

Colapso en núcleos estelares  
con rotación lenta y  
producción de destellos  
de rayos gamma.

Diego López Cámara Ramírez

Instituto de Astronomía  
Universidad Nacional Autónoma de México



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

*Que más grande nave espacial  
que la mente.*

*Dedicado a las tres mujeres más importantes de mi vida:  
Eria,  
Velia,  
Tatita.*

## Reconocimientos

Esta tesis de doctorado se realizó bajo la dirección del Dr. William H. Lee en el Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México.

El comité tutorial que asesoró el desarrollo de la tesis doctoral estuvo formado por: Dr. William Lee, Instituto de Astronomía, UNAM (wlee@astroscu.unam.mx). Dr. Jorge Cantó, Instituto de Astronomía, UNAM (canto@astroscu.unam.mx). Dr. Yair Krongold, Instituto de Astronomía, UNAM (yair@astroscu.unam.mx).

Se reconoce la asesoría del Dr. Alejandro Raga (Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM), junto con su grupo de trabajo (Dr. Pablo Velázquez, y el Dr. Alejandro Esquivel), quien al ser especialistas en simulaciones numéricas de la HD fueron de gran ayuda tanto en la parte teórica así como en la resolución de las ecuaciones de la HD numéricamente.

Se reconoce la ayuda de Alejandro Morales y su editorial ediciones del lunes<sup>1</sup>, en la corrección de estilo de la tesis.

El proyecto fue apoyado por CONACYT mediante la beca con número de registro 182946.

Esta tesis fue defendida en el examen doctoral presentado el día 27 de Febrero del 2009.

El jurado del examen doctoral estuvo conformado por.

- Dr. Jorge Cantó, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Dra. Irene Cruz, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Dr. Alejandro Raga Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM.
- Dr. William Lee, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Dr. William Henney, Centro de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM.

---

<sup>1</sup><http://www.edicionesdelunes.com.mx>

## Agradecimientos

Primero que nada quisiera agradecer a William, por su asesoría a lo largo de la maestría y el doctorado. Porque no solo fue un excelente guía sino un gran motivador quien me ayudo en las buenas y las malas. Gracias a él han sido los años más enriquecedores de mi carrera y porque esta tesis es el resultado de su gran dedicación. Espero que no sea el fin de nuestra colaboración sino apenas el principio.

A mis padres que en todo momento me han apoyado y acompañado. Por todos los consejos y el cariño que mi madre me ha dado, por hacer de la casa un lugar en el cual me siento seguro, por ayudarme a no tener que ir nunca de compras, y por apoyarme sin importar las decisiones que haya tomado. Por esos monólogos de Vic que ya me sé de memoria y que sin embargo cuenta como si fuera la 1 vez, por sus rumbas, sus anécdotas muy a la big fish, su eterno buen humor, y por siempre verle el lado positivo a la vida (donde está el caballo). Me siento muy orgulloso de los dos.

A Pablo y Friné por siempre estar ahí. Por que a la persona que más admiro y respeto es a ti, porque aunque en nuestros rounds de box encima de la cama de la jefa nunca te lograba tocar y me tumbabas con suma facilidad, me llamabas egg-head, y luego ni me pe- labas, siempre has sido mi ejemplo a seguir. A la buena vibra y gran humor de Friné quien ha hecho que me sienta más unido a mi hermano, una de las mujeres más luchadoras que he conocido, y quien además hace de la cotidianidad un momento divertidísimo.

A Ro y Bru que son mis hermanos. Porque están en mis mejores y más viejos recuerdos, por la vez que rompí el baño en Ixtapa y me quedé encerrado 2 horas sin saber que hacer, por ese balonazo que Ro me dio desde 100 metros de distancia, y por las largas platicas con Bru. Agradezco a Artur y Gaby que hayan logrado que seamos tan cercanos.

A Guajo, Rosi, y Alice por hacerme parte de su vida y apoyarnos tanto a Eria y a mi, gracias a ustedes es que tenemos una relación tan fuerte y estable. A úrsu, por poder comportarme como si tuviera 15 años menos, por las llaves de lucha libre con la que te he sometido, las peleas de almohadas, y porque nos llena de alegría con sus chistes bobos y bailes bizarros.

A mis tíos Enríques, por hacerme sentir orgulloso de mi abuelo y de mi raíz Española, a quienes me encanta ver y aunque no le van a barca me de un gusto inmenso tenerlos a mi lado.

A Itziar y Sebas a quienes extraño cada día más. Y quienes aún del otro lado de la frontera los siento como si siguiera aquí conmigo. Porque la Guera es todo oídos y ayudadora, porque es una voz que siempre me tranquiliza escuchar y cuyos consejos siempre ayudan. Al Sobas porque aunque es la más complicada de mis amigas, es mi hermano. Porque aunque según yo sea un capitalista, odie al Pege y sea íntimo de Ugalde nos hemos logrado entender siempre. Porque en estos 5 años que les restan de sus doctorados voy a extrañar las comidas en CCU, las cenitas tan delicatessen, las discusiones en las que todos estaban en mi contra, los partidos de la selec, y sobre todo la convivencia.

A la Shein y Mary, siempre juntas, siempre sonrientes, aún no se como comenzamos la amistad, ya sea por perisureños o por ñoños, pero con quienes podría platicar por horas y horas de cualquier cosa, y con quienes siempre me siento en paz. Dianita que todo el tiempo ha está al tanto de mi, a quien le tengo una confianza enorme y le cuento todo, literalmente todo. Te quiero mucho mucho, recuerda que sigue en pie el intercambio de mi finca por tu mansión en Polanco. Gran boda por cierto. María siempre altisonante y con gestos que te mueres de la risa, quien tiene todo mi respeto por todo el esfuerzo que le mete a su chamba sin nunca dejar de reír. Porque con ella siempre estoy al tanto de todos los chismes del mundo entero.

A Fello, no solo por haber fungido como editor de la tesis, si no por su gran amistad. A pesar de parecer estar de mal humor y ser el más gruñón de todos, siempre tiene tiempo para escucharte y ayudar.

A Marilú, por todo el tiempo que pasamos sentados juntos en la prepa. Por la alegría que irradias, por tu risa pegajosa, por festejar todos mis chistes cuan malos sean. Por los buenos ratos que paso contigo y por ese salmón que siempre te tocaba en casa de mi padres.

A Javi y Maite. Por la vez que te invité a ver el fut y que juré que me iba a comportar para luego perder el estribo en el gol mexicano y luego sufrir una dolorosa derrota en la que el único que se comportó a la altura fue Javi. Por ese viaje maravilloso en el que la pasamos tan bien (además de excederme en la comida y bebida). Porque la paso muy a gusto con los dos.

Al ghetto de Eria: Mayri, Hele, Juls (Pozas), Julita (RR), Andrea, Brain y Lau, así como a los novios y exes (Fer, Mariano, Naro, Afro, y Jordi). Ya sea por el campa campa campamento, las cenas en casa de Hele, los asados-revens de las Furlan, las fiestas sin comida de Julita, las reuniones de la Pozas donde Brain me saca fotos reveladoras, por los aventones y el teléfono que me dio la del cerrito, por el viaje en Chechia con Fer, por las fiestas con todos, o por los momentos de euforia que nos han dado con una simple grabadora.

A Martita, Pau, Turra, y Natalia, por ir y venir y quienes aunque vea poco (ya sea por vivir en otro continente, otra ciudad, u otra colonia), siempre están cerca.

A Fran, y Chela a quienes les tengo gran cariño, y quienes por azares de la vida cada vez veo menos. A Fran por esas tardes de Silvio y de largas pláticas, por cierto nunca tomé partido!! A Felipe por esa voluntad de superación que tienes, por escucharme y por su amistad incondicional.

Al Ales, mi más viejo amigo, que desde lejos agradezco su apoyo y amistad. Por ser una gran persona y un gran amigo. Porque eres mi primer recuerdo y espero sigamos siempre juntos.

A Piru, Percio y Barges. Por esas tardes después de los partidos en casa de Pirulí, por el “doña me puedo echar un gas”, por los viejos tiempos que tanto extraño.

Gracias a mis amigos astrofísicos, Nahiely, Primoz, Giovanni, Vero, Mamadou, Atahual-

pa, Jan, Eduardo, Tomás y Lucía, Alenka y Adalberto (Alenko), Liliana y Ary, y Juan, con quienes he pasado los últimos 5 años.

A Sebastián Plá y Víctor Colín, quienes me han apoyado muchísimo como maestro de la secundaria del Madrid. Por aceptarme en el equipo de fut de los maestros con lo gritón que soy, por no mandarme al psicólogo tras comerme la revista de una alumna, a tras patear los traseros de los pubertos para enseñarles la 2 ley de Newton, tras brincar encima de las bancas para mostrar la 3, o llevar una máquina de toques y hacer que todo el salón gritara como si fuera el fin del mundo.

A Rosilla por esos platillos tan deliciosos con los que nos deleita y por mantener en equilibrio la casa de los viejitos.

A Reyna, Tomás y Victor Hugo, por toda la ayuda que nos han dado y con quienes los Miércoles son tan divertidos.

A mi abuela Tatita, quien fue mi mejor amiga. Por esas salidas al cine aunque se enarrotara sobre el pasillo cuando la luz se apagaba, o por cuando al darle la mano gritaba que para eso tenía a mi novia! Por los platillos súper sencillos que le hacía y que alegaba que era lo mejor que había probado en la vida. Por reírse tanto que me preocupaba que le diera un paro cardiaco, por seguirme en todos los chistes y ponerse en el espejo estirando la patita como si flotara. Por que nos llevamos tan bien que es la persona que más extraño.

A Eria la persona más importante de mi vida...  
... por aguantar mi mal humor cuando las simulaciones no corrían bien, por el artículo, por la tesis, por perder en el fut (o en el squash), por culpa de la selección, por el Barca, por los Pumas, por los empacadores, o porque simplemente estaba de mal humor así no mas porque si. Por soportar mi obsesión con el fut, mi cuadradez y rigidez mental, mis manías, mi poca tolerancia, mis preocupaciones, y mis discursos matutinos. Por siempre estar ahí apoyándome, por que junto a ti todo es más fácil, entretenido, y divertido. Por ti soy una mejor persona y cuando nos separamos más de un día ya te extraño, me siento vacío, y tengo que platicar contigo sea como sea. Por las veces en las que nos reímos hasta que nos duele a panza, o por las veces que platicamos largo y tendido. Por que aunque pasen los años no te aburres de mis chistes ni yo de tus kleenex bajo la almohada, tus pies helados en las noches, o tus calcetines rebeldes que buscan la libertad. En resumen: cada día te quiero, aprecio y admiro más y más... Te amo.



## Resumen de la tesis para todo aquel que NO es astrofísico

Para todos aquellos que no son astrofísicos o ni siquiera físicos, aquí va un breve resumen sobre mis últimos 5 años de tortura china...

Los destellos de rayos gamma (que se abreviará como DRG de aquí en adelante), son unos de los fenómenos más energéticos que se conocen en el universo, su origen permanece como uno de los mayores enigmas de la astrofísica. Un DRG, como su nombre lo indica consiste en un destello cuyo rango energético se encuentra en el rango gamma. Para aquellos que no sepan que tan intensa es la radiación gamma, basta mencionar que es la radiación que se genera en las bombas atómicas, y que es aún más energética que los rayos X. Un solo DRG puede liberar en una fracción de segundo la misma cantidad de energía que el Sol liberará durante toda su vida!

En 1967 EUA el departamento de defensa de los EUA puso en órbita dos satélites que tenían como propósito examinar minuciosamente si se estaba liberando radiación gamma dentro de la ex-uni6n sovi6tica (URSS), esto con el fin de poder determinar si se tena armamento nuclear que estuviese realizando pruebas at6micas (obviamente la existencia de estos dos satélites y sus datos obtenidos era informaci6n ultra-secreta y clasificada). Para su sorpresa ese mismo a6o uno de los dos satélites detect6 radiaci6n gamma, con lo cual en un principio los altos mandos militares y pol6ticos norteamericanos entraron en pánico. Sin embargo, en poco tiempo lograron determinar que dicho pulso gamma no provena de la URSS, es mäs, ni siquiera de la Tierra, si no que provena del universo. Pero, como no podan liberar la informaci6n, pues de otro modo el mundo entero se enterarä de la existencia de dichos satélites, los cient6ficos que descubrieron el 1er DRG tardaron 5 a6os en publicar su art6culo y liberar los datos. Al día de hoy hay al menos tres satélites en b6squeda exclusiva de los DRGs, y se tienen aproximadamente 5,000 DRGs (generalmente se detectan en total 100 DRGs por a6o). Estas se6ales provienen de todas partes del universo y sus caracter6sticas varan enormemente. Los DRGs varan en su tiempo de duraci6n pues hay los muy cortos (desde los 0.001 segundos hasta 2 segundos), y los largos (desde 2 segundos hasta cientos de segundos); tambi6n varan seg6n su distancia a la Tierra, su energa, y su variabilidad. De hecho no se ha detectado un DRG igual que otro ni se ha repetido un mismo DRG.

Con todos los cient6ficos (observacionales y te6ricos), satélites, y dinero invertido en el estudio de los DRGs a6n no se sabe con precisi6n todos los detalles sobre donde ni como es que se forman. El fin bäsico de mi tesis ha sido llevar a cabo simulaciones num6ricas de los DRGs, en las cuales se pueda obtener informaci6n sobre los procesos de formaci6n. En espec6fico me centr6 en el estudio de los DRGs de larga duraci6n

cuyo principal modelo involucraba a los hoyos negros. Dicho modelo se llama “colapsar” pues como se pueden imaginar involucra el colapso gravitacional de una estrella muy masiva (aproximadamente 20 veces más que el Sol) y que rota rápidamente, hasta el punto de formar un hoyo negro.

Se han hecho muchos estudios sobre las colapsares, sin embargo, en todos se asume que rota muy por encima de un valor crítico, se hacen simplificaciones, y se ignoran ciertos procesos físicos. Es aquí donde he intentado poner mi granito de arena. Esto, tomando en cuenta muchas de las variables antes ignoradas (mejorando así notablemente la termodinámica), utilizando una condición inicial real, incluyendo la autogravedad, incrementando la masa del hoyo negro conforme éste se tragaba materia, incorporando la profundidad óptica (para ver que tan fácil le era a las partículas poder escapar o no del medio que lo rodeaba), y haciendo que la estrella rotase muy cerca del valor crítico antes mencionado.

Los resultados generales de la tesis fueron:

1. Estrellas que rotan por encima del valor crítico, pueden generar DRGs.
2. Estrellas que rotan con casi el valor crítico, lograrían generar DRGs de baja energía.
3. Las variables termodinámicas, la autogravedad, así como la profundidad óptica, afectan los resultados. De este modo, en futuras simulaciones estas variable NO deben ser ignoradas.
4. Cierta configuración de baja rotación, puede reproducir el DRG 060505. Este DRG largo y cercano fue muy especial, pues al contrario del resto (de esta misma clase), no se encuentra una conexión son una Súper Nova, y carece de explicación.
5. Bajo cierta distribución de rotación (en la que incrementa y disminuye muy rápidamente par luego incrementar de nuevo), se podría genera un pulso de menor intensidad y que precede al DRG. Pulsos denominados precursores y que se han visto en varios DRGs.

En ningún momento pretendo que mis simulaciones sean la palabra de la verdad, esto debido a que incluso yo he hecho simplificaciones (al ignorar las ecuaciones de la relatividad y a los campos magnéticos), y que la duración de mis simulaciones están muy pero muy por debajo de las observaciones. Sin embargo, me parece que son resultados que futuros estudio deben tomar en cuenta para poder modelar perfectamente los DRGs dentro del contexto de las colapsares.

## Resumen

El fenómeno de los destellos de rayos gamma (DRG) es uno de los más energéticos que se conocen en el universo; sin embargo, su origen permanece como un enigma para la astrofísica. Un DRG –como su nombre lo indica– consiste en un destello cuya energía se encuentra dentro del rango gamma.

En la actualidad existen, por lo menos, tres satélites cuya única función es localizarlos. Tras el descubrimiento del primer DRG en 1967, a la fecha se han detectado 5,000 aproximadamente, provenientes de todas partes del universo. Los DRGs varían en el tiempo de duración, los cortos oscilan entre 0.001 y 2 segundos, mientras los largos duran desde 2 segundos hasta más de 100 segundos. Es importante señalar que no se ha observado, hasta el momento, que dos DRGs sean iguales o que se repitan.

Por otra parte, se han encontrado asombrosas similitudes entre los DRGs largos (DRGLs) y las supernovas (SNs). No solo se han localizado en casi las mismas coordenadas espaciales, si no que suponiendo que los DRGs duran aproximadamente un segundo, entonces las SNs y los DRGs tendrían una energía total parecida ( $E \sim 1 \times 10^{52}$  erg). A partir de lo anterior, un modelo que explique la conexión entre los DRGs y las SNs, y que además considere la acreción –que es el mecanismo más eficiente de extracción de energía–, será el modelo más favorecido para explicar los DRGLs asociados con SNs. Este modelo es el modelo de las colapsares. Como su nombre lo indica, es un modelo basado en el colapso de una estrella, con características especiales. Woosley (1993) planteó por primera vez que el origen de una colapsar debía ser una estrella masiva, baja en metalicidad, capaz de formar al final de su vida un hoyo negro, y de esta forma la masa de la estrella inicial quedaba por encima de  $15 M_{\odot}$  –posiblemente una estrella Wolf Rayet (WR)–. Al igual que en una SN, durante el colapso del núcleo de la estrella –en este caso la WR– se crea un objeto compacto (OC). Sólo que a diferencia de la SN, la onda de choque de la explosión no logra llevarse todo el material consigo, generando así una SN poco energética que deja atrás un OC recién formado rodeado por una distribución esférica de material, el cual más tarde, por la atracción gravitacional del OC, será acretado –liberando su correspondiente energía gravitacional–.

Se han realizado numerosos estudios sobre las colapsares; no obstante, en todos se asume que su rotación está muy por encima (o al contrario por debajo) de el valor crítico necesario para crear un disco de acreción soportado enteramente por la fuerza centrífuga, se hacen simplificaciones y se ignoran ciertos procesos físicos. Es aquí en donde esta tesis doctoral cobra relevancia, pues aunque se llevan a cabo unas pocas simplificaciones, se toma en cuenta (o se mejora) el trato de muchas variables antes ignoradas –como la termodinámica, mejorada notablemente–, se utiliza una condición inicial más realista, se incluye la autogravedad, se incrementa la masa del hoyo negro conforme absorbe materia, se incorpora la profundidad óptica de los neutrinos–para observar que tan fácilmente logran escapar del medio que las

rodea—, y se hace que la estrella progenitora del DRG rote muy cerca su valor crítico correspondiente.

Para ello se creó un nuevo modelo de acreción hacia un hoyo negro sobre la base de incorporar el mayor número de procesos físicos como fuera posible. En este sentido, se formuló una ecuación de estado conformada por nucleones libres, un gas de pares de electrones y positrones —degenerados o no—, radiación y neutrinos. Se tomó en cuenta, además, la profundidad óptica de los neutrinos, los procesos de enfriamiento por emisión de éstos, la autogravedad (asumiendo simetría esférica), se toma de modo aproximado los efectos de la relatividad general causados por el hoyo negro, se asume que el mecanismo de transporte de momento angular se debe a la viscosidad del disco, pero sobre todo, se utilizó una condición inicial más realista. En específico se empleó un código numérico SPH (por las siglas de “Smooth Particle Hydrodynamics”) en 2D —con simetría axial— dependiente del tiempo que resolvía las ecuaciones de la hidrodinámica de Navier Stokes.

Las conclusiones principales de la tesis doctoral fueron, en primer lugar, que la liberación energética se ve afectada por la rotación y por la fuerza del transporte del momento angular, lo que da lugar a dos distintos tipos de soluciones, ambas capaces de generar un DRG. Segundo, se encontró que para una distribución del momento angular alto, en la que se forman discos centrífugos grandes y masivos, era posible eyectar grandes flujos de material con elementos pesados —similares a una SN— antes del DRG; mientras que para una distribución del momento angular bajo, en la que se forman discos muy chicos, que no están soportados por la fuerza centrífuga sino por el apilamiento del material en la frontera interna, se puede producir un DRG poco energético sin la compañía de una SN. Finalmente, se demostró como una distribución del momento angular variable con respecto al radio esférico, puede producir una tasa de acreción y una luminosidad variable. A partir de una distribución de momento angular con respecto al radio esférico con dos picos de igual magnitud y anchura —separados espacialmente entre sí— y sobrepuestos a una distribución del momento angular constante —por debajo del valor crítico necesario para formar un disco de acreción—, se pueden tener intervalos temporales en los que se libere energía, así como intervalos de quietud. En específico, para el caso de que el segundo pico tenga una magnitud mayor a la del primero es posible obtener un pequeño destello previo al principal, lo que posiblemente podría explicar los precursores de los DRGs.

# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>3</b>
1.1	Nomenclatura y primer DRG detectado. . . . .	3
1.2	Satélites de altas energías fuera de operación. . . . .	4
1.2.1	VELA . . . . .	4
1.2.2	UHURU . . . . .	6
1.2.3	GINGA . . . . .	6
1.2.4	ROSAT . . . . .	6
1.2.5	CGRO . . . . .	7
1.2.6	BeppoSAX . . . . .	7
1.2.7	HETE-2 . . . . .	8
1.3	Satélites de altas energías aún en operación. . . . .	8
1.3.1	RXTE . . . . .	8
1.3.2	CHANDRA . . . . .	10
1.3.3	XMM-NEWTON . . . . .	10
1.3.4	INTEGRAL . . . . .	11
1.3.5	SWIFT . . . . .	11
1.3.6	SUZAKU . . . . .	12
1.3.7	AGILE . . . . .	13
1.3.8	FERMI . . . . .	13
1.3.9	Detección de los DRGs. . . . .	15
1.4	Características observacionales de los DRGs . . . . .	16
1.4.1	Espectro de los DRGs . . . . .	19
1.4.2	Post-luminiscencias . . . . .	22
1.4.3	Galaxias anfitrionas de los DRGs . . . . .	23
1.4.4	Precusores de DRG . . . . .	23
1.4.5	Asociación de DRGs largos con supernovas . . . . .	28
1.5	Acreción . . . . .	31
1.6	Emisión de los DRGs . . . . .	38
1.7	Modelos de DRGs. . . . .	41
1.7.1	Modelos previos . . . . .	41

1.7.2	Colapsar . . . . .	42
1.7.3	Distribución de momento angular dentro de una colapsar. . . . .	45
<b>2</b>	<b>Hidrodinámica</b>	<b>47</b>
2.1	Ecuaciones de la Hidrodinámica . . . . .	47
2.2	SPH . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Antecedentes históricos.</b>	<b>55</b>
3.1	Soluciones clásicas de acreción. . . . .	55
3.1.1	Solución hidrodinámica de un flujo radial. . . . .	55
3.1.2	Solución no hidrodinámica para una nube en rotación . . . . .	60
3.1.3	Solución de la acreción en un disco delgado. . . . .	61
3.2	Estudio de la colapsar. . . . .	63
3.3	Discos estacionarios enfriados por neutrinos I. . . . .	67
3.4	Discos estacionarios enfriados por neutrinos II. . . . .	69
3.5	Flujos con bajo momento angular. . . . .	71
3.6	Hidrodinámica de discos enfriados por neutrinos. . . . .	71
3.7	Modelos de acreción en las colapsares. . . . .	74
3.8	Disco de acreción dominado por la emisión de neutrinos en 3D . . . . .	79
3.9	Evolución de la colapsar en el régimen MHD. . . . .	80
<b>4</b>	<b>Generación de DRGs y SNs en colapsares.</b>	<b>87</b>
4.1	Resumen . . . . .	87
4.2	Resultados generales . . . . .	88
4.3	Artículo. . . . .	89
4.4	Apéndice del artículo. . . . .	103
4.4.1	Efectos relativistas. . . . .	103
4.4.2	Ecuación de estado utilizada . . . . .	104
4.4.3	Calentamiento y enfriamiento. . . . .	107
4.4.4	Paso temporal numérico (criterio de Courant). . . . .	109
<b>5</b>	<b>Momento angular variable.</b>	<b>111</b>
5.1	Resumen . . . . .	111
5.2	Resultados generales . . . . .	112
5.3	Artículo. . . . .	116
<b>6</b>	<b>Conclusiones, perspectivas y bibliografía.</b>	<b>121</b>

# Índice de figuras

1.1	Curva de luz del primer DRG descubierto por los satélites Vela. . . . .	4
1.2	Ejemplos de los distintos tipos de DRGs. . . . .	5
1.3	Detectores principales del satélite Fermi. . . . .	14
1.4	Metodología para detectar un DRG con el satélite Fermi. . . . .	16
1.5	Ubicación de los 2704 DRGs detectados por BATSE. . . . .	17
1.6	Histograma de duraciones de los 2704 DRGs detectados por BATSE. . .	18
1.7	Correlación entre la duración y la dureza de los fotones de los DRGs. .	19
1.8	Espectro de la galaxia anfitriona del DRG970508. . . . .	20
1.9	Espectro del DRG911127. . . . .	21
1.10	Espectro del DRG011211. . . . .	22
1.11	Primer post-luminiscencia detectada. . . . .	24
1.12	Curvas de la luz de las post-luminiscencias. . . . .	25
1.13	Imágenes de las galaxias anfitrionas de DRGs. . . . .	26
1.14	Galaxia anfitriona del DRG990123. . . . .	27
1.15	Imágenes de las galaxias anfitrionas de SN Ib. . . . .	28
1.16	Ejemplos de precursores de DRGs. . . . .	29
1.17	Explosión de SN en la galaxia ESO184-G82. . . . .	30
1.18	Evolución del espectro del DRG030329. . . . .	31
1.19	Espectro del DRG060218-SN2006aj. . . . .	32
1.20	Curva de luz del DRG011121. . . . .	33
1.21	Liberación de energía gravitacional del material acregado. . . . .	34
1.22	Redireccionamiento de los neutrinos. . . . .	40
1.23	Creación de los rayos $\gamma$ en el colapsar. . . . .	41
1.24	Esquema de la formación de una colapsar. . . . .	43
3.1	Distribución de la densidad y de la velocidad para flujos radiales. . . .	59
3.2	Perfil de tipo P Cygni. . . . .	60
3.3	Acreción de un gas en rotación hacia un objeto central. . . . .	62
3.4	Distribución inicial de la densidad; velocidad radial; momento angular; y masa, para el modelo 14A de MacFadyen & Woosley (1999). . . . .	65

3.5	Campo de velocidad para el modelo 14A de MacFadyen & Woosley (1999) para $t=0.751s$ . . . . .	66
3.6	Densidad, temperatura, velocidad radial, y altura del disco para el modelo 14A de MacFadyen & Woosley (1999) cuando $t=0.751s$ . . . . .	67
3.7	Distribución de la densidad de energía de un chorro que ha sido eyectado por los polos. . . . .	68
3.8	Mapa de densidad y campo de velocidad para el modelo de Proga, MacFadyen, Armitage & Begelman (2003) . . . . .	72
3.9	Densidad, temperatura, fracción electrónica y la profundidad óptica para el modelo de Lee, Ramirez-Ruiz & Page (2005). . . . .	74
3.10	Evolución temporal de la tasa de acreción y de la $L_\nu$ para el modelo de Lee, Ramirez-Ruiz & Page (2005). . . . .	75
3.11	Luminosidad de neutrinos para flujos invíscidos con distintos valores de momento angular del estudio de Lee & Ramirez-Ruiz (2006). . . . .	77
3.12	Luminosidad de neutrinos en función de la tasa de acreción y el momento angular para el estudio de Lee & Ramirez-Ruiz (2006). . . . .	78
3.13	Tasa de acreción para varios modelos del estudio de Setiawan <i>et al.</i> (2006). . . . .	80
3.14	Luminosidad de neutrinos para varios modelos del estudio de Setiawan <i>et al.</i> (2006). . . . .	81
3.15	Eficiencia para varios modelos del estudio de Setiawan <i>et al.</i> (2006). . . . .	82
3.16	Campo de velocidades y densidad para el caso de baja rotación y alto campo magnético del estudio de Fujimoto <i>et al.</i> (2006). . . . .	83
3.17	Cociente entre la presión magnética y la térmica para el caso de baja rotación y alto campo magnético del estudio de Fujimoto <i>et al.</i> (2006). . . . .	84
4.1	Potencial efectivo de Paczynsky y Wiita. . . . .	104
5.1	Ejemplos de distintas distribuciones radiales del momento angular para el caso en que éste incrementaba linealmente con respecto al radio esférico. . . . .	112
5.2	Ejemplo de una distribución radial del momento angular para el caso en que se tenía uno o más picos sobrepuestos sobre una distribución constante. . . . .	113
5.3	Distribución radial del momento angular dada por Woosley & Heger (2006) en el modelo 16TI. . . . .	114



# Capítulo 1

## Introducción

En el primer capítulo explicaremos las características conocidas de los destellos de rayos gamma (DRGs) –escalas temporales, distribución espacial, espectro y luminosidad–. Se mostrará el primer DRG descubierto, así como la gran diferencia entre cada uno de ellos. Asimismo, discutiremos las misiones satelitales por medio de las cuales se han detectado más de cinco mil hasta el día de hoy, la asociación entre éstos y las supernovas, se detallará su posición de las galaxias anfitrionas y explicaremos la emisión de post-luminiscencia, así como los precursores de los DRGs (pDRGs). Más adelante, se demostrará como la acreción es el mecanismo más eficiente por medio del cual se puede extraer energía gravitacional y discutiremos el problema y la solución de la compacticidad. Por último, se explicarán el modelo de la bola de fuego como modelo de la generación del DRG y el modelo de las colapsares como modelo progenitor de los DRGs largos.

### 1.1 Nomenclatura y primer DRG detectado.

Desde su descubrimiento, y durante los últimos veinte años, los DRGs o GRBs –por sus siglas en inglés– permanecen como uno de los misterios más grandes de la astrofísica. Sin embargo, es de los fenómenos más energéticos y luminosos que se conocen en el universo. Como su nombre lo indica los DRGs son destellos cuyo pico de energía espectral tiene un valor mínimo de 50 keV; es decir, se encuentra en el rango gamma dentro del espectro electromagnético.

Los nombres de los DRGs están compuestos por 6 dígitos que significan el año mes y día en el que fueron detectados. Por ejemplo, el DRG780817 se descubrió el 17 de Agosto de 1978. Si se localizan más de uno el mismo día se les agrega una letra del abecedario, comenzando por la primera; siguiendo este criterio, el DRG801226a se detectó antes que el DRG801226b.

El primer DRG fue descubierto fortuitamente por los satélites Vela 5A y 5B el

2 de Julio de 1967; no obstante, y por razones de seguridad nacional, los autores tardaron cinco años en publicar sus datos. (Klebesadel, Strong, & Olson, 1973). La Figura 1.1 presenta la curva de luz del primer DRG.

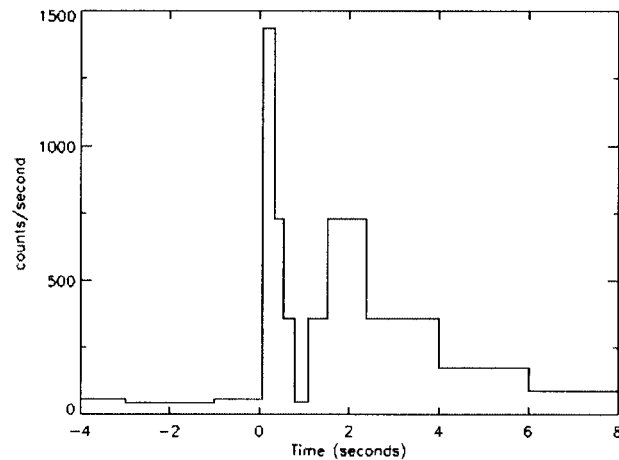


Figura 1.1: Curva de luz del 1er DRG descubierto por los satélites Vela. (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/htmltest/jbonnell/www/firstburst.gif>)

A la fecha se tienen registrados más de 5.000; no obstante, es importante señalar que, hasta el momento, no se han repetido ni encontrado dos DRGs iguales. Actualmente, y gracias a los detectores desarrollados, se descubre, en promedio, uno cada 24 horas. Por otro lado, su forma varía enormemente, la mayoría tiene un solo pico y duran desde unos cuantos microsegundos hasta más de cien segundos. Aunque la mayoría de los DRGs tienen un solo pico, también se han descubierto DRGs con dos picos o más (véase la Figura 1.2).

## 1.2 Satélites de altas energías fuera de operación (los más importantes para este trabajo).

### 1.2.1 VELA

Los satélites Vela 5A y Vela 5B<sup>1</sup>, fueron parte de una serie de satélites clasificados del Departamento de Defensa y de la Fuerza Armada Norteamericana. Fueron lan-

<sup>1</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/vela5a.html>

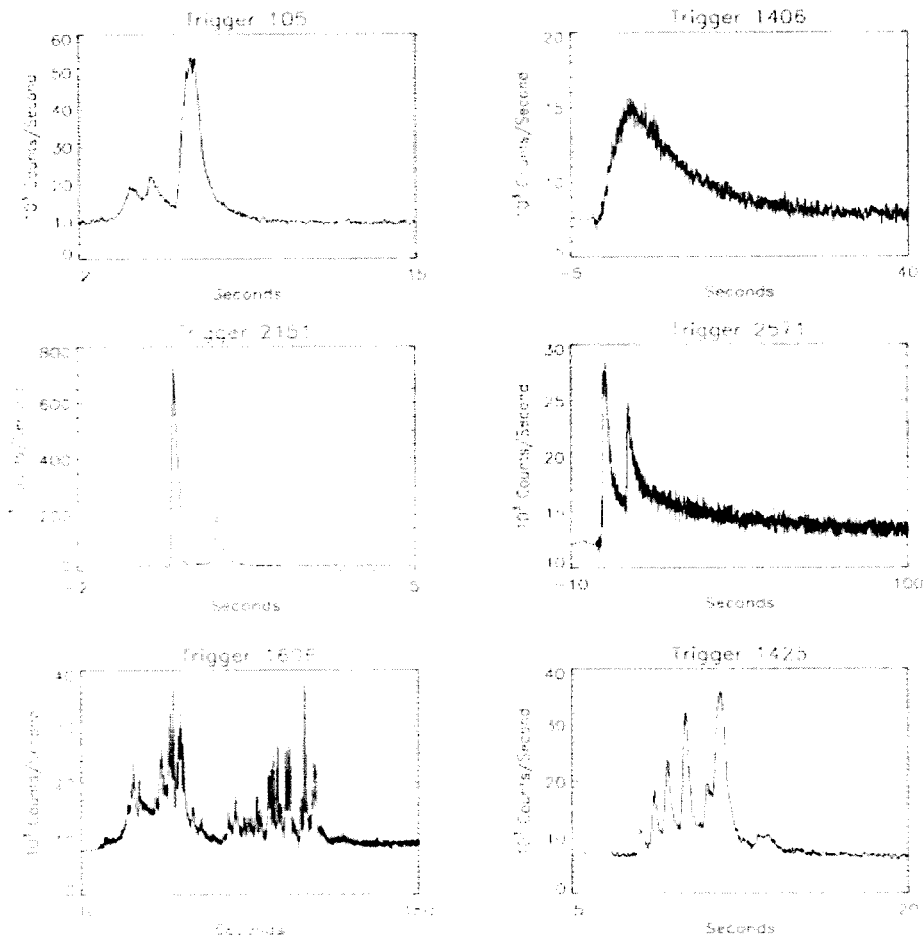


Figura 1.2: Ejemplos de los distintos tipos de DRGs. ([http://www oulu.fi/astronomy/astrophysics/pr/grb\\_profiles.gif](http://www oulu.fi/astronomy/astrophysics/pr/grb_profiles.gif))

zados en 1969, Vela 5A operó durante un año, mientras que Vela 5B se mantuvo en operación hasta Junio de 1979.

Estos satélites, no tenían el fin de estudiar el universo a altas energías, sino el monitoreo de pruebas nucleares de la entonces Unión Soviética. Cada satélite contaba con 6 detectores de rayos-X, con rango energético de 150 keV a 750 keV, rango re-

lativamente bajo comparado con los detectores actuales. Sin embargo, fue suficiente para que estos satélites lograran detectar por primera vez un DRG (véase la Figura 1.1).

### 1.2.2 UHURU

Uhuru<sup>2</sup>, también conocido como el pequeño satélite astronómico 1 (SAS-1), y que en Suahili significa libertad, fue el primer satélite dedicado enteramente a la detección de rayos-X. Fue lanzado el 12 de Diciembre de 1970 y operó hasta Marzo de 1973.

El satélite contaba con dos contadores con un área de  $0.084 \text{ m}^2$  cuyo rango energético de detección era desde los 2 keV hasta 20 keV. Mediante esta misión se realizó el primer mapeo del cielo en rayos-X, encontrando 339 objetos (binarias, remanentes de supernovas, galaxias Seyfert, y cúmulos de galaxias). Además, se estudió en detalle la nebulosa del cangrejo y se descubrió la emisión difusa proveniente de los cúmulos de galaxias.

### 1.2.3 GINGA

Astro-C, renombrado Ginga<sup>3</sup> (japonés para galaxia), fue lanzado por el centro espacial japonés en Kagoshima el 5 de Febrero de 1987 y terminó de operar el 1 de Noviembre de 1991. Ginga fue la tercera misión japonesa de la astronomía de rayos-X (después de Hakucho y de Tenma).

El instrumento primario para las observaciones era el contador de áreas extensas (LAC por sus siglas en inglés). El rango energético que se cubrió fue desde 1 keV hasta los 500 keV. Los descubrimientos más importantes de este satélite fueron: el descubrimiento de unos candidatos de hoyos negros transitorios, así como su estudio y evolución espectral; la detección de emisión ciclotrón en 3 pulsares de rayos-X; así como el descubrimiento de la línea de emisión del hierro de 6 keV a 7 keV en el centro galáctico.

### 1.2.4 ROSAT

El satélite de Roentgen<sup>4</sup> (ROSAT) nombrado en honor al físico Wilhelm Rontgen (1845-1923), fue una colaboración entre Alemania, EUA y el Reino Unido, lanzado el 1 de Junio de 1990 y que operó hasta el 12 de Febrero de 1999.

El satélite se dedicó a muestrear el cielo entero en un rango energético bajo de los rayos-X (0.1 keV - 2.5 keV), donde la sensibilidad fue al menos 1000 veces mejor que la de UHURU. También se realizó un muestreo en el rango de rayos-X, y el ultravioleta (con rango energético de 62 eV a 206 eV). Los resultados

<sup>2</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/uhuru/uhuru.html>

<sup>3</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/ginga/ginga.html>

<sup>4</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosat.html>

principales fueron: el catálogo del muestreo de todo el cielo de rayos-X (con más de 150,000 objetos); el catálogo del muestreo en XUV (con 479 objetos); el catálogo de fuentes individuales ( $\sim 100,000$  objetos); la morfología detallada de los remanentes de supernovas; la detección de estrellas de neutrones aisladas; la detección de emisión de rayos-X en cometas; y la observación de la colisión del cometa Shoemaker-Levy contra Jupiter (en rayos-X).

### 1.2.5 CGRO

El satélite Compton Gamma Ray Observatory<sup>5</sup> (CGRO), gracias al cual se sabe que los DRGs tienen una distribución isotrópica en el cielo y que son de naturaleza cosmológica; fue nombrado en honor del físico norteamericano Arthur H. Compton (ganador de un premio Nobel por sus estudios de la difracción de los rayos-X por elementos ligeros), lanzado el 5 de Abril de 1991, y funcionó hasta el 4 de Junio del 2000. Fue el segundo de los grandes observatorios de la NASA pesando 17 toneladas (después del Hubble Space Telescope).

CGRO tenía cuatro instrumentos: BATSE (30 keV - 1000 keV), EGRET (30 MeV - 30 GeV), OSSE (0.05 MeV - 10 MeV) y COMPTEL (0.8 MeV - 30 MeV), de modo tal que el rango energético total iba desde 30 keV hasta 30 GeV. Cabe destacar que para cada uno de los instrumentos, se tuvo una gran mejoría en la sensibilidad de los detectores con respecto a los detectores de las misiones previas. Los resultados principales fueron: el muestreo en rayos  $\gamma$  de  $\sim 2700$  DRGs (en el cual se muestra la distribución isotrópica de los DRGs en el cielo, véase la Figura 1.5); el primer muestreo del cielo para objetos con energías mayores los 100 MeV (271 objetos); el mapeo del cielo de fuentes con radiación radioactiva de un isótopo del aluminio ( $^{26}\text{Al}$ ); el descubrimiento de los primeros cuatro “soft gamma ray repeaters”, un objeto astronómico (probablemente un Magnetar), que emite grandes destellos de rayos X y  $\gamma$  en intervalos de tiempo irregulares; así como un muestreo sumamente detallado del centro galáctico en rayos-X.

### 1.2.6 BeppoSAX

El satélite de rayos-X de nombre SAX<sup>6</sup> (Satélite para la Astronomía X), revolucionó el estudio de los DRGs al encontrar su contraparte en longitudes de onda más largas (véase la sección § 1.4.2). Fue un programa importante del organismo aeroespacial italiano (junto con la participación de la agencia aeroespacial holandesa), fue lanzado el 30 de Abril de 1996 y operó durante 6 años (hasta Abril 2002). Después del lanzamiento fue renombrado BeppoSAX en honor de Beppo Occhialini (1907-1993),

---

<sup>5</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/index.html>

<sup>6</sup><http://www.asdc.asi.it/bepposax/>

reconocido físico italiano impulsor de la Organización Europea de Investigación Espacial (entre muchas cosas más).

La característica primaria de BeppoSAX era su amplia cobertura espectral. Se cubría el rango energético de 10 keV a 300 keV con un área eficaz grande y resolución media, mientras que para una alta resolución se cubría el rango energético de 0.1 keV a 10 keV. El satélite estaba compuesto por los siguientes instrumentos: MECS (espectrómetro de energía media), LECS (espectrómetro de energía baja), HPGSPC (un contador proporcional colimado del centelleo de alta presión del gas), y el PDS (un detector del sistema Phoswich). A partir de dicho satélite se obtuvieron las primeras posiciones con precisión de minutos de arco de los DRGs, determinación de las posiciones en escalas de tiempo cortas, y se realizó el primer monitoreo de los DRGs.

### 1.2.7 HETE-2

HETE-2<sup>7</sup> (High Energy Transient Explorer), fue una colaboración internacional entre los EUA, Japón, Francia, e Italia. Fue lanzado el 9 de Octubre de 2000 y aunque tras 6 años de operación aún sigue en órbita, ya no se le utiliza.

Este satélite fue diseñado para detectar y localizar los DRGs. Los instrumentos a bordo permitieron que las observaciones fueran hechas tanto en energías bajas y medias de los rayos-X y gamma. El rango energético que se cubrió fue desde 0.5 keV hasta los 400 keV. HETE-2 transmitía las coordenadas y la información de las fuentes en cuanto se les detectaba. De este modo, las coordenadas eran enviadas a los observatorios terrestres para que éstos realizaran estudios detallados de las fases iniciales de los DRGs. Por otra parte, HETE-2 también realizó un muestreo del cielo en rayos-X.

En el Cuadro 1.1 se presenta una lista de todos los satélites de altas energías que se encuentran fuera de operación.

## 1.3 Satélites de altas energías aún en operación.

### 1.3.1 RXTE

El satélite Rossi X-ray Timing Explorer<sup>8</sup> (RXTE), nombrado en honor del físico italo-norteamericano Bruno B. Rossi (pionero en la astronomía de rayos-X), fue lanzado el 30 de Diciembre de 1995.

