A 554, A99.
- [Beloborodov 2010] Beloborodov A. M., 2010, MNRAS, 407, 1033.
- [Berger 2014] Berger E., 2014, ARA&A, 52, 43.
- [Birkel et al. 2007] Birkel R., Aloy M. A., Janka H.-T., Muller E., 2007, A&A, 463, 51.
- [Blackman & Yi 1998] Blackman E. G., Yi I., 1998, ApJL, 498, L31.

- [Blandford & McKee 1976] Blandford R. D., McKee C. F., 1976, *Physics of Fluids*, 19, 1130.
- [Blandford & Payne 1982] Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, 199, 883.
- [Blandford & Znajek 1977] Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, 179, 433.
- [Bloom et al. 2001] Bloom J. S., Djorgovski S. G., Kulkarni S. R., 2001, *ApJ*, 554, 678.
- [Bromberg et al. 2011] Bromberg O., Nakar E., Piran T., 2011, *ApJ* 739, 55.
- [Bromberg et al. 2012] Bromberg O., Nakar E., Piran T., Sari R., 2012, *ApJ*, 749, 110.
- [Bromberg et al. 2013] Bromberg O., Nakar E., Piran T., Sari R., 2013, *ApJ*, 764, 179.
- [Bromberg et al. 2016] Bromberg O., Tchekhovskoy A., 2016, *MNRAS* 456, 1739.
- [Bucciantini et al. 2007, 2008, & 2009] Bucciantini N., Quataert E., Arons J., Metzger B. D., Thompson T. A., 2007, *MNRAS*, 380, 1541.
Bucciantini N., Quataert E., Arons J., Metzger B. D., Thompson T. A., 2008, *MNRAS*, 383, L25.
Bucciantini N., Quataert E., Metzger B. D., Thompson T. A., Arons J., Del Zanna L., 2009, *MNRAS*, 396, 2038.
- [Buchler & Yueh 1976] Buchler J. R., & Yueh W. R., 1976, *Ap. J.*, 210 , 440.
- [CactusCode] <http://www.cactuscode.org>
- [Carrillo et al. 2016] Carrillo M., Gracia-Linares M., González J. A., and Guzmán F. S., *Gen. Relativ. Gravit.*, 2016, 48, 141.
- [Campana et al. 2006] Campana S., et al., 2006, *Nature*, 442, 1008.
- [Cano et al. 2011] Cano Z., et al., 2011, *ApJ*, 740, 41.
- [Cavallo & Rees 1978] Cavallo G., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 359.
- [Cerdá-Durán et al. 2013] Cerdá-Durán P., DeBrye N., Aloy M. A., Font J. A., Obergaulinger M., 2013, *ApJL*, 779, L18.
- [Cobb et al. 2006] Cobb B. E., Bailyn C. D., van Dokkum P. G., Natarajan P., 2006, *ApJL*, 645, L113
- [Cook et al. 1994] Cook G. B., Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1994, *ApJ*, 424, 823.
- [Costa et al. 1997] Costa E., et al., 1997, *Nature*, 387, 783.

- [Coward 2005] Coward D. M., 2005, MNRAS, 360, L77.
- [Crowther 2007] Crowther P. A., 2007, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 45, 177.
- [Cucchiara et al. 2011] Cucchiara A., et al., 2011, ApJ, 736, 7
- [Cuesta-Martínez et al. 2015] Cuesta-Martínez C., Aloy M. A., Mimica P., 2015, MNRAS, 446, 1716-1736.
- [Cuesta-Martínez et al. 2015] Cuesta-Martínez C., Aloy M. A., Mimica P., Thone C., de Ugarte Postigo A., 2015, MNRAS, 446, 1737-1749.
- [Cui et al. 2010] Cui X.-H., Liang E.-W., Lv H.-J., Zhang B.-B., Xu R.-X., 2010, MNRAS, 401, 1465.
- [De Colle et al. 2012] De Colle F., Ramirez-Ruiz E., Granot J., Lopez-Camara D., 2012, ApJ 751, 57.