Está compuesto por un detector con un área colectora muy grande (6500 cm<sup>2</sup>), un detector de altas energías HEXTE (con rango energético de 15 keV a 250 keV), y un monitor que observa hasta 80 % del cielo (con rango energético de 2 keV a 10

---

<sup>7</sup><http://space.mit.edu/HETE/>

<sup>8</sup><http://xte.mit.edu/intro.html>

Cuadro 1.1: Características de los satélites de altas energías que se encuentran fuera de operación.

Nombre	Fechas de inicio y fin de la misión	Rango energético (para energías mayores a rayos X) (keV)
Vela 5B	Mayo 1969 - Junio 1979	150 - 750
Uhuru	Diciembre 1970 - Marzo 1973	2 - 20
OSO-7	Septiembre 1971 - Julio 1974	1 - $10^4$
Copernicus	Agosto 1972 - fines de 1980	0.5 - 10
SAS-2	Noviembre 1972 - Junio 1973	$2 \times 10^4$ - $1 \times 10^6$
ANS	Agosto 1974 - Junio 1977	0.1 - 30
Ariel V	Octubre 1974 - Marzo 1980	0.3 - 40
SAS-3	Mayo 1975 - 1979	0.1 - 60
OSO-8	Junio 1975 - Septiembre 1978	$0.15 - 10^3$
COS-B	Agosto 1975 - Abril 1982	$2 - 5 \times 10^6$
HEAO-1	Agosto 1977 - Enero 1979	0.2 - 10
Einstein	Noviembre 1978 - Abril 1981	0.2 - 20
Hakucho	Febrero 1979 - Abril 1985	0.1 - 100
HEAO-3	Septiembre 1979 - Mayo 1981	$50 - 10^4$
Temua	Febrero 1983 - fines de 1984	0.1 - 60
EXOSAT	Mayo 1983 - Abril 1986	0.05 - 20
Ginga	Febrero 1987 - Noviembre 1991	1 - 400
Granat	Diciembre 1989 - Noviembre 1998	$2 - 10^5$
BBXRT	Diciembre 1990	0.3 - 12
ROSAT	Junio 1990 - Febrero 1999	0.1 - 2.5
CGRO	Abril de 1991 - Junio del 2000	$30 - 3 \times 10^7$
DXS	Enero 1993	0.15 - 0.28
ASCA	Febrero de 1993 - Marzo del 2001	1 - 12
BeppoSAX	Abril de 1996 - Abril 2002	0.1 - 10
HETE-2	Octubre 2000 - Octubre 2006	0.5 - 400

keV). Tiene como fin último el estudio de la variabilidad temporal en la emisión de las fuentes de rayos-X (con la resolución espectral moderada). Dichas escalas temporales abarcan desde microsegundos hasta meses (en un rango energético total de 2 keV a 250 keV). Inicialmente se pensaba que esta misión tuviera un tiempo de vida de 2 a 5 años, sin embargo, aún al día de hoy sigue en operación. Los resultados principales de esta misión han sido: el descubrimiento de las oscilaciones cuasi-periódicas en los kilohertz en binarias de rayos X; el seguimiento detallado de la fuente Cyg X-1; y las observaciones de pulsares con destellos.

### 1.3.2 CHANDRA

El satélite de rayos-X AXAF (por las siglas en inglés de Advanced X-ray Astronomical Facility), fue lanzado por la NASA el 23 de Julio de 1999, con un tiempo de vida nominal de 5 años. Tras el lanzamiento fue renombrado Chandra<sup>9</sup> no solo porque significa luna en sánscrito, si no en honor del astrofísico hindú Subrahmanyan Chandrasekhar.

Este satélite fue el tercero dentro de los grandes satélites de la NASA (tras el Hubble y CGRO). Tiene mas de 13 metros de longitud y pesa más de cinco toneladas, cuenta con un área colectora muy grande, y puede observar el cielo en rayos-X con una resolución angular de 0.5 segundos de arco (aproximadamente 1000 veces mejor que los satélites Vela). El sistema que Chandra lleva consiste en cuatro pares de espejos y de su estructura apoyo. Chandra combina los espejos con cuatro instrumentos para capturar los rayos-X de fuentes astronómicas. Los detectores son los siguientes: Advanced CCD Imaging Spectrometer, ACIS, con rango energético 0.2 keV a 10 keV; High Resolution Camera HRC (con rango energético de 0.1 keV a 10 keV); High Energy Transmission Grating Spectrometer HETGS (de 0.5 keV a 10 keV); y el Low Energy Transmission Grating Spectrometer LETGS (de 0.08 keV a 6 keV). ACIS y HRC determinan la posición, energía y hora de llegada, mientras que LETG y de HETG proporcionan la información detallada sobre la radiación X de la fuente en estudio.

Gracias a Chandra se ha logrado entender mejor la estructura y la evolución del universo. Chandra ha proporcionado imágenes de rayos-X con al menos 50 veces mejor resolución que las misiones previas, de hecho se observó de modo muy detallado el pulsar dentro de la nebulosa del Cangrejo (mostrando que se tiene un objeto compacto rodeado por un disco de acreción y un jet).

### 1.3.3 XMM-NEWTON

El nombre XMM-NEWTON<sup>10</sup> se debe a las siglas dadas por X-ray Multi-Mirror y en honor del gran físico inglés Isaac Newton. Fue lanzado por la Agencia Espacial Europea el 10 de Diciembre de 1999 (con un tiempo de vida recién extendido hasta el 2012). El satélite tiene 16 m de largo (con los paneles solares extendidos) pesando cerca de 4 toneladas, convirtiéndose así en el satélite europeo más grande y pesado puesto en órbita. El objetivo principal de este satélite es incrementar el conocimiento de objetos muy energéticos (por ejemplo los DRGs), y por ende cuenta con una muy buena resolución energética en los rayos-X. Otros objetivos de la misión son: la obtención de espectros de las fuentes de rayos-X (con flujo límite de  $10^{15}$  erg cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>); espectroscopía con buena resolución entre los 350 eV y 2.5 keV; espectroscopía

---

<sup>9</sup><http://chandra.harvard.edu/>

<sup>10</sup><http://xmm.esac.esa.int/>



de banda ancha entre 100 eV y 15 keV; y la cobertura simultánea para un mismo objeto de varias longitudes de onda (entre 1600Å y 6000Å).

El satélite lleva tres telescopios muy avanzados de rayos-X: las tres cámaras europeas de la imagen del fotón (EPICAS); los dos espectrómetros de rejilla reflectora (RGS); y el monitor óptico (OM). En total se tienen 170 finísimos espejos extendidos a lo largo de los 3 telescopios. Cabe destacar que debido a la alta excentricidad que la órbita del XMM-Newton tiene, se pueden realizar observaciones muy largas e ininterrumpidas.

### 1.3.4 INTEGRAL

El laboratorio internacional de la astrofísica de rayos gamma<sup>11</sup> (INTEGRAL por sus siglas en inglés) de la Agencia Espacial Europea (ESA), lanzado el 17 de Octubre de 2002, con tiempo de vida nominal de por lo menos 2 años con posible extensión de dos años más (tiempo rebasado hace ya varios años), es un satélite cuyo fin principal ha sido observar el cielo dentro del rango energético gamma (con rango energético de 3 keV a 10 MeV). INTEGRAL fue el sucesor del satélite Cos-B de la ESA y de CGRO de la NASA. Mediante este nuevo satélite se obtuvo un mapa completo del cielo de radiación gamma (suave), y también ha sido posible realizar observaciones de objetos con radiación gamma a altas energías.

El satélite no solo está equipado con un detector de rayos gamma, sino que también está equipado con un detector de rayos-X y un detector óptico, esto con el fin de proporcionar observaciones simultáneas en estas bandas con mucha mejor resolución espectral (comparado con CGRO). Específicamente el satélite cuenta con: 1 espectrómetro (SPI) con el cual se detectan los rayos gamma (con energías dentro de 20 keV a 8 MeV), con un área colectora de 500 cm<sup>2</sup> y con una resolución espacial de 2 grados; además de un detector (toner IBIS) de rayos-X (de 15 keV a 10 MeV) con área colector de 2600 cm<sup>2</sup> y resolución espacial de 12 grados; dos monitores (JEM-X) de rayos-X (de 3 keV a 35 keV) con área colectora de 500 cm<sup>2</sup> y resolución espacial de 3 grados; y una cámara óptica OMC con detección en la banda V (de 500nm a 850nm). además de paneles solares y antenas para transmitir y recibir comandos e información.

### 1.3.5 SWIFT

En Noviembre de 2004, la NASA en colaboración con el Reino Unido e Italia puso en órbita al satélite SWIFT<sup>12</sup> cuya misión principal es y ha sido la detección y el origen de las fuentes de rayos gamma. El tiempo de vida nominal de dicha misión era de 2 años, sin embargo, aún al día de hoy sigue funcionando. Este satélite es uno

---

<sup>11</sup><http://isdc.unige.ch/Outreach/Integral/integral.html>

<sup>12</sup><http://heasarc.nasa.gov/docs/swift/swiftsc.html>

de los satélites con múltiples longitudes de onda dedicado al estudio de los DRGs. Para esto, cuenta con tres detectores: el primero llamado BAT, sensible en el rango de radiación  $\gamma$  con área colectora de  $5240 \text{ cm}^2$  y rango energético de 15 keV a 150 keV; el segundo sensible a los rayos-X (XRT) con área colectora de  $110 \text{ cm}^2$  y rango energético de 0.2 keV a 10 keV; y el tercero sensible a la radiación ultravioleta y óptica (UVOT) cuyo rango espectral es de 170 nm a 650 nm. Además el tiempo de respuesta es sumamente corto de modo que se han logrado detectar DRGs de larga y corta duración. Al igual que CGRO el tiempo en que se manda la información a la Tierra es muy rápido para que pueda realizarse el seguimiento de alguna de las fuentes de radiación gamma.

Los objetivos principales han sido: determinar el origen de los DRGs; clasificar los DRGs detectados y buscar nuevos tipos de DRGs; determinar como el DRG evoluciona e interactúa con sus alrededores; y utilizar los DRGs para estudiar el universo temprano. SWIFT esperaba observar más de 200 DRGs con tiempos e intensidades aproximadamente tres veces menores que lo que BATSE logró detectar, además de detectar DRGs a los cuales se les pudiera tener el seguimiento de la radiación  $\gamma$ , X, UV y óptica, de modo que se pudiera tener información suficiente para discriminar modelos sobre la generación de los DRGs. Además, se esperaba que al poder asociar una galaxia sede con el DRG, se pudiera conocer el corrimiento al rojo de dicho destello.

### 1.3.6 SUZAKU

Astro-E2, satélite japonés cuya intención principal ha sido la detección de fuentes de rayos gamma y rayos-X de altas energías, fue lanzado el 10 de Julio del 2005 (con un tiempo de vida nominal de 2.5 años). Tras el lanzamiento el satélite fue renombrado Suzaku<sup>13</sup>. Este satélite es la reconstrucción de Astro-E que desafortunadamente fue perdido durante el lanzamiento (el 10 de Febrero de 2000). Suzaku fue desarrollado en el Instituto Japonés del Espacio y de la Ciencia Astronáutica (ISAS) en colaboración con los EUA. Es el quinto satélite de rayos-X que los japoneses logran poner en órbita. Sin embargo, es el primer satélite que cuenta con un nuevo tipo de espectrómetro de rayos-X, el micro-calorímetro de rayos-X.

Mediante este detector se ha obtenido la mejor resolución energética de todos los satélites de rayos-X. El rango energético del satélite es de 0.2 keV a 600 keV. El satélite cuenta con 5 telescopios de rayos-X, cada uno a su vez cuenta con un micro-calorímetro de rayos-X con área colectora de  $190 \text{ cm}^2$ , un rango energético de 0.3 keV hasta los 12 keV, y una resolución espectral de 6.5 eV cuando el ancho a potencia media (FWHM por sus siglas en inglés) está en 6 keV; un espectrómetro de rayos-X (área colectora de  $390 \text{ cm}^2$ , rango energético de 0.2 keV a 12 keV, y resolución espectral de 130 eV cuando el FWHM está en 6 keV); un detector de

<sup>13</sup>[http://www.jaxa.jp/projects/sat/astro\\_e2/index\\_e.html](http://www.jaxa.jp/projects/sat/astro_e2/index_e.html)

rayos-X duros (área colectora de  $145 \text{ cm}^2$ , rango energético de 10 keV a 600 keV, y resolución espectral de 3 keV cuando el FWHM está en 7.6 MeV).

### 1.3.7 AGILE

El 23 de Abril del 2007 el equipo italiano logró lanzar su propio satélite AGILE<sup>14</sup>. AGILE viene del acrónimo Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero (astro-detector de gamma e imágenes de luz). Éste es una pequeña misión científica de un año, dedicada enteramente a la detección de DRGs de alta energía. Fue diseñado para detectar fotones cuya energía se encuentre dentro de los 10 keV y los 40 keV, o entre los 30 MeV y 50 GeV. Agile cuenta con 3 detectores: Gamma-Ray Imaging Detector (GRID) hecho a base de silicio y con un rango energético desde 30 MeV hasta los 50 GeV, y con el menor tiempo de respuesta de cualquier satélite de radiación X ó gamma ( $dt < 200 \mu s$ ); el detector Super-AGILE con rango energético de 10 keV a 40 keV; y el mini calorímetro CsI (MC), cuyo rango energético es de 0.25 MeV a 200 MeV.

Los objetivos primarios de esta misión son: el estudio de DRGs; el estudio de núcleos activos galácticos; el estudio de fuentes galácticas de rayos-X y  $\gamma$ ; y el estudio de fuentes de rayos  $\gamma$  no identificadas.

### 1.3.8 FERMI

El 11 de Junio del 2008 la NASA (en conjunto con el Ministerio de Defensa de EUA, y las agencias espaciales de Francia, Alemania, Italia, Japón, y Suecia), lanzaron el satélite de rayos gamma Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST<sup>15</sup>). Tras la puesta en órbita dicho satélite fue renombrado en honor de físico italiano Enrico Fermi (1902-1954). Este satélite tiene como misión principal estudiar el cosmos a muy altas energías (desde 10 keV hasta 300 GeV). Mediante este satélite se espera realizar un muestreo diario del cielo en búsqueda de fenómenos astrofísicos de alta energía, tales como los destellos de rayos gamma, pulsares, y núcleos activos de galaxias. Además, se espera obtener suficiente información para poder modelar de mejor modo la materia oscura y el universo temprano.

Los detectores principales de Fermi son los paneles solares; el telescopio de área extendida (LAT); el monitor GLAST de destellos (GBM); el seguidor; el calorímetro; y el detector de anti-coincidencias (veáse la Figura 1.3).

LAT es un detector del rayo gama con rango energético de 30 MeV a 300 GeV, con un campo visual cercano a 20% del cielo. Por otra parte, el GBM consiste en 14 detectores, de los cuales 12 estén hechos de yoduro de sodio y tienen un rango

---

<sup>14</sup><http://agile.rm.iasf.cnr.it/>

<sup>15</sup><http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

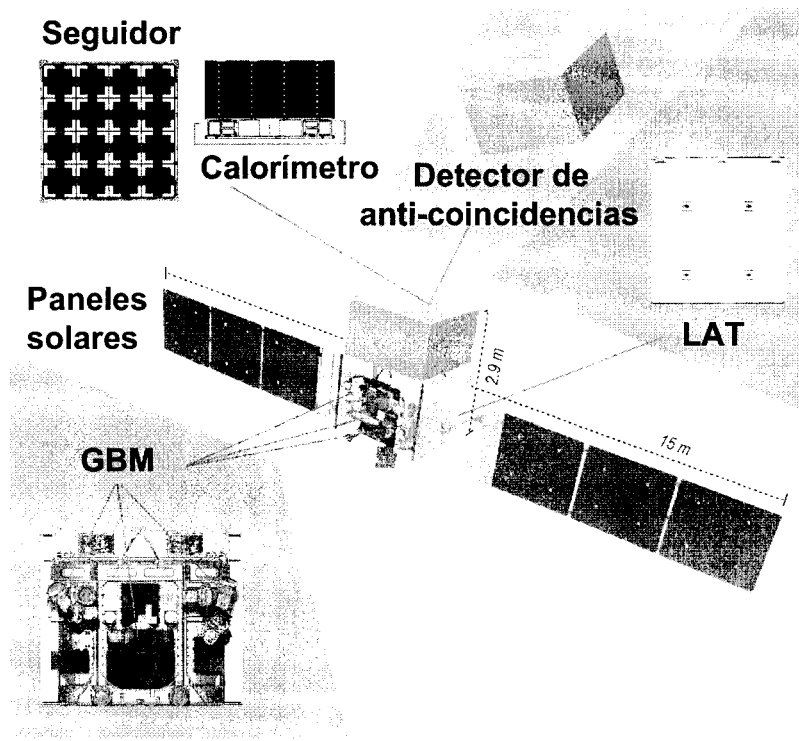


Figura 1.3: Detectores principales del satélite Fermi. ([http://www.nasa.gov/mision\\_pages/GLAST/multimedia/glast\\_vector.html](http://www.nasa.gov/mision_pages/GLAST/multimedia/glast_vector.html))

energético de 8 keV a 1 MeV, mientras que los 2 restantes están hechos de germanato de bismuto y cuentan con un rango energético 150 keV a 30 MeV.

Cabe señalar que la diferencia con SWIFT (cuya virtud ha sido detectar la radiación  $\gamma$ , X, UV y óptica del mismo DRG), es que Fermi nos dará información detallada de los rayos-X y la radiación  $\gamma$ , con lo cual, se podrá obtener una mejor idea de la energía total emitida durante un DRG.

En el Cuadro 1.2 se presenta una lista de todos los satélites de altas energías que aún se encuentran en operación.

Cuadro 1.2: Características de los satélites de altas energías que aún se encuentran en operación.

Nombre	Fechas de inicio de la misión	Rango energético (para energías mayores a rayos X) (keV)
RXTE	Diciembre 1995	2 - 250
Chandra	Julio 1999	0.08 - 10
XMM-Newton	Diciembre 1999	0.350 - 2.5
INTEGRAL	Octubre 2002	$3 - 10^4$
Swift	Noviembre 2004	0.2 - 150
Suzaku	Julio 2005	0.2 - 600
AGILE	Abril 2007	$10 - 5 \times 10^7$
Fermi	Julio 2008	$8 - 3 \times 10^8$

### 1.3.9 Detección de los DRGs.

Vale la pena explicar como son detectados los DRGs, por ejemplo para el satélite Fermi se tiene la siguiente metodología (véase la Figura 1.4).

1. Un rayo  $\gamma$  entra en el LAT, pasando primero a través del detector de Anti-coincidencias (sin producir una señal). Las señales indeseadas, como los rayos cósmicos, son reconocidas por el detector Anti-coincidencias, y con ello son rechazados del muestreo. Dicho detector rechaza 99.97% de las señales indeseadas.
2. Dentro de una de las 16 hojas de Tungsteno, se convierte el rayo gama en un electrón y un positrón.
3. Los detectores de seguimiento (formado por tiras de Silicio), a partir de las trayectorias del electrón y del positrón –provenientes de las hojas de Tungsteno–, calculan la posición del rayo gamma en el cielo.
4. El electrón y el positrón ingresan en el calorímetro, el cual mide la energía de las partículas, y por lo tanto la energía del rayo gamma original.
5. Cabe mencionar que el software del LAT, también rechaza ciertas señales, basado en la dirección de arribo de la señal. Por ejemplo, se rechazan los rayos gamma que se originan en la atmósfera de Tierra.

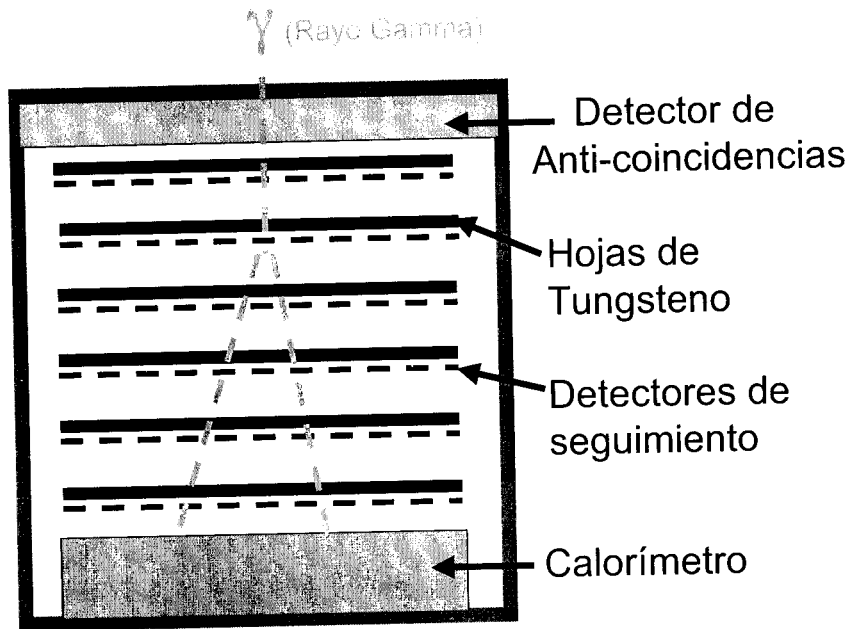


Figura 1.4: Metodología para detectar un DRG con el satélite Fermi.

## 1.4 Características observacionales de los DRGs

Gracias al lanzamiento del satélite CGRO, se mostró que los destellos de rayos  $\gamma$  tienen una distribución espacial isotrópica. La distribución espacial de los 2704 destellos que se detectaron durante los 9 años de operación se muestra en la Figura 1.5 —los colores correspondientes indican el flujo integrado temporalmente ( $\text{erg cm}^{-2}$ ) de cada DRG—. En estos datos también se mostró que los DRGs se podían dividir en dos categorías dependiendo de su duración. Aquellos cuya duración fuese menor a los 2 segundos se denominaron DRGs cortos (DRGCs), mientras que los mas largos que 2 segundos como DRGs largos (DRGLs). La Figura 1.6 muestra el histograma de los DRGs detectados hasta mediados del año 2000 (nótese como dos terceras partes de los DRGs son largos).