- [De Colle et al. 2017] De Colle F., Wenbin L., Kumar P., Ramirez-Ruiz E., Smoot G., 2017, arxiv:1701.05198 [astro-ph.HE].
- [De Laurentis et al. 2015] De Laurentis M., Garufi F., Dainotti M. G., Milano L., 2015, arXiv:1506.00106.
- [De Ugarte Postigo et al. 2011] De Ugarte Postigo A., et al., 2011, A&A, 525, A109.
- [Dermer 2004] Dermer C. D., 2004, ApJ, 614, 284-292.
- [Dubroca & Feugeas 1999] Dubroca B., Feugeas J. L., 1999, CRAS, 329, 915.
- [Evans et al. 2014] Evans P. A., et al., 2014, MNRAS, 444, 250.
- [Eichler et al. 1989] Eichler D., Livio M., Piran T., and Schramm D. N., 1989, Nature, 340, 126.
- [Eichler et al. 2013] Eldridge J. J., Fraser M., Smartt S. J., Maund J. R., Crockett R. M., 2013, MNRAS, 436, 774.
- [Fan et al. 2011] Fan Y.-Z., Zhang B.-B., Xu D., Liang E.-W., Zhang B., 2011, ApJ, 726, 32.
- [Farris et al. 2008] Farris B. D., Li T. K., Liu Y. T., Shapiro S. L., 2008, PRD, 78, 024023.
- [Font et al. 1994] Font J. A., Ibánñez J. M., Marquina A., Martí J. M., 1994, Astron. Astrophys., 282, 304-314.
- [Fox et al. 2003] Fox D. W., et al., 2003, Nature, 422, 284.

- [Frail et al. 1997] Frail D. A., Kulkarni S. R., Nicastro L., Feroci M., Taylor G. B., 1997, *Nature*, 389, 261.
- [Frail et al. 2001] Frail D. A., et al., 2001, *ApJL*, 562, L55.
- [Fragile et al. 2012] Fragile P. C., Gillespie A., Monahan T., Rodriguez M., Anninos P., 2012, *ApJS*, 201, 9.
- [Fryer 1999] Fryer C. L., 1999, *ApJ*, 522, 413.
- [Fryer & Woosley 1998] Fryer C. L., Woosley S. E., 1998, *ApJL*, 502, L9.
- [Fryer et al. 2001] Fryer C. L., Woosley S. E., Heger A., 2001, *ApJ*, 550, 372.
- [Fryer et al. 2006] Fryer C. L., Rockefeller G., Young P. A., 2006, *ApJ*, 647, 1269.
- [Fryer et al. 2013] Fryer C. L., Belczynski K., Berger E., Thone C., Ellinger C., Bulik T., 2013, *ApJ*, 764, 181.
- [Galama et al. 1998] Galama T. J., Vreeswijk P. M., van Paradijs J., et al., 1998, *Nature*, 395, 670.
- [Galeazzi et al. 2013] Galeazzi F., Kastaun W., Rezzolla L., Font J. A., 2013, *PRD*, 88, 064009.
- [Gao et al. 2013] Gao H., Lei W.-H., Zou Y.-C., Wu X.-F., Zhang B., 2013, *New Astron. Rev.*, 57, 141.
- [Gaskell et al. 1986] Gaskell C. M., Cappellaro E., Dinerstein H. L., Garnett D. R., Harkness R. P., Wheeler J. C., 1986, *ApJ*, 306, L77–L80.
- [Gehrels et al. 2004] Gehrels N., et al., 2004, *ApJ*, 611, 1005.
- [Gehrels et al. 2009] Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., Fox D. B., 2009, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 47, 567.
- [Gendre et al. 2013] Gendre B., et al., 2013, *ApJ*, 766, 30.
- [Geng et al. 2016] Geng J. J., Zhang B., Kuiper R., 2016, *ApJ* 833, 1.
- [Georgy et al. 2012] Georgy C., Ekstrom S., Meynet G., Massey P., Levesque E. M., Hirschi R., Eggenberger P., Maeder A., 2012, *A&A*, 542, A29.
- [Giannios & Spruit 2007] Giannios D., Spruit H. C., 2007, *A&A*, 469, 1.
- [Giannios et al. 2008] Giannios D., Mimica P., Aloy M. A., 2008, *A&A*, 478, 747.

- [Giannios 2012] Giannios D., 2012, MNRAS 422, 3092.
- [Ghisellini et al. 2010] Ghisellini G., Ghirlanda G., Nava L., Celotti A., 2010, MNRAS, 403, 926.
- [González et al. 2007] Godunov S. K., 1959, Math. Sbornik, 47, 271.
- [González et al. 2007] González M., Audit E., Huynh P., 2007, A&A, 464, 429.
- [González et al. 2016] González J. A., Hernández S., López C. E., Raya A., Plasmonics, 2016, doi:10.1007/s11468-016-0477-x.
- [Goodman et al. 1986] Goodman J., 1986, ApJL, 308, L47.
- [Grafener et al. 2012] Grafener G., Owocki S. P., Vink J. S., 2012, A&A, 538, A40.
- [Goodman & Sari 2002] Granot J., Sari R., 2002, ApJ, 568, 820.
- [Granot et al. 2000] Granot J., Piran T., Sari R., 2000, ApJL, 534, L163.
- [Greiner et al. 2015] Greiner J., et al., 2015, Nature, 523, 189.
- [Guetta & Della Valle 2007] Guetta D., Della Valle M., 2007, ApJL, 657, L73.
- [Guetta & Granot 2003] Guetta D., Granot J., 2003, MNRAS, 340, 115.
- [Guetta et al. 2005] Guetta D., Granot J., Begelman M. C., 2005, ApJ, 622, 482.
- [Hascoet et al. 2013] Hascoet R., Daigne F., Mochkovitch R., 2013, A&A, 551, A124.
- [Harten et al. 1983] Harten P., Lax P. D., van Leer B., 1983, SIAM review, **25**(1), 35-61.
Einfeldt B., 1988, SIAM, J. Numer. Anal., **25**(2) 294-318.
- [Hayashi, Höshi, & Sugimoto 1962] Hayashi C., Höshi R., & Sugimoto D., 1962, Prog. Theor. Phys. Suppl., 22, 1.
- [Heger et al. 2003] Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., Langer N., Hartmann D. H., 2003, ApJ, 591, 288.
- [Hjorth et al. 2003] Hjorth J., Sollerman J., Moller P., et al., 2003, Nature 423, 847.
- [Hjorth 2013] Hjorth J., 2013, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 371, 20120275.
- [Holland et al. 2010] Holland S. T., et al., 2010, ApJ, 717, 223.
- [Horváth 1998 & 2002] Horváth I., 1998, ApJ, 508, 757 Horváth I., 2002, A&A, 392, 791

- [Hughes et al. 2002] Hughes P. A., Miller M. A., Duncan G. C., 2002, ApJ 572, 713.
- [Irwin & Chevalier 2016] Irwin C. M., Chevalier R. A., 2016, MNRAS, 460, 1680.
- [Iwamoto et al. 2000] Iwamoto K., et al., 2000, ApJ, 534, 660.
- [Janka et al. 2007] Janka H.-T., Langanke K., Marek A., Martínez-Pinedo G., Müller B., 2007, Phys. Rep., 442, 38.
- [Jiang et al. 2012] Jiang Y.-F., Stone J. M., Davis S. W., 2012, ApJS, 199, 14.
- [Kaneko et al. 2006] Kaneko Y., Preece R. D., Briggs M. S., Paciesas W. S., Meegan C. A., Band D. L., 2006, ApJS, 166, 298.
- [Kaplan et al. 2014] Kaplan J. D., Ott C. D., O'Connor E. P., Kiuchi K., Roberts L., Duez M., 2014, ApJ, 790, 19.
- [Kaneko et al. 2010] Katz B., Budnik R., Waxman E., 2010, ApJ, 716, 781.