Curiosamente, como se muestra en la Figura 1.7, existe una correlación entre el tiempo de duración y la dureza (“spectral hardness ratio”,  $h_r$ ) correspondiente. Cabe señalar que el  $h_r$  se define como el cociente entre el flujo (F) en un rango energético (también conocido como canal) alto, dividido entre el flujo en un canal de

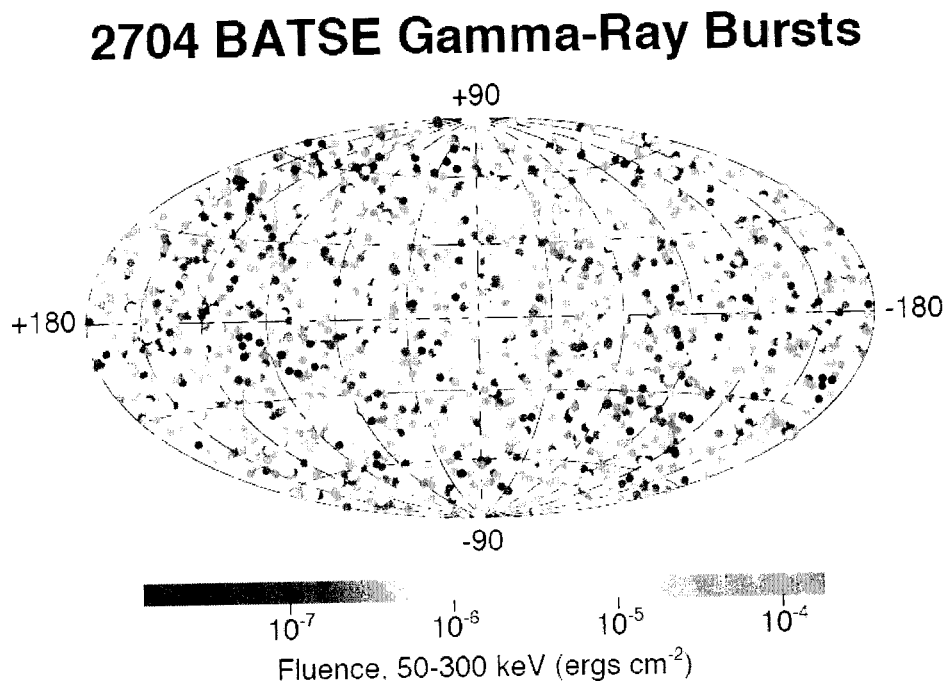


Figura 1.5: Ubicación de los 2704 DRGs detectados por BATSE. Nota: el color indica el flujo integrado (erg cm<sup>2</sup>) de cada DRG. (<http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/>)

menor energía. Comúnmente se toman 2 canales subsiguientes, digamos el canal 2 y el canal 3 con lo cual el  $h_r$  se obtiene del siguiente modo:

$$h_r = \frac{F(\text{canal 3})}{F(\text{canal 2})} \quad (1.1)$$

Los DRGCs tienden a tener fotones más energéticos que los DRGLs, de modo que se suelen clasificar con corto-duro y largo-suave (Dezalay *et al.*, 1996). Hay que mencionar que la separación entre estos dos grupos no es absoluta ya que las poblaciones se traslapan notablemente. Aun así, esta posible separación sugiere distintos progenitores para los dos grupos. Sin embargo, recientemente se han encontrado casos anómalos que no caen en uno de estos dos grupos, pues se han detectado DRGs cortos-suaves y largos-duros. De modo que se ha sugerido que un tercer grupo, o

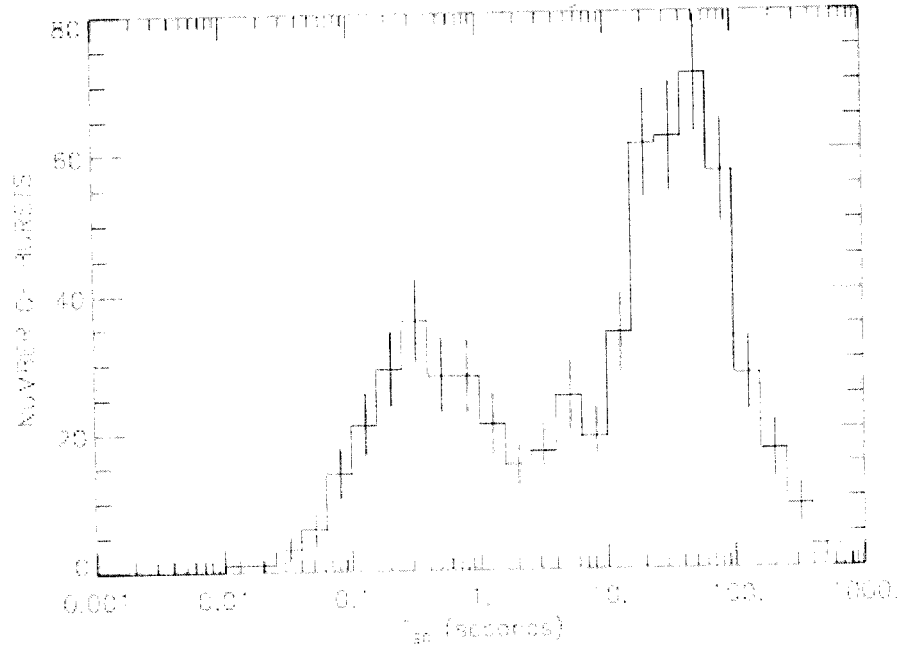


Figura 1.6: Histograma de duraciones de los 2704 DRGs detectados por BATSE. (<http://www.swift.ac.uk/images/BATSEduration.gif>)

inclusive que una nueva clasificación, sea creada (Della Valle *et al.*, 2006b; Fynbo *et al.*, 2006; Gal Yam *et al.*, 2006; Gehrels *et al.*, 2006).

Para la distribución isotrópica de los DRGs, se plantearon dos posibles escenarios para explicarla. Primero, que los DRGs provinieran de distancias cosmológicas, o segundo, que fueran de naturaleza galáctica. Este dilema fue resuelto hasta fines de los noventas, cuando Metzger *et al.* (1997) lograron correlacionar un DRG (DRG970508) con su galaxia huésped. De este modo, al encontrar la distancia a la galaxia –asumiendo que el DRG pertenecía a la misma–, se determinó la distancia al DRG. En la Figura 1.8 se muestra el corrimiento al rojo de la galaxia huésped, a la cual se le determinó un corrimiento al rojo de  $z = 0.835$ , y a partir del cual se concluyó que los DRGs provienen de distancias cosmológicas. De hecho, al día de hoy el corrimiento al rojo promedio de los DRGLs es  $z \approx 2.7$  (Le, & Dermer, 2007), mientras que el de los DRGCs es  $z \approx 0.2$  (Nakar, 2007), aunque se ha encontrado una



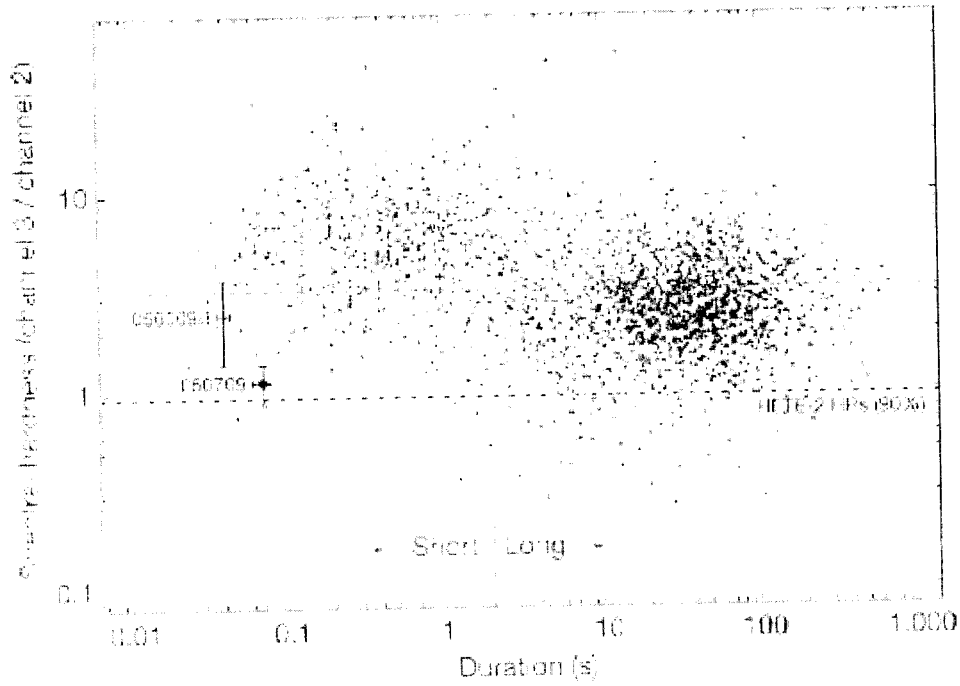


Figura 1.7: Correlación entre la duración y la dureza de los fotones de los DRGs. (<http://www.nature.com/nature/journal/v437/n7060/images/nature04174-fl.0.jpg>)

nueva población de DRGs con  $z \geq 0.4$  (Berger *et al.*, 2007; Graham *et al.*, 2008).

Una vez conocida la distancia ( $r$ ), al medir el flujo  $F$  ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) de los DRGs fue trivial determinar la luminosidad ( $L$ ) de los mismos. Esto, mediante la siguiente relación.

$$L = 4 \pi r^2 F \quad (1.2)$$

De este modo, suponiendo isotropía en la emisión, se determinó que el rango energético de los DRGs iba desde  $L \sim 1 \times 10^{49} \text{erg s}^{-1}$  hasta  $L \sim 1 \times 10^{52} \text{erg s}^{-1}$ .

En este estudio solo se analizarán los DRGs largos, de modo que los DRGs cortos no se tratarán en el resto de esta tesis.

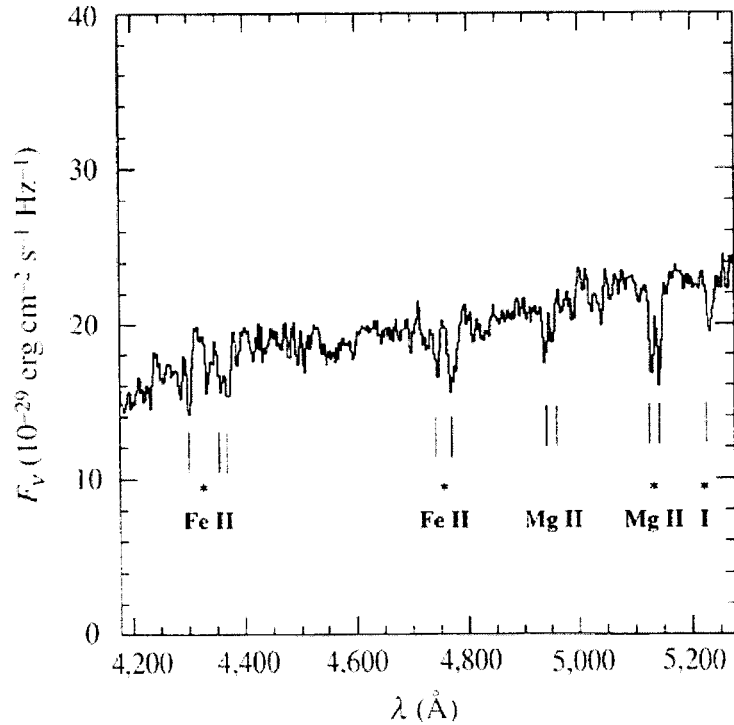


Figura 1.8: Espectro de la galaxia anfitriona del DRG970508. A partir de las líneas con asterisco se determinó  $z = 0.835$ . (Metzger *et al.*, 1997)

#### 1.4.1 Espectro de los DRGs

En la Figura 1.9, se presenta el espectro del DRG911127 (detectado por CGRO). Cabe mencionar que la mayoría de los DRGs espectralmente tienden a comportarse del mismo modo.

Es notable que la mayoría de los fotones detectados tienen menos de 100 keV, sin embargo, para este destello se alcanzaron a detectar fotones con 1 GeV, sin embargo se tiene mucha dispersión en los conteos. Hoy en día se han detectado DRGs con energías por encima de 1 GeV (DRG970508, DRG940217, DRG070412, DRG070724B), e incluso se han detectado unos pocos con energías comparables a los TeVs (DRG970417a, DRG021211, y DRG051103). Cabe mencionar que en los espectros se suele cambiar el flujo de fotones detectados ( $F = \text{número de conteos cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ ) en el eje “Y” por el flujo multiplicado por la frecuencia, ya que De

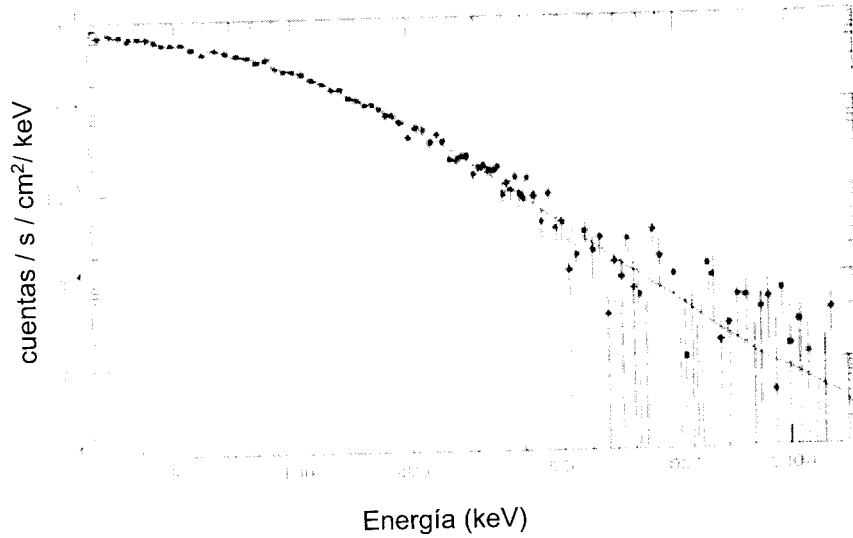


Figura 1.9: Espectro del DRG911127 (detectado por CGRO).  
 (<http://www.mpa-garching.mpg.de/lectures/ADSEM/WS0304.Kieulin.pdf>)

este modo, son más fácilmente visibles ciertas características de los DRGs.

La característica principal de los espectros de los DRGs, es que no suelen ser descritos por distribuciones de cuerpo negro. En cambio, han sido descritos fácilmente mediante una ley de potencias. A bajas energías la forma de la ley de potencias está descrita por la forma  $N(E) \propto E^\alpha \exp(-E/E_0)$ , mientras que para altas energías está descrita por una ley de potencias (con mayor pendiente que el caso de baja energía), de la forma  $N(E) \propto E^\beta$  donde  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $E_0$  son variables (con  $\alpha > \beta$ ). Específicamente esta distribución es la función de Band, y su forma es la siguiente:

$$N(E) = E^\alpha \exp\left(\frac{-E}{E_0}\right) \quad ; \quad \text{si } E > (\alpha - \beta) E_0 \quad (1.3)$$

$$N(E) = [((\alpha - \beta) E_0)]^{(\alpha - \beta)} E^\beta \exp(\beta - \alpha) \quad ; \quad \text{si } E < (\alpha - \beta) E_0 \quad (1.4)$$

Por ejemplo, para el espectro del DRG029817 (figura 1.9), se tiene  $\alpha = -0.968$ ,  $\beta = -2.427$ , y  $E_0 = 149.5$  keV. Cabe señalar que los valores de estas tres variables cambian de destello en destello, sin embargo, un estudio reciente hecho por Preece

(2000), en el cual se analizaron las distribuciones de las tres variables dados por 5500 espectros correspondientes a 156 DRGs, muestran que  $\alpha \approx -1.0$ ,  $\beta \approx -2.2$ , y  $E_0 \approx 100$  keV.

Cabe mencionar que existen casos excepcionales de DRGs que también pueden ser modelados mediante la emisión térmica de un cuerpo negro, como es el caso del DRG011211, cuyo espectro puede ser modelado por una ley de potencias, o por un cuerpo negro con  $kT = 2.1$  keV (véase la Figura 1.10).

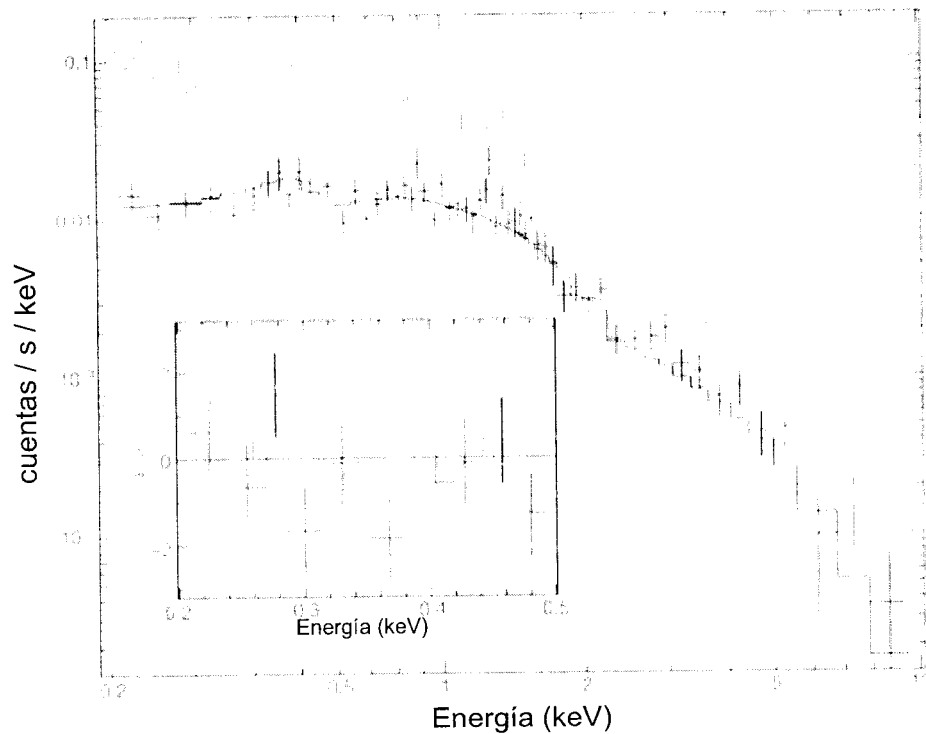


Figura 1.10: Espectro del DRG011211 integrado sobre 27ks. Las cruces grises corresponden a las observaciones realizadas por el detector de EPIC-PN, mientras que las cruces negras corresponden al detector de EPIC-MOS (ambos dentro del satélite XMM-Newton). Las curvas sólidas corresponden a los modelos de los casos en que el continuo fue modelado por: una ley de potencias (con el índice  $\gamma=2.3$ , línea negra), o por un cuerpo negro ( $kT = 2.1$  keV, línea gris). (Reeves *et al.*, 2002)

### 1.4.2 Post-luminiscencias

El DRG en sí mismo es un evento relativamente corto (durando desde una fracción de segundo hasta unos cuantos minutos). Una vez que éste comienza a desaparecer, deja detrás una contraparte en mayores longitudes de onda (rayos-X, UV, óptico, IR, y radio), conocida como post-luminiscencia (también conocido como afterglow).

La primera observación de la post-luminiscencia se dió con el lanzamiento de BeppoSAX, debido a que los satélites y telescopios previos no contaban con la tecnología suficiente para poder ubicar un destello tanto espacial como temporalmente, ya que la resolución no era buena y no eran capaces de girar lo suficiente rápido para poder detectar el destello. El 28 de Febrero de 1997 se detectó el primer DRG con su correspondiente post-luminiscencia en rayos-X (DRG970228). Luego, como se muestra en la Figura 1.11, al observar de nuevo la misma fuente el 3 de Marzo, se confirmó que la fuente decaía rápidamente, pues en aquel momento su flujo era aproximadamente 20 veces menor que en la primera observación. Sin embargo, es preciso indicar que la post-luminiscencias desaparecía mucho más lento comparada con el DRG, pues éstas duran hasta unos cuantos días o incluso semanas. En la Figura 1.12, se muestra como disminuye el flujo de las post-luminiscencias en función del tiempo para una muestra de DRGs tomada por el grupo de Tagliaferri *et al.* (2005), utilizando el satélite Swift.

El espectro de la post-luminiscencia se ha modelado con bastante éxito usando distribuciones no térmicas, específicamente emisión sincrotrón (dominada por electrones). Cabe mencionar que el modelo de la bola de fuego, modelo de los DRGs sumamente favorecido (ver la sección § 1.6), logra explicar de modo muy sencillo las post-luminiscencias.

### 1.4.3 Galaxias anfitrionas de los DRGs

El grupo de investigación del Space Telescope Science Institute liderado por el Dr. Andrew Fruchter (Fruchter *et al.*, 2006), estudió las localizaciones de 42 DRGLs y de 16 supernovas del tipo Ib (SN Ib), como se muestra de la Figura 1.13 a la 1.15. Además, se muestra el caso particular de la ubicación del destello DRG990123 en su correspondiente galaxia anfitriona y la postluminiscencia óptica posterior (figura 1.14).

Queda claro como los DRGs detectados están distribuidos en su mayoría en galaxias irregulares y unos pocos en galaxias espirales (generalmente en el centro de la galaxia anfitriona). Por otro lado, para la muestra de las SNs Ib éstas están igualmente distribuidas entre galaxias espirales e irregulares. Cabe destacar que Fruchter y sus colaboradores concluyen que la diferencia entre las dos poblaciones radica en las distintas metalicidades en las que las dos poblaciones se forman.