- [Klebesadel et al. 1973] Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A., 1973, ApJL, 182, L85.
- [Kolgan 1972] Kolgan V. P., 1972, Transactions of the Central Aerohydrodynamics Institute, 3, 68.
- [Kouveliotou et al. 1993] Kouveliotou C., Meegan C. A., Fishman G. J., Bhat N. P., Briggs M. S., Koshut T. M., Paciesas W. S., Pendleton G. N., 1993, ApJL, 413, L101.
- [Kumar & Panaitescu 2003] Kumar P., Panaitescu A., 2003, MNRAS, 346, 905.
- [Kumar & Barniol 2009] Kumar P., Barniol Duran R., 2009, MNRAS, 400, L75.
- [Kumar & Zhang 2015] Kumar P., Zhang B., 2015, Phys. Rep., 561, 1.
- [Lattimer & Prakash 2001] Lattimer J. M., Prakash M., 2001, ApJ, 550, 426.
- [Lazzati & Begelman 2005] Lazzati D., & Begelman M. C., 2005, ApJ, 629, 903.
- [Lazzati & Begelman 2010] Lazzati D., Begelman M. C., 2010, ApJ, 725, 1137.
- [Lazzati et al. 2009] Lazzati D., Morsony B. J., Begelman M. C., 2009, ApJL, 700, L47.
- [Lazzati et al. 2013] Lazzati D., Morsony B. J., Margutti R., Begelman M. C., 2013, ApJ 765, 103.
- [LeCun et al. 1998] LeCun Y., Bottou L., Orr G., and Müller K., “*in Neural Networks: Tricks of the trade*”, edited by G. Orr and K. Müller (Springer, New York, 1998).

- [Levan et al. 2014] Levan A. J., et al., 2014, *ApJ*, 781, 13.
- [Levermore 1984] Levermore C. D., 1984, *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer*, 31, 149.
- [Liang et al. 2007] Liang E., Zhang B., Virgili F., Dai Z. G., 2007, *ApJ*, 662, 1111.
- [López-Cámara et al. 2013] López-Cámara D., Morsony B. J., Begelman M. C., Lazzati D., 2013, *ApJ* 767, 19.
- [López-Cámara et al. 2014] López-Cámara D., Morsony B. J., Lazzati D., 2014, *MNRAS*, 442, 2202.
- [MacFadyen & Woosley 1999] MacFadyen A. I., Woosley S. E., 1999, *ApJ* 524, 262.
- [MacFadyen et al. 2001] MacFadyen A. I., Woosley S. E., Heger A., 2001, *ApJ*, 550, 410.
- [Maeda & Nomoto 2003] Maeda K., Nomoto K., 2003, *ApJ*, 598, 1163.
- [Massaglia et al. 1996] Massaglia S., Bodo G., Ferrari A., 1996, *A&A* 307, 997-1008.
- [Margutti et al. 2013] Margutti R., et al., 2013, *ApJ*, 778, 18.
- [Margutti et al. 2015] Margutti R., et al., 2015, *ApJ*, 805, 159.
- [Martí et al. 1991] Martí J. M., Ibáñez J. M., Miralles J. A., 1991, *Phys. Rev. D*, 43, 3794.
- [Martí et al. 1994] Martí J. M., Muller E., Ibáñez J. M., 1994, *A&A* 281, L9-L14.
- [Martí et al. 1995] Martí J. M., Muller E., Font J. A., Ibáñez J. M., 1995, *ApJ* 448, L105-L108.
- [Meliani & Keppens 2007] Meliani & Keppens, 2007, *A&A* 467, L41.
- [Meliani & Keppens 2010] Meliani & Keppens, 2010, *A&A* 520, L3, 2010.
- [Mazets et al., 1981] Mazets E. P., et al., 1981, *Astrophys. Space Sci.*, 80, 119.
- [Mazzali et al., 2006] Mazzali P. A., et al., 2006, *ApJ*, 645, 1323.
- [Mazzali et al., 2014] Mazzali P. A., McFadyen A. I., Woosley S. E., Pian E., Tanaka M., 2014, *MNRAS*, 443, 67.
- [Meegan E. P., et al., 1995] Meegan C. A., et al., 1995, *ApJL*, 446, L15.
- [Mendoza et al. 2009] Mendoza S., Hidalgo J. C., Olvera D., Cabrera J. I., 2009, *MNRAS*, 395, 1403.

- [Metzger et al. 1997] Metzger M. R., Djorgovski S. G., Kulkarni S. R., Steidel C. C., Adelberger K. L., Frail D. A., Costa E., Frontera F., 1997, *Nature*, 387, 878.
- [Metzger et al. 2007] Metzger B. D., Thompson T. A., Quataert E., 2007, *ApJ*, 659, 561.
- [Metzger et al. 2011] Metzger B. D., Giannios D., Thompson T. A., Bucciantini N., Quataert E., 2011, *MNRAS*, 413, 2031.
- [Meszaros & Rees 1997] Meszaros P., Rees M. J., 1997, *ApJL*, 482, L29.
- [Meszaros & Waxman 2001] Mészáros P. & Waxman E., 2001, *PRL* 87, 171102.
- [Mignone et al. 2005] Mignone A., Plewa T., Bodo G., 2005, 2005 *ApJS* 160, 199.
- [Mihalas & Mihalas 1984] Mihalas D., Mihalas W., 1984, “*Foundations of Radiation Hydrodynamics*”, Oxford University Press.
- [Mimica et al. 2009] Mimica P., Giannios D., Aloy M. A., 2009a, *A&A*, 494, 879.
Mimica P., Aloy M.-A., Agudo I., Martí J. M., Gómez J. L., Miralles J. A., 2009b, *ApJ*, 696, 1142.
- [Mizuta et al. 2006 & 2013] Mizuta A., Yamasaki T., Nagataki S., Mineshige S., 2006, *ApJ* 651, 960.
Mizuta A. & Ioka K., 2013, *ApJ* 777, 2.
- [Mizuta & Aloy 2009] Mizuta & Aloy 2009, *ApJ* 699, 1261.
- [Mizuta et al. 2011] Mizuta, Nagataki & Aoi, 2011, *ApJ* 732, 26.
- [Mizuta & Ioka 2013] Mizuta & Ioka, 2013, *ApJ* 777, 17.
- [Modjaz et al. 2016] Modjaz M., Liu Y. Q., Bianco F. B., Graur O., 2016, *ApJ*, 832, 108.
- [Morrison et al. 2004] Morrison I. A., Baumgarte T. W., Shapiro S. L., 2004, *ApJ*, 610, 941
- [Morsony et al. 2007] Morsony B. J., Lazzati D., Begelman M. C., 2007, *ApJ* 665, 569.
- [Morsony et al. 2010] Morsony B. J., Lazzati D., Begelman M. C., 2010, *ApJ*, 723, 267.
- [Mukherjee et al. 1998] Mukherjee S., Feigelson E. D., Jogesh Babu G., Murtagh F., Frayley C., Raftery A., 1998, *ApJ*, 508, 314.
- [Myeong-Gu 2006] Myeong-Gu P., 2006, *MNRAS* 367, 1739.
- [Nakar & Sari 2012] Nakar E., Sari R., 2012, *ApJ*, 747, 88.

- [Nakar 2007] Nakar E. 2007, *Phys. Rep.*, 442, 166.
- [Nakar 2015] Nakar E., 2015, *ApJ*, 807, 172.
- [Nagakura et al. 2011 & 2012] Nagakura et al. 2011, *ApJ* 731, 80.
Nagakura, Suwa & Ioka 2012, *ApJ* 754, 85.
- [Narayan et al. 1992] Narayan R., Paczynski B., Piran T., 1992, *ApJL*, 395, L83.
- [Nagataki et al. 2007] Nagataki S., Takahashi R., Mizuta A., Takiwaki T., 2007, *ApJ*, 659, 512
- [Nousek et al. 2006] Nousek J. A., et al., 2006, *ApJ*, 642, 389.