De este modo, al estar presentes tanto los DRGs como las SNs en galaxias similares, es de esperarse que ambos fenómenos pudieran ser creados mediante el mismo

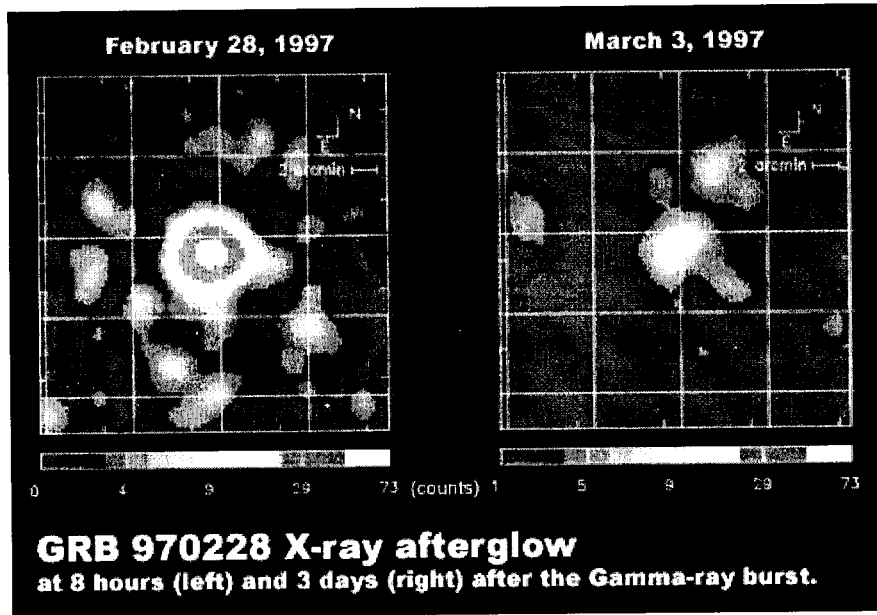


Figura 1.11: Primer post-luminiscencia detectada. En la Figura de la derecha se muestra el rango energético de 2-10 keV de la fuente DRG970228 el 28 de Febrero de 1997. La Figura de la derecha corresponde a la misma fuente el 3 de Marzo del mismo año. ([http://www.astrocappella.com/images/grb\\_970228.gif](http://www.astrocappella.com/images/grb_970228.gif))

mecanismo.

#### 1.4.4 Precursores de DRG

Un precursor de DRG (pDRG), como su nombre indica, es un destello que precede el DRG. En la Figura 1.16, se muestran dos ejemplos de pDRGs. Éstos son de menor intensidad y duración comparado con el correspondiente DRG que preceden (duran desde pocos hasta decenas de segundos).

Koshut *et al.* (1995), definieron a los precursores como el pulso precedente con menor intensidad que el DRG. Al utilizar esta definición en la muestra de BATSE (CGRO) se encontró que 24 de los eventos eran pDRGs ( $\approx 3\%$  de la muestra). Recientemente Lazzati (2005), definió el pDRG como un pulso cuya emisión se detecta antes que el DRG, y cuyo flujo decaiga hasta el continuo antes de que comience el DRG. Bajo esta nueva definición en la muestra de DRGs largos de BATSE se

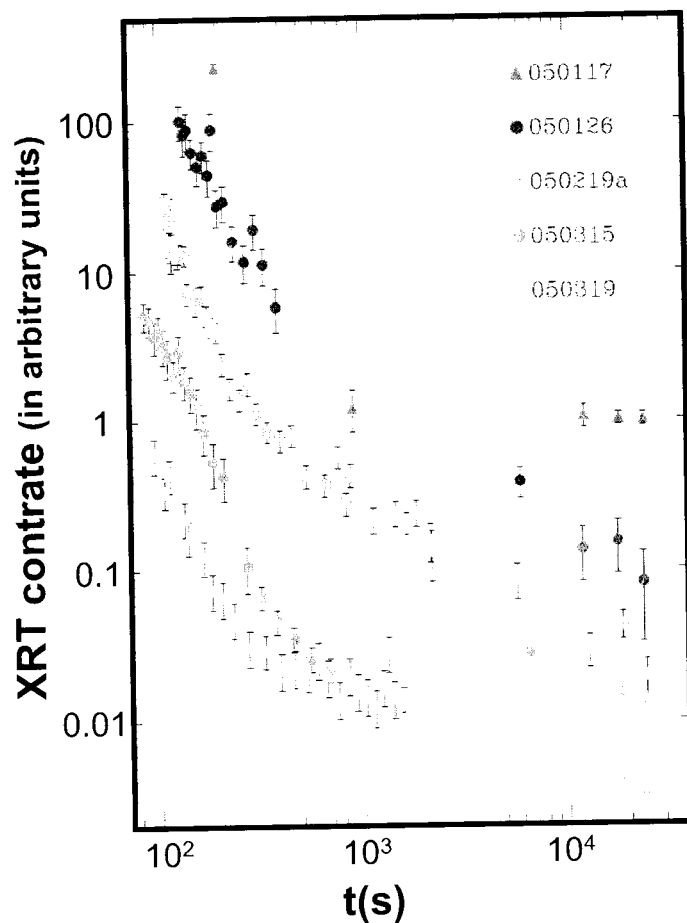


Figura 1.12: Curvas de la luz de las post-luminiscencias de la muestra de BeppoSAX. (Tagliaferri *et al.*, 2005)

encontró que 25 destellos ( $\approx 20\%$  de la muestra) cumplían con dicho criterio. Es importante mencionar que ha habido otras definiciones de los pDRGs. Por ejemplo, en el estudio realizado por van't Zand *et al.* (1999) se distinguía el pDRG si su emisión, comparada con el DRG, estaba descrita por un modelo espectral distinto. Con lo cual queda claro que se necesitaba tener observaciones para poder definir objetivamente a los pDRGs.

El primer pDRG (DRG900126), fue detectado mediante el satélite Ginga por

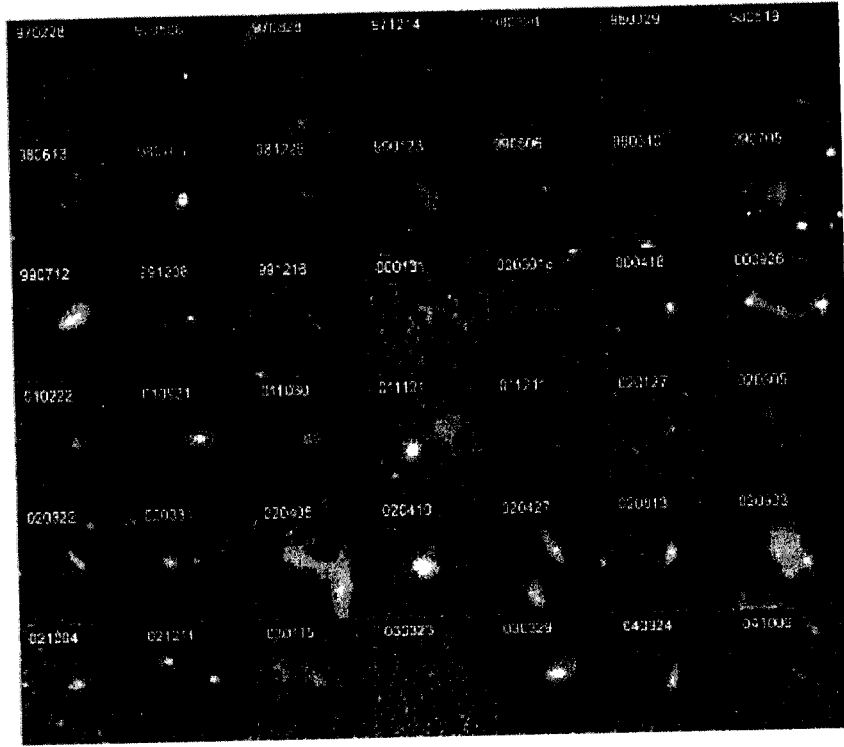


Figura 1.13: Imágenes de las galaxias anfitrionas de DRGs (tomadas con el Hubble Space Telescope). (Fruchter *et al.*, 2006)

Murakami *et al.* (1991). Al día de hoy se han detectado muchos pDRGs a los cuales se les ha obtenido el corrimiento al rojo ( $z$ ), el tiempo de duración ( $dt_p$ ), y el desfase temporal entre el pDRG y el DRG ( $dt_d$ ). A continuación se lista algunos ejemplos: DRG011121 ( $z = 0.36$ ,  $dt_p \approx 10s$ ,  $dt_d \approx 30s$ ) (Piro *et al.*, 2005); DRG030329 ( $z = 0.1685$ ,  $dt_p \approx 13s$ ,  $dt_d \approx 10s$ ) (Vanderspek *et al.*, 2004); DRG060124 ( $z = 2.297$ ,  $dt_p \approx 15s$ ,  $dt_d \approx 570s$ ) (Romano *et al.*, 2006); DRG050820a ( $z = 2.6147$ ,  $dt_p \approx 23s$ ,  $dt_d \approx 200s$ ) (Cenko *et al.*, 2006); DRG061121 ( $z = 1.314$ ,  $dt_p \approx 7.7s$ ,  $dt_d \approx 50s$ ) (Page *et al.*, 2007). Hoy en día, con el lanzamiento de SWIFT, se han detectado por lo menos 15 nuevos pDRGs más (Burlon *et al.*, 2008).

Analizando el espectro de los pDRGs parecía que sólo para el caso detectado por el satélite Ginga se tenía un espectro térmico, mientras el resto tienen distribuciones no térmicas. Sin embargo, recientemente se han detectado pDRGs que podrían ser modelados tanto por emisión sincrotrón como por un cuerpo negro, por ejemplo:



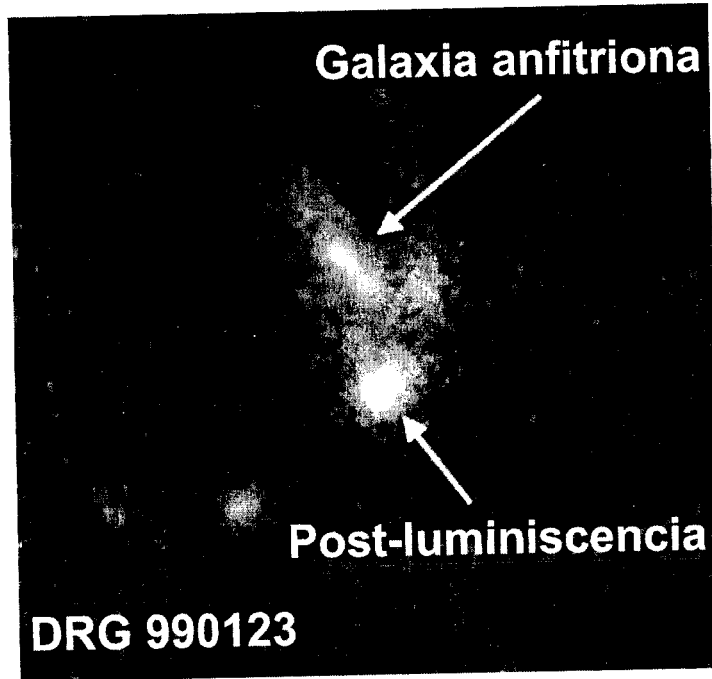


Figura 1.4: Galaxia anfitriona del DRG990123 (tomadas con el Hubble Space Telescope). Fruchter *et al.*, 2006)

DRG030406 (Marcinkowski *et al.*, 2006); o casos en que el pDRG está descrito por un cuerpo negro mientras que el DRG está descrito por emisión no térmica, como es el caso del DRG041219a ( $dt_p \approx 7s$ ,  $dt_d \approx 250s$ ) (McBreen *et al.*, 2006).

Los modelos teóricos para los pDRGs se pueden separar en tres clases: el modelo del precursor generado por la bola de fuego (MacFadyen & Woosley, 1999; Lyutikov & Usov, 2000; Mészáros & Rees, 2000; Ruffini *et al.*, 2001; Daigne & Mochkovitch, 2002; Lyutikov & Blandford, 2003; Li, 2007); el modelo del precursor generado por el progenitor (Ramirez-Ruiz *et al.*, 2002b; Lazzati & Begelman, 2005); y el modelo de las dos etapas en el motor central (Wang & Mészáros, 2007). En el modelo de la bola de fuego, el pDRG se genera en el momento en el cual la bola de fuego (que en realidad corresponde a una alta acumulación de pares de  $e^-e^+$  eyectados desde la fuente central) deja de ser ópticamente gruesa y se convierte en ópticamente delgada. Cabe mencionar que este modelo no puede reproducir desfases temporales entre el pDRG y el DRG mayores a 10 segundos. En el modelo del progenitor, el pDRG se asocia a la interacción de un chorro (jet) relativista débil con la envolvente de

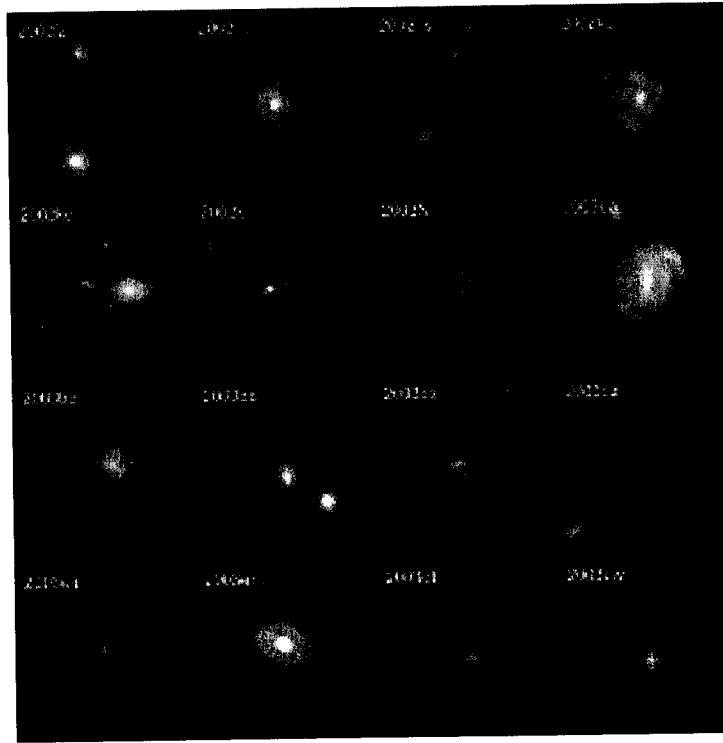


Figura 1.15: Imágenes de las galaxias anfitrionas de SNIb (tomadas con el Hubble Space Telescope). (Fruchter *et al.*, 2006)

la estrella progenitora (que muy probablemente sería una estrella masiva tipo Wolf Rayet). Mientras que para el último modelo, el pDRG se liga a una colapsar de tipo II (en el cual el pDRG es generado durante el colapso inicial donde se forma una proto-estrella de neutrones). Una posibilidad alternativa es que los pDRGs no representan un proceso físico distinto al de los DRGs, si no que simplemente son una manifestación previa del mismo fenómeno que produce el DRG. Los períodos de quietud en la emisión de radiación en un DRG, podrían en principio también ser causados por un viento relativista modulado o por el prendido y apagado del motor central (Ramirez-Ruiz *et al.*, 2001).

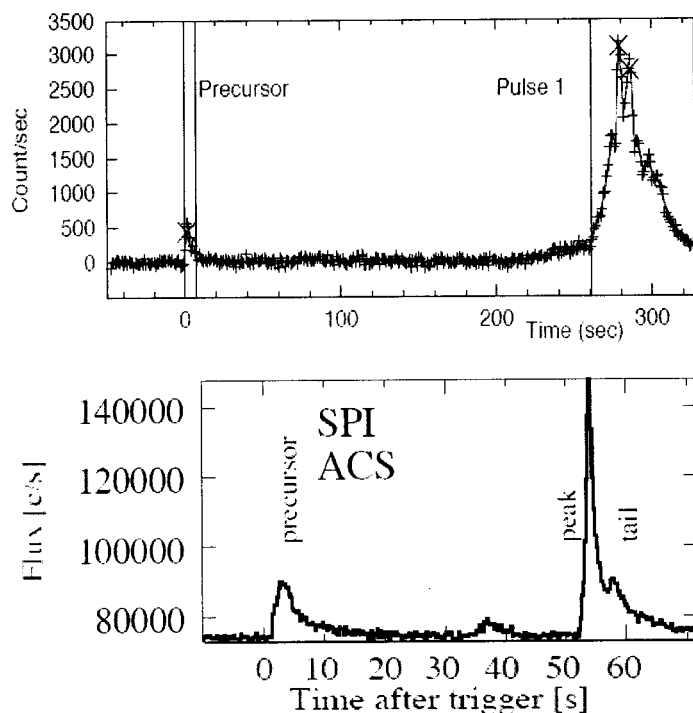


Figura 1.16: Ejemplos de pDRGs. Arriba: DRG041219a (McBreen *et al.*, 2006). Abajo: DRG030406 (Marcinkowski *et al.*, 2006).

#### 1.4.5 Asociación de DRGs largos con supernovas

Suponiendo que el tiempo de colapso de las supernovas (SNs) durara aproximadamente un segundo, entonces los DRGLs y las SNs tendrían luminosidades similares ( $L \sim 1 \times 10^{52} \text{erg s}^{-1}$ ). Además de esto, se les ha encontrado en las mismas coordenadas espaciales. El DRG980425 (cuya duración fue de 23 segundos), ubicado en un brazo de la galaxia espiral ESO 184-G82, fue detectado el 10 de Abril de 1998 por Beppo SAX y por BATSE. En un principio este DRG no era un evento fuera de lo común, pero conforme fue pasando el tiempo, el espectro se fue modificando hasta asemejar el espectro de una SN tipo Ib (Stanek *et al.*, 2003), SN que carece líneas de emisión de hidrógeno. De hecho el 1 de Mayo del mismo año, Galama y su grupo de trabajo encontraron la SN1998bw en prácticamente las mismas coordenadas (Galama *et al.*, 1998), véase la Figura 1.17.

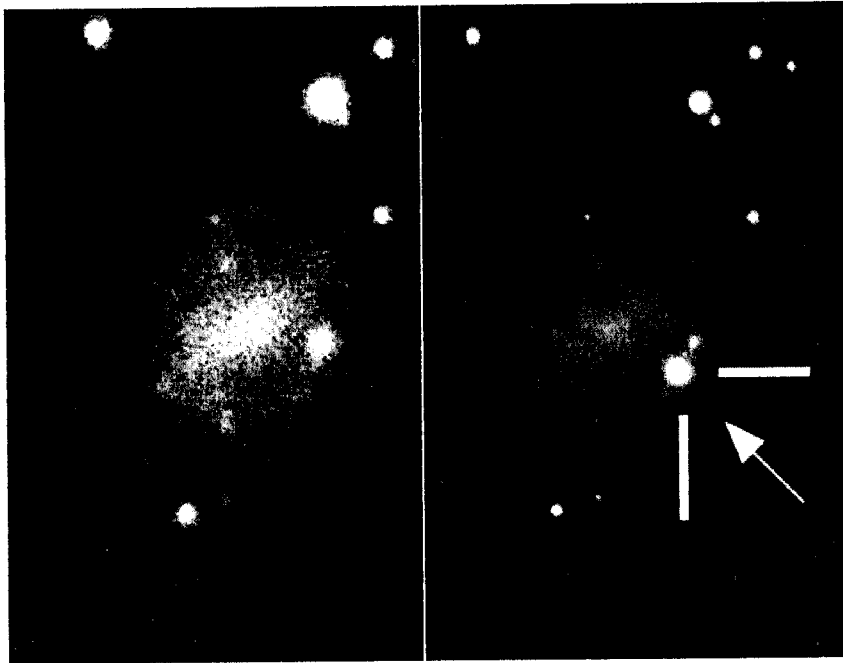


Figura 1.17: En la imagen de la izquierda se muestra la galaxia ESO184-G82 antes de la SN. En la imagen de la derecha (correspondiente al 1 de Mayo de 1998), se muestra la explosión de la SN 1998bw.

(<http://www.eso.org/public/outreach/press-rel/pr-1998/pr-15-98.html>).

Hasta la fecha han habido por lo menos otras seis conexiones DRGL-SN: XRF020903 (Soderberg *et al.*, 2004); DRG021211 con SN2002lt (Della Valle *et al.*, 2003); DRG030329 con SN2003dh (Stanek *et al.*, 2003); DRG031203 con SN2003lw (Malesani *et al.*, 2004); DRG050525A con SN2005nc (Della Valle *et al.*, 2006a); DRG060218 con SN2006aj (Campana *et al.*, 2006).

De éstos, la conexión DRG030329-SN2003dh, llama la atención pues al igual que SN1998bw el espectro del DRGL evolucionó hasta ser el espectro de una SN Ib. La Figura 1.18 muestra esta evolución en comparación con el caso DRG980425-SN1998bw.