- [Obergaulinger & Aloy 2017] Obergaulinger & Aloy 2017, *MNRAS* 469, L43.
- [O'Connor & Ott 2011] O'Connor E., Ott C. D., 2011, *ApJ*, 730, 70.
- [Paczynski 1986] Paczynski B., 1986, *ApJL*, 308, L43.
- [Paczynski & Rhoads 1993] Paczynski B., Rhoads J. E., 1993, *ApJL*, 418, L5.
- [Paczynski] Paczynski B., 1998, *ApJL*, 494, L45.
- [Page 2011] Page K. L., et al., 2011, *MNRAS*, 416, 2078.
- [Park et al. 2013] Park I. H., et al., 2013, *New Journal of Physics*, 15, 023031.
- [Paul et al. 2011] Paul J., Wei J., Basa S., Zhang S.-N., 2011, *Comptes Rendus Physique*, 12, 298.
- [Pe'er et al. 2006] Pe'er A., Mészáros P., Rees M. J., 2006, *ApJ*, 652, 482
- [Pe'er 2008] Pe'er A., 2008, *ApJ*, 682, 463.
- [Pe'er & Ryde 2011] Pe'er A. & Ryde F., 2011, *APJ* 732, 49.
- [Peér 2015] Pe'er A., 2015, *Advances in Astronomy*, 2015, 907321.
- [Pareschi & Russo 2005] Pareschi L., Russo G., 2005, *Journal of Scientific Computing*, 25.
- [Pescalli et al. 2015] Pescalli A., Ghirlanda G., Salvaterra R., Ghisellini G., Vergani S. D., Nappo F., Salafia O. S., Melandri A., Covino S., Gotz D., 2016, *A&A* 587, A40.
- [Pian et al. 2006] Pian E., et al., 2006, *Nature*, 442, 1011.
- [Piran 1999] Piran T., 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575.

- [Popham et al. 1999] Popham R., Woosley S. E., Fryer C., 1999, ApJ, 518, 356.
- [Produit et al. 2005] Produit N., et al., 2005, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 550, 616.
- [Ramirez-Ruiz et al. 2002] Ramirez-Ruiz E., Celotti A., Rees M. J., 2002, MNRAS, 337, 1349.
- [Rees & Mészáros 1992] Rees M. J., Mészáros P., 1992, MNRAS, 258, 41P.
- [Rees & Mészáros 1994] Rees M. J., Mészáros P., 1994, ApJL, 430, L93.
- [Rees & Mészáros 2005] Rees M. J., Mészáros P., 2005, ApJ, 628, 847.
- [Rivera-Paleo & Guzmán 2016] Rivera-Paleo F. J. & Guzmán F. S., 2016, MNRAS 459, 2777-2786.
- [Rivera-Paleo et al. 2017] Rivera-Paleo F. J., López Núñez C. E., Guzmán F. S., and González J. A., 2017, Phys. Rev. D, 95, 123005.
- [Rivera-Paleo & Guzmán 2017] Rivera-Paleo F. J. & Guzmán F. S., 2017, arXiv:1710.09480.
- [Rivera-Paleo & Guzmán 2018] Rivera-Paleo F. J. & Guzmán F. S., 2018, en preparación.
- [Roe 1981] Roe P. L., 1981, J. Comput Phys., **43**, 357-372.
- [Roedig et al. 2012] Roedig C., Zanotti O., Alic D., MNRAS, 2012, 426, 1613.
- [Roger 1977] Roger A., 1977, SIAM Journal on Numerical Analysis, Vol. 14, No. 6, 1006.
- [Rueda-Becerril et al. 2017] Rueda-Becerril, J. M., Mimica, P., Aloy, M. A. 2017, MNRAS 468, 1169-1182.
- [Ramirez-Ruiz et al. 2002] Ramirez-Ruiz E., MacFadyen A. I., & Lazzati D., 2002, MNRAS, 331, 197.
- [Rumelhart et al. 1986] Rumelhart D. E., Hinton G. E., and Williams R. J., 1986, Nature (London), 323, 533.
- [Russell and Norvig 1995] Russell S. J. and Norvig P., “*Artificial Intelligence: A Modern Approach*” (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1995), p. 563.
- [Rybicky & Lightman 1979] Rybicky G. B., Lightman A. P., 2004, “*Radiative processes in astrophysics*”, WILEY-VCH.

- [Sadowski et al. 2013 & 2014] Sadowski A., Narayan R., Tchekhovskoy A., Zhu Y., 2013, MNRAS, 429(4), 3533-3550.
Sadowski A., Narayan R., McKinney J. C., Tchekhovskoy A., 2014, MNRAS 439(1), 503-520.
- [Shapiro & Teukolsky] Shapiro S. L. & Teukolsky A., 1983, “*Black Holes, White Dwarfs, and neutron Stars*”, Wiley-Interscience, New York.
- [Savaglio et al. 2009] Savaglio S., Glazebrook K., Le Borgne D., 2009, ApJ, 691, 182.
- [Sari & Piran 1995] Sari R., Piran T., 1995, ApJL, 455, L143.
- [Sari et al. 1998] Sari R., Piran T., Narayan R., 1998, ApJL, 497, L17
- [Sari et al. 1999] Sari R., Piran T., Halpern J. P., 1999, ApJL, 519, L17
- [Schnetter et al. 2004] Schnetter E., Hawley S. H., Hawke I., 2004, Class. Quant. Grav. 21,1465-1488.
- [Schwarzschild 1958] Schwarzschild M., 1958, “*Structure and Evolution of the Stars*”, New York: Dover.
- [Senno et al. 2016] Senno N., Murase K., Mészáros P., 2016, PRD 93, 8.
- [Shemi & Piran 1990] Shemi A., Piran T., 1990, ApJL, 365, L55.
- [Sod 1978] Sod, G. A. 1978, J. Comput. Phys., 27, 1.
- [Soderberg et al. 2006] Soderberg A. M., et al., 2006, Nature, 442, 1014.
- [Soderberg et al. 2008] Soderberg A. M., et al., 2008, Nature, 453, 469.
- [Soderberg et al. 2010] Soderberg A. M., et al., 2010, Nature, 463, 513.
- [Sparre et al. 2011] Sparre M., et al., 2011, ApJL, 735, L24.
- [Stanek et al. 2003] Stanek K. Z., Matheson T., Garnavich P. M., et al., 2003, ApJL 591, L17.
- [Sutherland 1998] Sutherland R. S., 1998, MNRAS, 300, 321.
- [Starling et al. 2011] Starling R. L. C., et al., 2011, MNRAS, 411, 2792.
- [Starling et al. 2012] Starling R. L. C., Page K. L., Pe’Er A., Beardmore A. P., Osborne J. P., 2012, MNRAS, 427, 2950
- [Van Eerten et al. 2010] Van Eerten et al., 2010, MNRAS 403, 300.

- [Van Eerten et al. 2011] Van Eerten et al., 2011, MNRAS 410, 2016.
- [Van Hoof et al. 2015] van Hoof P. A. M., Ferland G. J., Williams R. J. R., Volk K., Chatzikos M., Lykins M., Porter R. L., 2015, MNRAS, 449, 2112.
- [Vlasis et al., 2011] Vlasis et al., 2011, MNRAS 415, 279.
- [Tagliaferri et al. 2005] Tagliaferri G., et al., 2005, Nature, 436, 985.
- [Tan et al. 2001] Tan J. C., Matzner C. D., McKee C. F., 2001, ApJ, 551, 946.
- [Tchekhovskoy et al. 2008] Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R., 2008, MNRAS, 388, 551.
- [Tchekhovskoy et al. 2011] Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C., 2011, MNRAS, 418, L79.
- [Thompson 1994] Thompson C., 1994, MNRAS, 270, 480.