Sin embargo, en los primeros 5 casos de la lista anterior, el DRG la SN no han sido detectado por el mismo satélite, introduciendo así, incertidumbre en dichas asociaciones. El caso DRG060218-SN2006aj, que además de ser uno de los DRGLs más cercanos ( $z = 0.1254$ ), ha sido la primera asociación DRGL-SN que ha sido

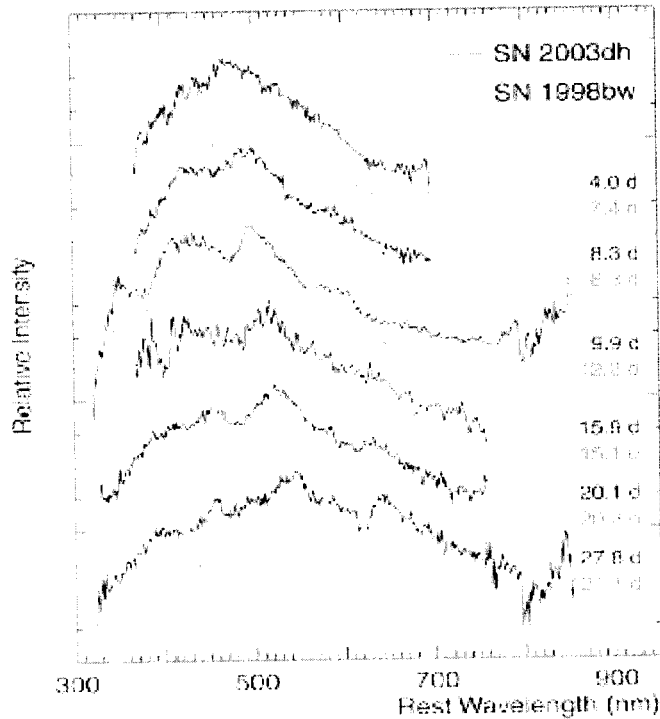


Figura 1.18: Evolución del espectro del DRG030329 hasta semejarse al de una SN tipo Ib (SN2003dh) (línea negra continua), en comparación de la asociación DRG980425-SN1998bw (líneas roja punteada). (Stanek *et al.*, 2003)

detectada enteramente por el mismo instrumento. La Figura 1.19 muestra el espectro del DRG060218-SN2006aj en comparación con los dos casos previamente discutidos (DRG980425-SN1998bw y DRG030329-SN2003dh). Es importante mencionar que en su mayoría los DRGLs se encuentran en regiones de baja metalicidad (Fynbo *et al.*, 2003; Prochaska *et al.*, 2004; Gorosabel *et al.*, 2005; Sollerman *et al.*, 2005) con altas tasas de formación estelar (Bloom, Kulkarni & Djorgovski, 2002), evidencias de una asociación entre los DRGLs y las estrellas masivas.

Además, para unos pocos DRGs, como es el caso de DRG011121 (Bloom *et al.*, 2002), al estar realizando observaciones posteriores en exactamente las mismas coordenadas donde ocurrió el DRG, se encuentra la contribución de una SN en las etapas finales de la curva de luz (ya sea porque el DRG era mucho más energético que la SN, o porque la SN llegó después). Si uno observa la curva de luz del DRG anterior

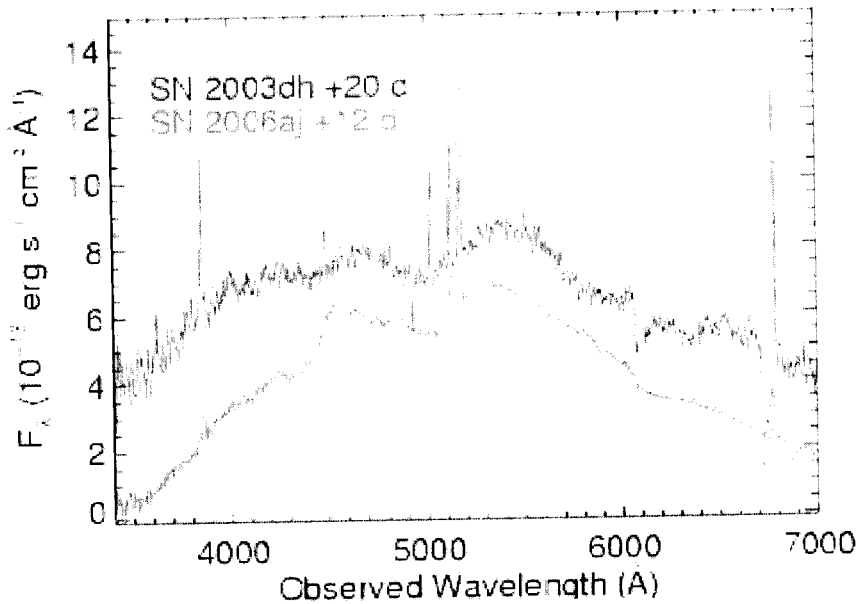


Figura 1.19: Espectro del DRG060218-SN2006aj (línea roja), en comparación con DRG980425-SN1998bw (línea verde) y con DRG030329-SN2003dh (línea azul). (Campana *et al.*, 2006)

en su etapa inicial, se ve la curva de luz estándar de los DRGs. Sin embargo, si uno observa la curva de luz del mismo fenómeno, pero a tiempos mayores ( $t > 10$  días), se tiene que la curva de luz es la de una SN (véase la Figura 1.20), con lo cual, es aún más contundente que se tienen DRGs asociados con SNs.

## 1.5 Acreción

Antes de seguir, hay que discutir la acreción, así como su eficiencia en la conversión de energía gravitacional en otra (ya que va a ser de suma importancia para el futuro de nuestro estudio). El término acreción se utiliza para nombrar el crecimiento de un cuerpo por agregación de masa. En nuestro caso, nos interesa cuanto material es acretado hacia un hoyo negro (HN), liberando así la energía gravitacional correspondiente, como se muestra en la Figura 1.21. De este modo, suponiendo que se trae a una partícula de masa  $m$  en reposo desde el infinito y que se frena en una posición  $r$ ,

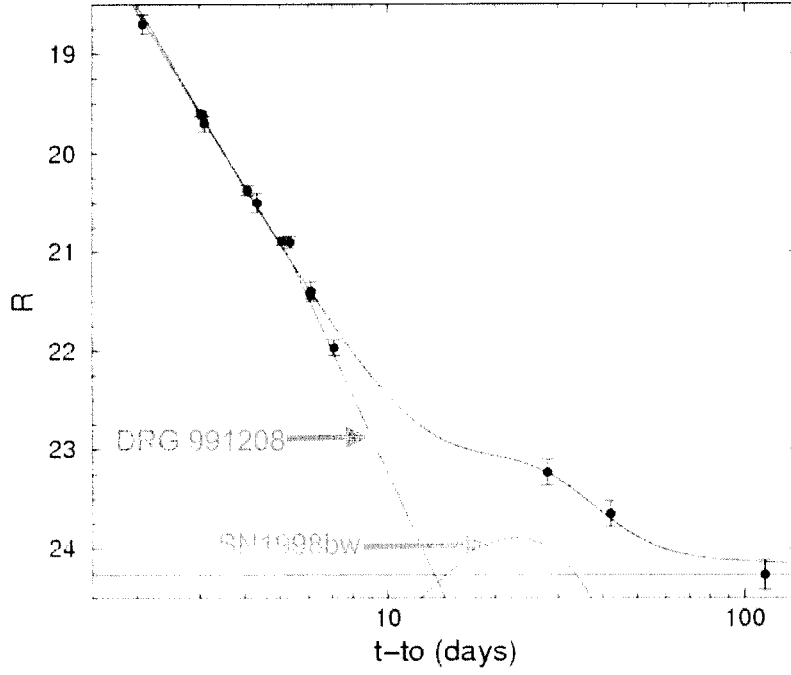


Figura 120: Curva de luz del DRG011121 donde queda clara la contribución de una SN. (Castro-Tirado *et al.*, 2001)

entonces la energía asociada con la acreción correspondería al cambio de la energía mecánica, esto es:

$$dE_{\text{acc}} = \left( \frac{mv^2}{2} + \frac{GMm}{r} \right)_{\text{final}} - \left( \frac{mv^2}{2} + \frac{GMm}{r} \right)_{\text{inicial}} \quad (1.5)$$

Al asumir que la partícula parte desde infinito ( $r_i \rightarrow \infty$ ), y desde el reposo ( $v_i = 0$ ), hasta una posición  $r$  donde es frenada ( $r_f \equiv r$ , y  $v_f = 0$  respectivamente) se tiene:

$$dE_{\text{acc}} = \frac{GMm}{r} \quad (1.6)$$

Debido a que nos interesa la energía por unidad de masa ( $\text{erg g}^{-1}$ ), así que si dividimos la ecuación anterior entre la masa de prueba  $m$ , obtenemos:

$$dE'_{\text{acc}} \equiv \frac{dE_{\text{acc}}}{m} = \frac{GM}{r} \quad (1.7)$$

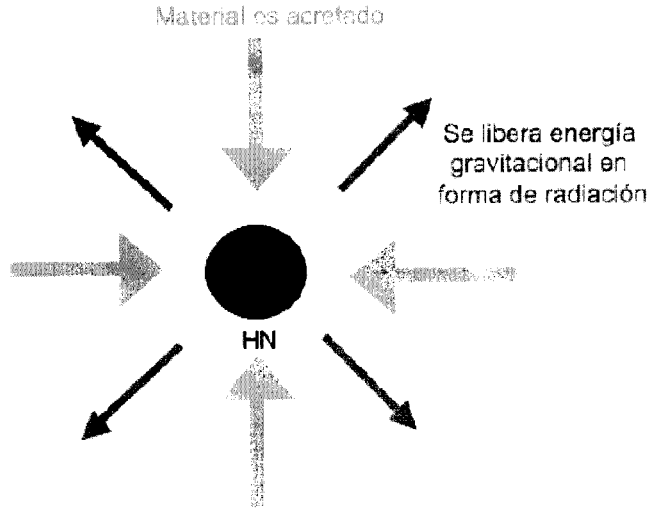


Figura 1.21: Liberación de energía gravitacional del material acretado por atracción gravitacional hacia un HN.

De este modo, para una estrella de neutrones (EN) cuyo radio es de  $r = 10$  km, y cuya masa es la masa crítica de Chandrasekhar ( $M = 1.4 M_{\odot}$ ) se obtiene:

$$dE'_{\text{acc}} \approx 1.8 \times 10^{20} \text{ erg g}^{-1} \quad (1.8)$$

Mientras que para un HN,  $r$  es el radio de Schwarzschild ( $r_s = \frac{2GM}{c^2}$ ), de modo tal que:

$$dE'_{\text{acc}} = \frac{c^2}{2} \approx 4.5 \times 10^{20} \text{ erg g}^{-1} \quad (1.9)$$

Para darnos una idea de la eficiencia de los valores obtenidos, calculemos la cantidad de energía que se obtiene por unidad de masa en el quemado nuclear dentro del Sol (energía correspondiente a la conversión de H en He). Suponiendo que el 70% de la estrella es H y que la eficiencia de la conversión de H en He es de 1% se tiene:

$$dE'_{\text{nuc}} = 0.007 c^2 \approx 6.0 \times 10^{18} \text{ erg g}^{-1} \quad (1.10)$$

Notamos que la liberación de energía por medio de la acreción sobre un HN es aproximadamente dos órdenes de magnitud mayor que la liberación energética nuclear. De este modo, podemos asegurar que la acreción es el mecanismo más eficiente para extraer energía, y por ende se debe tener en mente para fenómenos de altas energías.



Si suponemos que la variabilidad se debe a la fuente central, entonces el tiempo de escala de la variabilidad estará ligada al tiempo en que la información tarda en recorrer la propia fuente, esto es:  $v_i = dr/dt$ , con lo cual el tamaño de la fuente sería:

$$dr = v_i dt \quad (1.11)$$

Mediante las observaciones de los DRGs, se sabe que variabilidad temporal ( $dt$ ) de éstos es del orden de mili-segundos –ms– (Mitrofanov, 1989). Asumiendo que dicha variabilidad se genera desde de la onda de choque (y que más tarde producirá al DRG), entonces a partir de la Ecuación 1.11 se podrá determinar el tamaño de la fuente. Suponiendo las ondas de choque se mueven a la velocidad de la luz, entonces se tendrá una cota superior tanto en la velocidad como en el tamaño de la fuente. Sustituyendo  $v_i = c$  y  $dt = \text{ms}$  (como se muestra en la Ecuación 1.12), entonces la cota superior del tamaño de la fuente es del orden de cientos de kilómetros, esto es, un objeto compacto:

$$dr = c dt \leq (3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}) \cdot (1 \times 10^{-3} \text{ s}) = 300 \text{ km} \quad (1.12)$$

A partir de los hallazgos de Einstein sabemos que la energía tiene la forma  $E = m c^2$ , a partir de un análisis puramente dimensional, como la luminosidad es la tasa de energía que se consume en un cierto tiempo ( $L_{\text{acc}} = dE/dt$ ), entonces la luminosidad tiene la siguiente forma:

$$L_{\text{acc}} = \frac{dE}{dt} = \frac{d(m c^2)}{dt} = \frac{dm}{dt} c^2 = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.13)$$

Donde  $\dot{M}$  es la tasa de acreción ( $\dot{M} = dm/dt$ ), y  $\eta$  una constante de proporcionalidad –que nos indica la fracción de energía gravitacional que es emitida–, cuyo valor se encuentra entre 0 y 1. Para saber aproximadamente el valor de esta última constante realizaremos un pequeño cálculo. Supongamos, que cierto material, con energía mecánica inicial igual a cero –y con un cambio de la energía mecánica nulo–, es acregado hacia un HN de modo radial. Con lo cual, a partir de la Ecuación 1.5 se tiene:

$$v(R) = \left( \frac{2GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.14)$$

Por otro lado, mediante la conservación de masa en estado estacionario, se tiene:

$$4\pi R^2 \rho(R) v(R) = 4\pi R_{\text{acc}}^2 \rho_{\text{acc}} v_{\text{acc}} = \text{cte}, \quad (1.15)$$

donde  $R_{\text{acc}}$  es el radio característico de la acreción, así como  $\rho_{\text{acc}} = \rho(R_{\text{acc}})$ , y  $v_{\text{acc}} = v(R_{\text{acc}})$ .

De este modo, despejando  $\rho(R)$  de la Ecuación 1.15, y utilizando la Ecuación 1.14 se obtiene:

$$\rho(R) = \rho_{\text{acc}} \left( \frac{R_{\text{acc}}}{R} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.16)$$

Y suponiendo que el gas está cayendo adiabáticamente:

$$T \sim \rho^{\gamma_c - 1} \quad (1.17)$$

Donde  $\gamma_c = \frac{c_v}{c_p}$ , con  $c_v$  la capacidad calorífica a volumen constante, y  $c_p$  la capacidad calorífica a presión constante. Para un gas ideal monoatómico se tiene  $\gamma_c = 5/3$ . Así, sustituyendo la Ecuación 1.17 en la Ecuación 1.16, se obtiene:

$$T(R) = T_{\text{acc}} \left( \frac{R_{\text{acc}}}{R} \right) \quad (1.18)$$

Vale la pena mencionar que suponer adiabaticidad no es completamente cierto, esto debido a que si se libera energía. Sin embargo, la eficiencia con la que se libera energía, comparado con la energía gravitacional ligada a la tasa de acreción,  $\eta = L / (\dot{M}c^2)$ , es menor a  $10^{-10}$ , y con ello suponer adiabaticidad es válido al menos a primer orden de magnitud (Shapiro & Teukolsky, 1983).

Ahora, la luminosidad emitida por las partículas acretadas se puede obtener mediante la relación siguiente:

$$L = \int_{r_1}^{r_2} J_{\text{em}}^{br}(T) 4\pi R^2 dR \quad (1.19)$$

Donde  $J_{\text{em}}^{br}$  es el coeficiente de emisión (por unidad de volumen y tiempo) libre-libre de Bremsstrahlung<sup>16</sup>,  $J_{\text{em}}^{br} \sim 30\alpha r_0^2 n_e^2 cKT \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$  (donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina,  $r_0$  el radio del electrón y el resto de las variables tienen sus significados comunes). Cabe mencionar que en la integral anterior se integra desde el radio mínimo, correspondiente al horizonte de eventos ( $r_1 = r_s$ ), hasta lo más lejos posible ( $r_2 \rightarrow \infty$ ).

Ignorando efectos de la relatividad especial del gas que es acretado, así como los efectos de la relatividad general generados por el HN, entonces se tiene:

$$L \approx J_{\text{em}}^{br} \frac{4}{3} \pi r_s^3 \sim 1 \times 10^{21} \left( \frac{n_{\infty}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^2 \left( \frac{T_{\infty}}{10^4 \text{ K}} \right)^{-3} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^3 \text{ erg s}^{-1} \quad (1.20)$$

Cabe mencionar que espectro correspondiente a nuestra emisión es prácticamente plana por debajo de los 10 MeV, y cae exponencialmente por encima de este valor

<sup>16</sup>El cual no es el mecanismo de emisión dominante en nuestro problema, sin embargo va a ser útil para mostrar la cantidad de energía que se puede liberar durante la acreción.

crítico. Con lo cual, la emisión está formada principalmente por rayos-X muy duros y por rayos  $\gamma$ .

Por otra parte, el caso de acreción que estamos utilizando no está lejos del caso de la acreción de Bondi (donde dentro del radio de acreción se cae aproximadamente en caída libre). En la sección § 3.1.1, se analiza a fondo la acreción de Bondi, y en ella se obtiene la correspondiente tasa de acreción que se muestra a continuación:

$$\dot{M}_B = \pi G^2 M^2 \frac{\rho_\infty}{c_\infty^3} \left( \frac{2}{5 - 3\gamma_c} \right)^{(5-3\gamma_c)/[2(\gamma_c-1)]} \quad (1.21)$$

A partir de la Ecuación 1.13, la eficiencia es  $\eta = L / (\dot{M}c^2)$ . De este modo, utilizando las ecuaciones de la luminosidad y de la tasa de acreción para nuestro caso (ecuaciones 1.20 y 1.21 respectivamente), se obtiene:

$$\eta = 9 \times 10^{-3} \left( \frac{L}{L_{\text{edd}}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.22)$$

Con  $L_{\text{edd}}$  la luminosidad de Eddington:

$$L_{\text{edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{38} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.23)$$

Con lo cual finalmente podemos concluir que el suponer que la eficiencia de la acreción sea  $\eta \sim 0.01$ , es válido. De hecho, estudios de modelos semi-analíticos del colapso de material hacia un hoyo negro (Nakamura & Sasaki, 1981; Haugan *et al.*, 1982; Shapiro & Wasserman, 1982; Oohara & Nakamura, 1983), muestran que para partículas cayendo hacia un HN no rotante, se cumple que la eficiencia de la acreción es del orden de  $\eta \sim 0.01$ .

Las observaciones nos indican que para los DRGs las luminosidades son del orden de  $L \sim 10^{51-52} \text{ erg s}^{-1}$ , con lo cual al suponer que  $\eta \sim 0.01$ , mediante la definición de la eficiencia,  $\dot{M} = L / (\eta c^2)$ , se obtiene que las tasas de acreción en los DRGs son del orden de  $\dot{M} \sim 0.01 - 0.1 M_\odot \text{ s}^{-1}$ .

## 1.6 Emisión de los DRGs

Al tener una gran cantidad de fotones con altas energías depositados en una pequeña región, como en el caso de un objeto compacto (OC) dentro de un disco de acreción, es posible que el disco sea opaco ante los fotones (Rees, 1966; Longair, 2006). Si esto ocurriera, los fotones serían dispersados un gran número de veces, o incluso se aniquilarían entre sí, creando pares de electrones y positrones ( $e^\pm$ ), cuya energía correspondiente es:  $E = m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ . En cualquiera de los dos casos, los fotones no lograrían escapar del disco y por lo tanto no sería posible producir un DRG. Sin embargo, para ciertos DRGs al calcular la opacidad del disco se tiene que los fotones no deberían haber salido de él, o al calcular la energía de los fotones del DRG se obtiene que tienen  $E > 511 \text{ keV}$ , cosa que solo podría ser posible si los fotones viajaran con una velocidad mayor a la de la luz. La solución a estos problemas tiene que ver con que se están ignorando los efectos relativistas, a continuación se hace un pequeño cálculo mediante el cual queda claro la necesidad de tomarlos en cuenta.

Sea  $N$  el número de fotones con energías comparable con  $m_e c^2$  por unidad de volumen, esto es:

$$N \equiv \frac{L}{4\pi r^2 c (m_e c^2)} = \frac{L}{4\pi r^2 m_e c^3} \quad (1.24)$$

Con  $L$  la luminosidad.

Por otro lado, el camino libre medio ( $\lambda$ ) es:  $\lambda = 1/(N\sigma)$ , con  $\sigma$  el coeficiente de dispersión de los fotones por pares de  $e^\pm$ . De este modo, sustituyendo la densidad de fotones  $N$  en el camino libre medio se tiene.

$$\lambda = \frac{4\pi r^2 m_e c^3}{L \sigma} \quad (1.25)$$

Para que el medio sea ópticamente grueso se requiere que  $\lambda \sim r$ , con lo cual se tendría:

$$r \approx \frac{4\pi r^2 m_e c^3}{L \sigma}, \quad (1.26)$$

con lo cual:

$$C \equiv \frac{L \sigma}{4\pi r m_e c^3} \approx 1 \quad (1.27)$$

donde a  $C$  se le denomina factor de compacticidad. En la ecuación previa queda claro como altas luminosidades, una gran cantidad de dispersiones, o regiones muy pequeñas pueden hacer que el medio sea ópticamente grueso ante los fotones ( $C > 1$ ).

Parecería que entonces todas las fuentes de DRG deberían tener  $C < 1$ , pues de otro modo el disco sería opaco a los fotones. Es aquí donde se complica la historia pues para algunos DRGs se tiene  $C \gg 1$ . Sin embargo, se subraya que no se han

tomado en cuenta los efectos relativistas. Por ejemplo, para una fuente que se mueve con velocidad relativista hacia el observador se tendría el efecto visual de tener un movimiento súper-lumínico (no es que en realidad se tenga  $v > c$ ). La relación entre la velocidad observada ( $v_{\text{obs}}$ ) y la velocidad real ( $v_{\text{real}}$ ) para el caso anterior tiene la siguiente forma (Rybicki & Lightman, 1986; Longair, 2006):

$$v_{\text{obs}} = v_{\text{real}} \frac{\text{sen}\theta}{[1 - |v_{\text{real}}/c| \cdot \text{cos}\theta]} \quad (1.28)$$

donde  $\theta$  es el ángulo con el cual la fuente se mueve con respecto al observador.

Es fácil notar como el máximo de la velocidad observada se daría cuando  $\text{cos}\theta = v_{\text{real}} / c$ . Para este caso, la velocidad observada sería:

$$v_{\text{obs}} = v_{\text{real}} \frac{1}{[1 - (v_{\text{real}}/c)^2]^{1/2}} = v_{\text{real}} \cdot \Gamma_L \quad (1.29)$$

donde  $\Gamma_L$  es el factor de Lorentz. En esta última ecuación, si tuviéramos que la fuente se moviera a una velocidad igual al 98% de la velocidad de la luz ( $v_{\text{real}}=0.98c$ ), entonces obtendríamos que la velocidad observada sería 5 veces mayor que la velocidad de la luz ( $v_{\text{obs}} = 5c$ ), velocidad que vale la pena remarcar es solo es un efecto visual.

De igual modo que para la velocidad observada, la frecuencia observada ( $\nu_{\text{obs}}$ ) sería distinta a la frecuencia real emitida ( $\nu_{\text{real}}$ ) por la fuente que se mueve relativistamente. Para este caso se tendría que la frecuencia observada se desplaza hacia el azul, como se muestra en la siguiente ecuación (Rybicki & Lightman, 1986; Longair, 2006).

$$\nu_{\text{obs}} = \nu_{\text{real}} \cdot \kappa \quad (1.30)$$

donde  $\kappa = \Gamma_L \cdot [1 + |v_{\text{real}}/c| \cdot \text{cos}\theta] > 1$

Y como era de suponer, por efectos relativistas, los intervalos temporales observados ( $dt_{\text{obs}}$ ) son menores a los reales ( $dt_{\text{real}}$ ), de igual modo que la relación entre el ángulo sólido observado ( $d\Omega_{\text{obs}}$ ) y el real ( $d\Omega_{\text{real}}$ ) (Longair, 2006):

$$dt_{\text{obs}} = dt_{\text{real}}/\kappa \quad (1.31)$$

$$d\Omega_{\text{obs}} = d\Omega_{\text{real}}/\kappa^2 \quad (1.32)$$

Es así como al ignorar los efectos relativistas se tiene que el disco debería ser más opaco de lo que en realidad es, pues al tomar en cuenta los efectos relativistas, el medio deja de ser opaco ante los fotones con lo cual éstos pueden escapar fácilmente y con ello producir el DRG.

Ya con el problema de la compacticidad resuelto, dentro del disco la densidad en las regiones polares resulta ser mucho menor que en las regiones ecuatoriales. Así, los neutrinos que han de ser creados mediante ciertas reacciones (discutidas en la sección

§ 1.7.2), y que logran escapar del disco, serán redirigidos hacia los polos (véase la Figura 1.22).

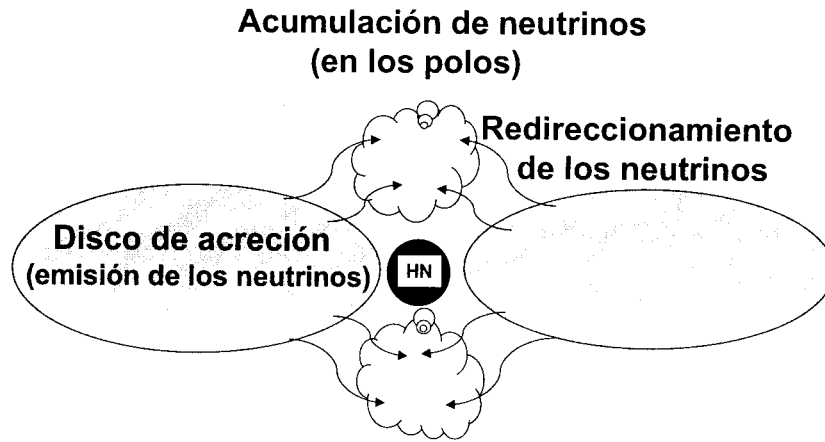


Figura 1.22: Redireccionamiento de los neutrinos que logran escapar del disco hacia los polos, debido a efectos geométricos del propio disco.

Teniendo tantos neutrinos en una pequeña región, hará que la tasa de aniquilación de éstos sea muy elevada, creando un plasma cuya energía y presión térmica son muy elevadas (Kobayashi *et al.*, 1999; Piran, 1999, 2005). De este modo, el plasma cercano al HN será eyectado hacia fuera, creando una onda de choque (OCH). Como ésta última va barriendo material al irse alejando del HN, se va frenando conforme avanza su marcha. Al mismo tiempo que la primera OCH es frenada, se ha eyectado una segunda OCH (mediante el mismo mecanismo), que a diferencia de la OCH inicial, ya no tiene material que barrer, de modo que no es frenada y así eventualmente alcanza a la OCH inicial. Es durante este encuentro entre las dos OCHs (formándose una sola OCH) en el cual se emiten los rayos  $\gamma$ . Luego, debido a que la OCH recién formada barre material interestelar se emite la contraparte en rayos-X, UV y óptico. En la Figura 1.23 se muestra el esquema de este modelo, llamado modelo de la bola

de fuego (fireball model en inglés).

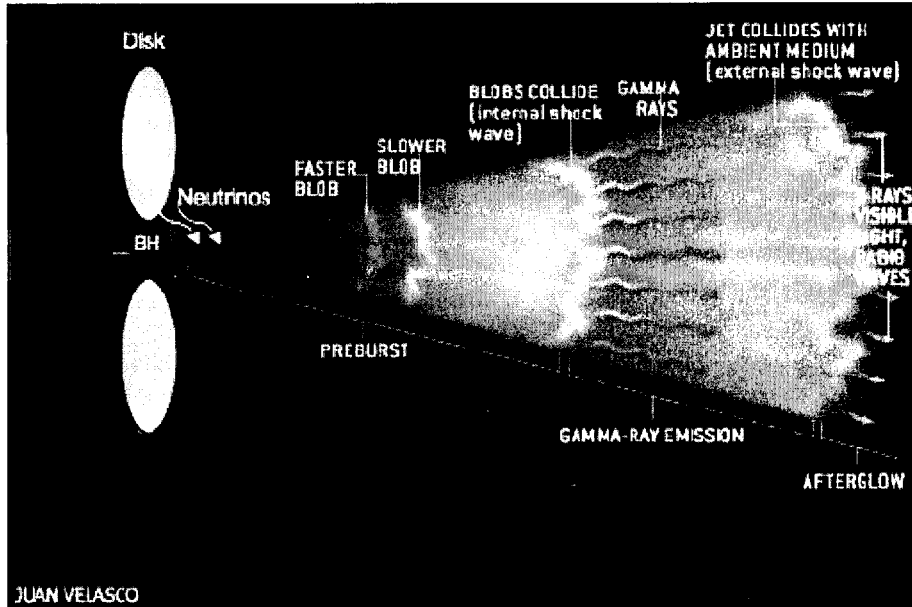


Figura 1.23: Creación de los rayos  $\gamma$  en el colapsar, bajo el modelo de la bola de fuego. Derechos de Juan Velasco y Scientific American.

## 1.7 Modelos de DRGs.

### 1.7.1 Modelos previos

Como para todo fenómeno recién descubierto, tras su detección inicial se generan muchos modelos para su explicación. Los DRGs no fueron la excepción, pues en un principio se tenía una larga lista de modelos con grandes diferencias entre sí. Sin embargo, tras las observaciones de CGRO y la confirmación de que los DRGs provenían de distancias cosmológicas, la gran mayoría de los modelos quedaron automáticamente descartados. Esto debido a que la mayoría de ellos involucraban distancias a las fuentes menores a 30 kpc.

Aun así, al día de hoy se tienen varios modelos viables. Algunos de estos modelos son: el lanzamiento de energía debido a una inestabilidad en la corteza de una estrella de neutrones (EN) (Haensel & Shaeffers, 1982); la colisión entre dos ENs (Mészáros & Rees, 1992); la colisión entre una EN y un HN (Lattimer & Schramm, 1974); la colisión entre un enana blanca (EB) masiva y una EN (King, Olsson & Davies, 2007); el modelos de las magnetares (Usov, 1992; Thompson, 1994; Mészáros & Rees, 1997). El primer modelo de la lista, modelo que explica a los DRGLs mediante una inestabilidad en la corteza de una EN, no logró generar las luminosidades esperadas. Éstas eran al menos dos órdenes de magnitud inferiores de las luminosidades observada en los DRGLs. De este modo, se les excluyó como posible modelo para explicar los DRGs.

Finalmente, los 4 modelos restantes sí lograban reproducir las luminosidades de los DRGLs, pero debido a que ninguno tomaba en cuenta la asociación entre los DRGLs y las SNs (ni involucraban estrellas de baja metalicidad, ni tomaban en cuenta a la acreción como mecanismo de extracción de energía), es que no se les consideró como modelos que pudiesen explicar a los DRGLs con asociaciones a SNs.

Un modelo de DRGLs que pueda explicar la conexión con las SNs, que involucre estrellas masivas con baja metalicidad, y que considere la acreción (recordando que éste es el mecanismo más eficiente de extracción de energía), será altamente favorecido como modelo de DRGLs que tengan asociación a una SN. Este modelo es el modelos de las colapsares y se explica a continuación.

### 1.7.2 Colapsar

El modelo de la colapsar fue ideado por primera vez por Woosley (1993) y desarrollado a fondo con simulaciones numéricas 6 años después por MacFadyen & Woosley (1999). Como su nombre lo indica, este modelo se basa en el colapso de una estrella con características especiales. El fin básico es que se acumule una gran cantidad de energía en los polos, y que ésta se libere por completo en unas fracciones de segundo (o segundos), generando así el DRG.

Woosley (1993) planteó por primera vez que el progenitor de una colapsar debía ser una estrella masiva capaz de formar al final de su vida un hoyo negro, con la cual la masa de la estrella inicial quedaba por encima de  $15 M_{\odot}$ , posiblemente una estrella Wolf Rayet (WR). De hecho, tras el estudio numérico de las colapsares de MacFadyen, Woosley & Heger (2001), se mostró que en efecto se necesitaba una estrella cuya masa en la secuencia principal fuese por lo menos de  $20 M_{\odot}$ , confirmado por el estudio numérico de Davies *et al.* (2007). Sin embargo, recientemente Woosley y Heger (2006), concluyeron que inclusive estrellas más ligeras, del orden a  $\approx 15 M_{\odot}$ , son viables (siempre y cuando estén rotando rápidamente, tengan baja metalicidad, y tengan poca pérdida de masa).

Al igual que una SN, durante el colapso del núcleo de la estrella (en nuestro



caso la WR) se crea un objeto compacto (OC). Solo que a diferencia de una SN, la onda de choque de la explosión no logra llevarse todo el material consigo, generando así una SN poco energética que deja atrás un OC recién formado rodeado por una distribución esférica de material. Dicho material, será acretado (por el potencial gravitacional del OC), liberando así su correspondiente energía gravitacional. La Figura 1.24 muestra el esquema de la formación de la colapsar.

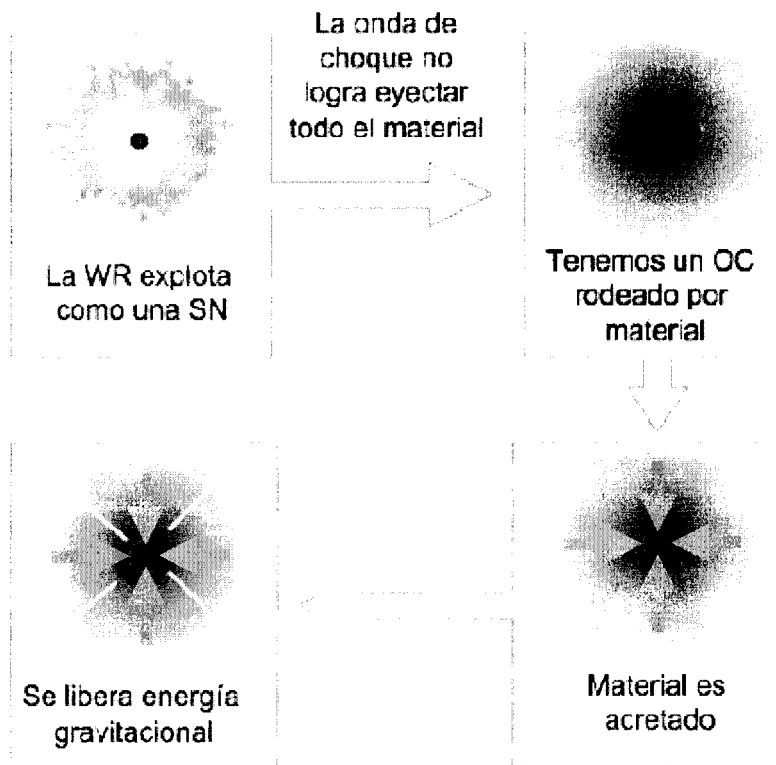


Figura 1.24: Esquema de la formación de una colapsar. Arriba a la izquierda: Explosión de la WR como una SN Ib. Arriba a la derecha: por una deficiente onda de choque se termina con material rodeando al OC. Abajo a la derecha: el material comienza a ser acretado. Abajo a la izquierda: la energía gravitacional es liberada.

Si no existiera rotación, es decir, momento angular igual a cero, entonces la evolución del material sería sencilla. Si éste fuera el caso, el material simplemente se

acretaría radialmente hacia el OC en una escala de tiempo del orden del tiempo de caída libre (Bondi, 1952). Por otro lado, si se tuviera un poco de momento angular, entonces la acreción no será radial sino que se formará un disco de acreción alrededor del OC. Luego, por medio del disco el material será acregado hacia el OC. En ambos casos (con y sin momento angular), el OC acreta gas de la envolvente que lo rodea y de algún modo puede que logre transformar la energía gravitacional correspondiente en un DRGL (Ramirez-Ruiz *et al.*, 2002a).

Es importante mencionar que el modelo de la colapsar logra reproducir las duraciones de los DRGs ( $t \approx 1 - 10$ s), las tasas de acreción esperadas ( $\dot{M} \approx 0.1 - 1 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ ), las luminosidades observadas ( $L \approx 10^{51} - 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$ ), así como la conexión con las SNs tipo Ib (carente de líneas de emisión de H). Esto último debido a que durante la evolución de la WR se pierde la envolvente de H debido a la rápida rotación, baja metalicidad y vientos estelares<sup>17</sup>.

La tasa de acreción, presente en el núcleo estelar de las colapsares, genera que tanto la densidad como la temperatura sean sumamente elevados ( $\rho \sim 10^6 - 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ , y  $T \sim 10^{10} \text{ K}$  respectivamente). Lo anterior, hace a su vez, que se presente un régimen especial en la acreción. Para estas condiciones se tienen nucleones libres, un gas de pares de electrones y positrones (que pueden estar degenerados o no), radiación, y neutrinos. Además, para estas condiciones, la profundidad óptica de los fotones es tal que éstos no logran atravesar la envolvente estelar que los rodea (Chevalier, 1989). Únicamente los neutrinos generados dentro del disco logran atravesar la envolvente estelar y escapar (fenómeno conocido como “híper-acreción”). Es así como en este régimen, el enfriamiento está totalmente dominado por la emisión de los neutrinos y hay que poner especial interés en las reacciones relevantes que los generan. Éstas son: captura y aniquilación de pares; decaimiento plasmónico; y emisión Bremsstrahlung, además vale la pena analizar la fotodisociación –donde aunque no se emitan neutrinos es una reacción relevante para nuestro estudio–. A continuación se explica cada una, para mayor información véase: Rybicki & Lightman (1986), o: Di Matteo, Perna & Narayan (2002).

1. Captura de pares de electrón positrón ( $e^{\pm}$ ). Como su nombre lo indica, corresponde a la emisión de neutrinos electrónicos ( $\nu_e$ ) o antineutrinos electrónicos ( $\bar{\nu}_e$ ), debido a la captura de electrones ( $e^-$ ) o positrones ( $e^+$ ) por nucleones libres.

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e \quad (1.33)$$

$$e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (1.34)$$

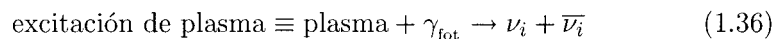
---

<sup>17</sup>Una dato curioso es que en un principio a este fenómeno se le denominó SN “fallida”, sin embargo, el que no hayan logrado eyectar todo el material conlleva a que más tarde se libere una energía comparable o incluso mayor que la de una SN.

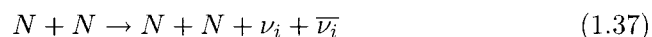
2. Aniquilación de  $e^\pm$ . Cuando un electrón se encuentra con un positrón, éstos se aniquilan y crean un neutrino electrónico, junto con su antineutrino correspondiente.



3. Decaimiento plasmónico. Cuando un fotón excita el plasma, se pueden liberar un neutrino y un antineutrino. Cabe mencionar que para esta reacción se puede generar cualquier neutrino con su respectivo anti-neutrino (ya sea electrónico, muónico o tauónico), y que distinguiremos por  $\nu_i$  y  $\bar{\nu}_i$  respectivamente.



4. Radiación Bremsstrahlung entre nucleón (N) y nucleón. Esta radiación se produce cuando un nucleón es desviado por otro nucleón.



5. Fotodisociación. Ésta se da cuando un elemento es disociado por fotones ( $\gamma_{\text{fot}}$ ). Aunque no se emiten neutrinos, se crean neutrones y protones, que más tarde podrán capturar pares de  $e^\pm$  y con ello producir neutrinos. En nuestro caso los fotones disocian el helio ( ${}^4\text{He}$ ) en neutrones ( $n$ ), y protones ( $p^+$ ).



En nuestro caso el decaimiento de plasmón y la radiación Bremsstrahlung entre nucleón y nucleón pueden ser ignorados debido a que sus tasas de reacción son al menos 100 veces menores que el resto.

### 1.7.3 Distribución de momento angular dentro de una colapsar.

Aunque ha habido gran cantidad de estudios sobre la distribución del momento angular ( $J$ ), ésta sigue sin estar bien resuelta dentro de las estrellas. El momento angular mínimo crítico ( $J_{\text{crit}}$ ) para formar un disco de acreción alrededor de un objeto compacto es aproximadamente el radio de la última órbita estable circular ( $r_{\text{isco}} = 3r_s$ ) multiplicado por la velocidad de las partículas en ese radio, que es prácticamente la velocidad de la luz. De este modo, el  $J_{\text{crit}}$  para un HN de  $1 M_\odot$  es aproximadamente:

$$J_{\text{crit}} = r_{\text{isco}} \times v(r_{\text{isco}}) = r_{\text{isco}} \times c = 3r_s \times c = \frac{6GM_{\text{HN}}}{c} \approx 1 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (1.39)$$

Cabe destacar, que el valor real del momento angular crítico, para formar o no un disco de acreción, es:  $J_{\text{crit}} = 2r_s \times c$  (MacFadyen & Woosley, 1999). Cálculo que se

obtuvo a partir de simulaciones numéricas, y que se asemeja mucho al cálculo de la Ecuación 1.39.

Sin embargo, los estudios previos sobre acreción a un HN asumen que la distribución de momento angular está muy por debajo del valor crítico, o por el contrario que está muy por encima del valor crítico. Para los estudios donde se toma  $J \ll J_{\text{crit}}$  - correspondientes a estudios muy simplificados de acreción hacia un HN (Bondi, 1952; Wilson, 1972; Hawley *et al.*, 1984; Chen *et al.*, 1997; Igumenshchev & Beloborodov, 1997; Beloborodov & Illarionov, 2001) o sobre la evolución estelar de estrellas masivas (Woosley & Heger, 2006)- el flujo resulta ser cuasi-radial, con lo cual, independientemente de la tasa de acreción la mayoría del material es acretado directamente (por medio de la advección) hacia el HN. De este modo, la eficiencia con la que el material acretante es convertido en energía radiada fuera del HN es sumamente baja, generando así una luminosidad muy por debajo de las luminosidades observadas en los DRGs ( $L \ll 10^{52} \text{erg s}^{-1}$ ). Por el otro lado, el resto de los estudios de acreción hacia un HN -estudios de colapsares, o inclusive sobre flujos cuyo enfriamiento está dominado por la emisión de neutrinos (MacFadyen & Woosley, 1999; Popham, Woosley & Fryer, 1999; Heger *et al.*, 2000; Narayan, Piran & Kumar, 2001; Proga & Begelman, 2003a,b; Proga, 2003; Proga, MacFadyen, Armitage & Begelman, 2003)- han utilizado distribuciones del momento angular con valores notablemente por encima de  $J_{\text{crit}}$ , de modo que el límite de  $J \approx J_{\text{crit}}$  queda sin estudiarse a fondo. Cabe mencionar que asombrosamente, también hay un valor máximo para  $J$ . Resulta que si  $J$  es demasiado grande entonces el disco de acreción se formará demasiado lejos del HN, de modo que la energía de enlace no se puede disipar eficientemente en forma de neutrinos (MacFadyen & Woosley, 1999; Lee & Ramirez-Ruiz, 2002) con lo cual la producción se un DRG vía el modleo de la bola de fuego (ver la sección § 1.6), no sería posible.

## Capítulo 2

# Hidrodinámica

En este capítulo se describirán las ecuaciones de la hidrodinámica (HD)<sup>1</sup> de Navier Stokes, y se discutirá detalladamente el modo en que se resuelven numéricamente mediante el método Lagrangeano SPH (por las siglas en inglés de “Smooth Particle Hydrodynamics”) ideado por Gingold y Monaghan en 1977, e independientemente por Lucy en el mismo año. Estas ecuaciones son las que se resolverán en las simulaciones numéricas realizadas en este trabajo, por lo tanto, su descripción es importante para la comprensión del fenómeno de acreción dentro de un colapsar.