- [Thompson et al. 2004] Thompson T. A., Chang P., Quataert E., 2004, ApJ, 611, 380.
- [Thone et al. 2011] Thone C. C., et al., 2011, Nature, 480, 72.
- [Thomas 1995] Thomas, J. W., “*Numerical Partial Differential Equations: Finite difference Methods*”, Springer (1995).
- [Toro 2009] Toro, F. E., “*Riemann solvers and Numerical methods for fluid dynamics*” Springer, third edition, (2009).
- [Usov 1992] Usov V. V., 1992, Nature, 357, 472.
- [Uri, Steven & Raymond 1997] Uri M. A., Steven J. R., Raymond J. S., 1997, Applied Numerical Mathematics, 25, 151.
- [B. van Leer 1979] Van Leer, B., 1979, J. Comput. Phys, **32**, 101-136.
- [Vedrenne & Atteia 2009] Vedrenne G., Atteia J.L., 2009, “*Gamma-Ray Bursts: The Brightest Explosions in the Universe*”. Springer Praxis Books.
- [Vietri & Stella 1998 & 1999] Vietri M., Stella L., 1998, ApJL, 507, L45.
Vietri M., Stella L., 1999, ApJL, 527, L43.
- [Villaseñor et al. 2005] Villaseñor J. S., et al., 2005, Nature, 437, 855.
- [Wang et al. 2007] Wang X.-Y., Li Z., Waxman E., Mészáros P., 2007, ApJ, 664, 1026.
- [Wang et al. 2015] Wang X.-G., et al., 2015, ApJS, 219, 9

- [Waxman et al. 2007] Waxman E., Mészáros P., Campana S., 2007, ApJ, 667, 351.
- [Wheeler et al. 2000] Wheeler J. C., Yi I., Hoflich P., Wang L., 2000, ApJ, 537, 810.
- [Woosley 1993] Woosley S. E., 1993, ApJ 405, 273.
- [Woosley & Bloom 2006] Woosley S. E., Bloom J. S., 2006, ARA&A 44, 507.
- [Woosley & Heger 2006] Woosley S. E., Heger A., 2006, APJ 637, 914.
- [Woosley & Heger 2012] Woosley S. E., Heger A., 2012, ApJ, 752, 32.
- [Xu et al. 2012] Xu M., Nagataki S., Huang Y. F., Lee S.-H., 2012, ApJ, 746, 49.
- [Zanotti et al. 2011] Zanotti O., Roedig C., Rezzolla L., Del Zanna L., 2011, MNRAS, 417, 2899.
- [Zhang & Fryer 2001] Zhang W., Fryer C. L., 2001, ApJ, 550, 357
- [Zhang & Mészáros 2001] Zhang B., Mészáros P., 2001, ApJL, 552, L35
- [Zhang & Yan 2011] Zhang B., Yan H., 2011, ApJ, 726, 90
- [Zhang et al. 2003] Zhang W., Woosley S. E., MacFadyen A. I., 2003, ApJ, 586, 356.
- [Zhang et al. 2003] Zhang B., Kobayashi S., Mészáros P., 2003, ApJ, 595, 950.
- [Zhang et al. 2004] Zhang W., Woosley S. E., Heger A., 2004, ApJ, 608, 365
- [Zhang et al. 2006] Zhang B., Fan Y. Z., Dyks J., Kobayashi S., Mészáros P., Burrows D. N., Nousek J. A., Gehrels N., 2006, ApJ, 642, 354.
- [Zhang et al. 2003] Zhang W., Woosley S. E. & MacFadyen A. I., 2003, ApJ 586, 356.
- [Zhang et al. 2004] Zhang W., Woosley S. E. & Heger A., 2004 ApJ 608, 365.
- [Zhang et al. 2011] Zhang B.-B., et al., 2011, ApJ, 730, 141
- [Zhang & Yan 2011] Zhang B., Yan H., 2011, ApJ, 726, 90.
- [Zhao & Shao 2014] Zhao Y.-N., Shao L., 2014, ApJ, 789, 74