### 2.1 Ecuaciones de la Hidrodinámica

Las ecuaciones que describen la dinámica de los flujos se basan en la conservación de masa (conocida como la ecuación de continuidad), momentos y energía. Al conjunto de estas ecuaciones se les nombra como “Ecuaciones de Euler”. A continuación se muestran dichas ecuaciones (continuidad, momentos, y energía, respectivamente):

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{d\rho \vec{u}}{dt} + \nabla \cdot [(\rho \vec{u}) \otimes \vec{u}] + \nabla P = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{dE}{dt} + \nabla \cdot [\vec{u}(E + P)] = 0 \quad (2.3)$$

---

<sup>1</sup>Para que en una colapsar la contribución de la energía magnética sea comparable con la rotacional, se necesitaría tener campos magnéticos mayores a  $10^{10}$  Gauss, situación que pocos objetos, como el caso de las magnetares, logran cumplir. Por lo anterior, en este estudio no se tomaron en cuenta los campos magnéticos.

donde  $\rho$  es la densidad por unidad de masa,  $\vec{u}$  el vector velocidad ( $u, v, w$ ),  $P$  la presión y  $E$  la energía total, ambas por unidad de masa ( $\text{erg g}^{-1}$ ). La energía total a su vez es la suma de la energía interna y la energía cinética:

$$E = u_{\text{int}} + \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \quad (2.4)$$

con  $u_{\text{int}}$  la energía interna por unidad de masa.

Las ecuaciones anteriores están escritas de forma conservativa, esto significa que las derivadas espaciales son derivadas de flujos ( $[\rho \vec{u}]$ ,  $[E \vec{u}]$ ,  $[P \vec{u}]$ ). Resulta que si las ecuaciones están escritas de esta manera, se conserva mejor la masa y la energía a la hora de ser diferenciadas numéricamente.

Es fácil notar que las ecuaciones previas (2.2-2.3), no toman en cuenta la atracción gravitacional, ni efectos viscosos por mencionar otros fenómenos o fuerzas externas (por ejemplo el campo magnético). Si se toman en cuenta los efectos viscosos y la atracción gravitacional, se tienen las ecuaciones de “Navier-Stokes”. Éstas se muestran a continuación (continuidad, momentos, y energía respectivamente).

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{d\rho \vec{u}}{dt} + \nabla \cdot [(\rho \vec{u}) \otimes \vec{u}] + \nabla P = \rho \cdot F_g + Q_{\text{visc}}^{\text{mom}} \quad (2.6)$$

$$\frac{dE}{dt} + \nabla \cdot [\vec{u}(E + P)] = \rho F_g \cdot u + Q_{\text{visc}}^E \quad (2.7)$$

donde  $F_g$  es la fuerza gravitacional,  $Q_{\text{visc}}^{\text{mom}}$  la componente de la viscosidad del momento correspondiente, y  $Q_{\text{visc}}^E$  la componente de la viscosidad en la energía.

La componente de la viscosidad en los momentos, se puede escribir vectorialmente como (tomando en cuenta que  $\nu$  es el coeficiente de viscosidad cinemático):

$$Q_{\text{visc}}^{\text{mom}} = \rho \cdot \nu \nabla^2 \vec{u} \quad (2.8)$$

Que en coordenadas cilíndricas ( $r, \phi, z$ ) se describe del siguiente modo:

$$Q_{\text{visc}}^{\text{mom},r} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{d\tau_{r\phi}}{d\phi} + \frac{d\tau_{rz}}{dz} - \frac{\tau_{\phi\phi}}{r} \quad (2.9)$$

$$Q_{\text{visc}}^{\text{mom},\phi} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_{r\phi}) + \frac{1}{r} \frac{d\tau_{\phi\phi}}{d\phi} + \frac{d\tau_{\phi z}}{dz} + \frac{\tau_{r\phi}}{r} \quad (2.10)$$

$$Q_{\text{visc}}^{\text{mom},z} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_{zr}) + \frac{1}{r} \frac{d\tau_{z\phi}}{d\phi} + \frac{d\tau_{zz}}{dz} \quad (2.11)$$

donde las  $\tau_{ii}$  son las componentes del tensor de esfuerzos de la viscosidad. Éstas a su vez son:

$$\tau_{rr} = 2\rho\nu \left( \left[ \frac{du_r}{dr} \right] - \frac{1}{3} \nabla \cdot \vec{u} \right) \quad (2.12)$$

$$\tau_{\phi\phi} = 2\rho\nu \left( \left[ \frac{1}{r} \frac{du_\phi}{d\phi} + \frac{u_r}{r} \right] - \frac{1}{3} \nabla \cdot \vec{u} \right) \quad (2.13)$$

$$\tau_{zz} = 2\rho\nu \left( \left[ \frac{du_z}{dz} + \frac{u_r}{r} \right] - \frac{1}{3} \nabla \cdot \vec{u} \right) \quad (2.14)$$

$$\tau_{r\phi} = \tau_{\phi r} = \rho\nu \left[ \frac{1}{r} \frac{du_r}{d\phi} + r \frac{d}{dr} \left( \frac{u_\phi}{r} \right) \right] \quad (2.15)$$

$$\tau_{z\phi} = \tau_{\phi z} = \rho\nu \left[ \frac{du_\phi}{dz} + \frac{1}{r} \frac{du_z}{d\phi} \right] \quad (2.16)$$

$$\tau_{zr} = \tau_{rz} = \rho\nu \left[ \frac{du_z}{dr} + \frac{du_r}{dz} \right] \quad (2.17)$$

Por otra parte, la componente energética correspondiente a la viscosidad es:

$$Q_{\text{visc}}^E = 2\rho\nu \left[ \left( \frac{dv_r}{dr} \right)^2 + \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{dv_z}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dv_\phi}{dr} - \frac{v_\phi}{r} \right) \right. \\ \left. + \left( \frac{dv_\phi}{dz} \right) + \left( \frac{dv_z}{dr} + \frac{v_r}{z} \right) - \frac{1}{3} (\nabla \cdot u)^2 \right]$$

Es preciso dejar claro que tanto en las ecuaciones de Euler, como en las de Navier-Stokes, se tiene una ecuación menos que el número de variables que se quieren resolver. De este modo, para poder resolver el conjunto de ecuaciones, es necesario tener una ecuación más, esto es, hace falta especificar la ecuación de estado ( $P = P[\rho, T]$ ).

## 2.2 SPH

El modo estándar en que se resuelven las ecuaciones de la HD tiene como base definir las variables del flujo en una malla espacial regular. Al utilizar una malla fija se suelen calcular las derivadas en los vértices de la malla (a partir de métodos de diferencias finitas o de volúmenes finitos). Aunque también existen códigos que calculan las derivadas en el centro (o incluso sobre los bordes) de las cuadrículas de la malla.

En muchos de los problemas astrofísicos que se desean resolver numéricamente (entre ellos el de la colapsar), se tienen cambios en la escala espacial y en la densidad de varios órdenes de magnitud. Así, la adaptatividad a los gradientes (dentro de las simulaciones), es un ingrediente esencial que suele estar ausente en los códigos de malla fija. Otro problema que los códigos de malla fija suelen enfrentar, es que no logran resolver adecuadamente las asimetrías, debido a que en ellas se suele generar una cantidad sustancial de difusión numérica <sup>2</sup>

Debido a la problemática previa de los códigos de malla fija, es que se buscaron otros tipos de acercamiento para la resolución de las ecuaciones de la HD, por ejemplo

<sup>2</sup>La difusión numérica es un error numérico (ya sea por la discretización de las variables o por errores de redondeo), que se presenta en las simulaciones como una viscosidad artificial.

un método en el que no se utilizara la malla fija. En este nuevo método, llamado “Smooth Particle Hydrodynamics” (o SPH por sus siglas en inglés), las variables del flujo son contabilizadas por un sistema de partículas móviles que siguen el movimiento del propio flujo. De este modo, las derivadas en un punto específico son evaluadas mediante una interpolación de las partículas vecinas de la región en el cual se quiere calcular la diferencia. Por su diseño este método se adapta automáticamente a los gradientes y logra resolver sin problemas fenómenos asimétricos.

El método SPH fue desarrollado por Gingold & Monaghan (1977), e independientemente el mismo año por Lucy (1977). Las características del SPH son que es un método Lagrangeano (esto es que las coordenadas se mueven junto con el flujo), y que los gradientes espaciales se pueden calcular sin la necesidad de una malla, ver Monaghan (1992) para una extensa revisión.

El SPH se ha utilizado en numerosos problemas astrofísicos como explosiones de SN u otros fenómenos que involucran ondas de choque (Gingold & Monaghan, 1983; Lattanzio *et al.*, 1985; Hernquist & Katz, 1989), estudios de estrellas binarias (Gingold & Monaghan, 1978), colisiones estelares (Gingold & Monaghan, 1979; Benz & Hills, 1987; Goodman & Hernquist, 1991), convección dentro de las estrellas (Benz & Thielemann, 1990), fragmentación de nubes moleculares (Keto & Lattanzio, 1989; Nagasawa *et al.*, 1988; Monaghan & Varnas, 1988), estudios de discos y anillos (Zurek & Benz, 1986; Artymowicz *et al.*, 1991), jets (Coleman & Bicknell, 1985, 1988), dinámica debida a los efectos de hoyos negros (Bicknell & Gingold, 1983; Evans & Kochanek, 1989; Lee & Kluźniak, 1999; Lee, 2000), oscilaciones cuasiperiodicas (Lee *et al.*, 2004; Rubio-Herrera & Lee, 2005), y muchos otros problemas más.

Debido a su naturaleza Lagrangeana, el SPH tiene claras ventajas sobre otros códigos numéricos HD, puesto que concentra los elementos numéricos (partículas) donde el flujo se encuentra, sin dejar espacios libres (como suele pasar en las mallas fijas), mejorando la eficiencia numérica en las simulaciones numéricas. Debido a que el sistema de coordenadas evoluciona junto con el flujo la advección y la turbulencia se resuelven fácilmente sin la necesidad de meter mayor resolución en estas zonas en específico. Sin embargo, como todo código numérico, no logra resolver todos los problemas. La suposición más grave consiste en que al tener que encontrar y construir las listas de los vecinos de cada partícula, se puede perder tiempo y hacer que el código tarde mucho. Sin embargo, parecido a las aproximaciones numéricas que se utilizan en los códigos de N-cuerpos para el cálculo de la fuerza gravitacional en cada punto, se tienen técnicas para llevar a cabo este cálculo de modo eficiente. Otro problema es que el SPH no resuelve bien las zonas donde se tienen ondas de choque. Para solucionar esto, se insertó una viscosidad numérica variable que reprodujera los mismos efectos que las ondas de choques, sin embargo, los resultados no son perfectos.

La base del SPH es calcular la cantidad que denominaremos “ $A$ ”, en el punto “ $r$ ” —esto es:  $A = A(r)$ —, a partir de la ayuda de la delta de Dirac ( $\delta$ ), como se muestra



a continuación (Monaghan, 1992):

$$A(r) = \int A(r') \delta(|r - r'|) dV' \quad (2.18)$$

con  $dV$  el elemento de volumen  $dV = dr \sen\theta d\theta d\phi$

Aproximando la delta de Dirac con un kernel ( $W$ ), el cual está normalizado y contiene una longitud característica  $h$ , como se muestra continuación:

$$\int W(|r - r'|, h) dV' = 1 \quad (2.19)$$

Con lo cual, sustituyendo el kernel  $W$  (Ecuación 2.19) en vez de la delta de Dirac en la Ecuación 2.18, se tiene:

$$A(r) = \int A(r') W(|r - r'|, h) dV' \quad (2.20)$$

Ahora, si en la Ecuación 2.20, multiplicamos y dividimos por la densidad  $\rho$ , obtenemos:

$$A(r) = \int \frac{A(r')}{\rho(r')} W(|r - r'|) \rho(r') dV' \quad (2.21)$$

Así, finalmente, reemplazando la integral por una suma y reconociendo que  $\rho \cdot dV$  es el elemento de masa ( $m$ ), entonces la Ecuación 2.21 se convierte en:

$$A(r) \approx \sum_{b=1}^N m_b \frac{A_b}{\rho_b} W(|r - r_b|, h) \quad (2.22)$$

donde el subíndice  $b$  se refiere a la variable evaluada en la posición de la partícula  $b$  ( $r = r_b$ ).

Sustituyendo la densidad en vez de la  $A(r)$  en la Ecuación 2.22, el cálculo de la densidad se lleva a cabo del siguiente modo:

$$\rho_i(\vec{r}) = \sum_{b=1}^N m_b W(|\vec{r} - \vec{r}_b|, h) \quad (2.23)$$

Uno creería que el las primeras derivadas (o gradientes), se llevarían a cabo trivialmente del siguiente modo:

$$\nabla A(r) = \frac{dA(r)}{dr} \approx \sum_{b=1}^N m_b \frac{A_b}{\rho_b} \nabla W(|r - r_b|, h) \quad (2.24)$$

Sin embargo, esta forma para calcular los gradientes no garantiza la conservación de los momentos en las simulaciones numéricas. Para garantizar la conservación de los momentos hacemos lo siguiente:

Por regla de la cadena,  $\nabla(A/\rho)$  se puede escribir como:

$$\nabla\left(\frac{A}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho}\nabla A - \frac{A}{\rho^2}\nabla\rho \quad (2.25)$$

Entonces, despejando  $\nabla A$  de la ecuación anterior obtenemos:

$$\nabla A(r) = \rho \left[ \frac{A}{\rho^2}\nabla\rho + \nabla\left(\frac{A}{\rho}\right) \right] \quad (2.26)$$

La cual (mediante la Ecuación 2.24), se rescribe como:

$$\nabla A(r) \approx \rho \sum_{b=1}^N m_b \left( \frac{A}{\rho^2} + \frac{A_b}{\rho_b^2} \right) \nabla W(|r - r_b|, h) \quad (2.27)$$

Análogamente a la Ecuación 2.27, la divergencia y el rotacional de un vector, se calculan del siguiente modo:

$$\nabla \cdot A(r) \approx \rho \sum_{b=1}^N m_b \left( \frac{A}{\rho^2} + \frac{A_b}{\rho_b^2} \right) \cdot \nabla W(|r - r_b|, h) \quad (2.28)$$

$$\nabla \times A(r) \approx \rho \sum_{b=1}^N m_b \left( \frac{A}{\rho^2} + \frac{A_b}{\rho_b^2} \right) \times \nabla W(|r - r_b|, h) \quad (2.29)$$

En todo momento se ha estado utilizando el kernel  $W$ , el cual en ningún momento se ha especificado su forma funcional. La realidad es que se tiene una gran variedad de kernels, sin embargo, unos son más estables y convergen antes que otros. En nuestro código, se utilizará el siguiente kernel (que es estable y converge rápido a la solución):

$$W(r, h) = \frac{10}{14\pi^2 h^2 r} \left( 1 - \frac{3}{2} \left( \frac{r}{h} \right)^2 + \frac{3}{4} \left( \frac{r}{h} \right)^3 \right) \quad ; \text{si } 0 \leq \frac{r}{h} < 1 \quad (2.30)$$

$$W(r, h) = \frac{10}{14\pi^2 h^2 r} \left( 2 - \left( \frac{r}{h} \right) \right)^3 / 4 \quad ; \text{si } 1 \leq \frac{r}{h} < 2 \quad (2.31)$$

$$W(r, h) = 0 \quad ; \text{si } \frac{r}{h} \geq 2 \quad (2.32)$$

Tomando en cuenta que  $R$  es el radio esférico,  $r$  el radio cilíndrico,  $z$  la altura,  $v_r$ ,  $v_z$ ,  $v_\phi$  las componentes del vector velocidad,  $P$  la presión,  $\rho$  la densidad,  $u$  la energía interna por unidad de masa,  $\mathbf{v}$  el vector velocidad,  $T$  la temperatura,  $s$  la entropía,  $G$  la constante de gravitación,  $M$  la masa del objeto central, y  $t_{ij}$  la componente  $ij$  del tensor de esfuerzos, las ecuaciones de continuidad, movimiento y energía que se resolverán en el código SPH serán las siguientes:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (v_a - v_b) \cdot \frac{d}{dr_a} W(|r_a - r_b|, h) \quad (2.33)$$

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{G M_{\text{HN}} r}{R^3} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{dt_{rr}}{dr} + \frac{t_{rr}}{r} + \frac{dt_{rz}}{dz} \right) + \left( \frac{dv_r}{dt} \right)_{\text{art}} \quad (2.34)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} - \frac{G M_{\text{HN}} z}{R^3} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{dt_{zr}}{dr} + \frac{t_{zr}}{r} + \frac{dt_{zz}}{dz} \right) + \left( \frac{dv_z}{dt} \right)_{\text{art}} \quad (2.35)$$

$$\frac{dv_\phi}{dt} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{2t_{\phi r}}{r} + \frac{dt_{\phi r}}{dr} + \frac{dt_{\phi z}}{dz} \right) \quad (2.36)$$

$$\frac{du}{dt} = - \left( \frac{P}{\rho} \right) \nabla \cdot \mathbf{v} + T \frac{ds}{dt} - L_{\text{perdida}} \quad (2.37)$$

donde  $L_{\text{perdida}}$  es la pérdida de energía, y  $(dv_r/dt)_{\text{art}}$  junto con  $(dv_z/dt)_{\text{art}}$  son las modificaciones a las velocidades correspondientes debido a la viscosidad artificial, generada a su vez por la difusión numérica<sup>3</sup>. Para solucionar esto, se incorporaron nuevas variables artificiales, mediante las cuales se aproxima la onda de choque por una entrefase difusa que si es resuelta por el código numérico. La contribución de las velocidades y de la energía por el calentamiento artificial están dados por:

$$\left( \frac{dv_i}{dt} \right)_{\text{art}} = - \sum m_j \Pi_{ij} \nabla W_{ij} \quad (2.38)$$

$$\left( T \frac{ds}{dt} \right)_{\text{i,art}} = \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} m_j \Pi_{ij} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (2.39)$$

En el cual:

$$\Pi_{ij} = \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \left( -\alpha_b \mu_{ij} + \beta_b \mu_{ij}^2 \right) \quad (2.40)$$

Con  $\alpha_b \approx 1$ ,  $\beta_b \approx 1$  y  $\mu_{ij} = 0$  si  $(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) > 0$ , de lo contrario:

$$\mu_{ij} = \frac{(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2/h) + \eta_p^2} \frac{f_1 + f_2}{2c_{\text{son}}} \quad (2.41)$$

donde  $c_{\text{son}}$  es la velocidad del sonido de la partícula  $i$ ,  $\eta_p \approx 10^{-4}$ , y<sup>4</sup>:

$$f_i = \frac{|\nabla \cdot \mathbf{v}|_i}{|\nabla \cdot \mathbf{v}|_i + |\nabla \times \mathbf{v}|_i + \eta_p} \quad (2.42)$$

<sup>3</sup>Dicha difusión se debe a que las ondas de choque se manifiestan como una delta de Dirac (tanto en la densidad como en la temperatura), y no logran ser resueltas completamente por los códigos numéricos.

<sup>4</sup> $\eta_p$  evita la divergencia de  $f_i$ .



# Capítulo 3

## Antecedentes históricos.

Para entender la importancia de este proyecto con respecto al estudio de los DRGs, es importante considerar los trabajos previos más importantes que se han hecho con respecto a las simulaciones de las colapsares. Para esto, primero se tienen que discutir tres casos de soluciones analíticas y clásicas dentro de la acreción: la solución hidrodinámica de Bondi (1952); la solución para una nube con rotación de Ulrich (1976); y la solución de un disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973). Mas adelante se discutirá el modelo de las colapsares de MacFadyen & Woosley (1999), así como los estudios de discos de acreción estacionarios que se enfrían por la emisión de neutrinos. Por último, se mencionarán los estudios numéricos más recientes de las colapsares en dos o tres dimensiones, explicando los resultados principales además de las simplificaciones que se tomaron en cuenta.

### 3.1 Soluciones clásicas de acreción.

La manera en la cual cae gas hacia un objeto gravitacional compacto puede ocurrir de diversas formas. Sin embargo, únicamente se conocen tres soluciones analíticas a los problemas de acreción. El caso más sencillo es la acreción hidrodinámica radial (también conocida como acreción de Bondi); la acreción cuasi-radial no hidrodinámica; y Por último, la acreción en un disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973).

#### 3.1.1 Solución hidrodinámica de un flujo radial; Bondi (1952).

En 1952, Herman Bondi dedujo analíticamente las soluciones (estables) de la tasa de acreción ( $\dot{M}$ ), la densidad ( $\rho$ ), y la velocidad radial ( $v_R$ ), además de la ubicación del radio sónico ( $r_{\text{son}}$ ), para el caso de acreción hidrodinámica radial. En la Figura 3.1 se muestra la distribución de la densidad, y de la velocidad radial, para un gas adiabático  $P = (\gamma_c - 1) u_{\text{int}}$  con  $\gamma_c = 5/3$  (donde  $u_{\text{int}}$  es la energía interna por unidad de volumen). Es importante mencionar que dichas soluciones están únicamente en

función de la masa del objeto central ( $M$ ), así como de la densidad y la velocidad en infinito ( $\rho_\infty$  y  $c_\infty$  respectivamente).

La ecuación de la continuidad (véase la sección § 2.1), para un flujo únicamente dependiente del radio esférico ( $R$ ), se reduce a:

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} (R^2 \rho v) = 0 \quad (3.1)$$

La cual al integrarse da:  $R^2 \rho v = \text{cte}$ , donde la constante de proporcionalidad se relaciona con la tasa de acreción ( $\dot{M}$ ), de modo tal que tenemos:

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho v \quad (3.2)$$

En las ecuaciones de Euler, la única fuerza externa que se tiene, es una fuerza radial ( $F_R$ ) debida a la gravedad del HN central.

$$F_R = -\frac{GM}{R^2} \quad (3.3)$$

Con lo cual en la ecuación de Euler de momento (agregando la fuerza externa  $F_R$  a la derecha de la igualdad), se tiene:

$$v \frac{dv}{dR} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dR} + \frac{GM}{R^2} = 0 \quad (3.4)$$

Como la presión es función de la densidad  $P = P(\rho)$ , entonces por regla de la cadena, y utilizando la definición de la velocidad del sonido,  $c_s^2 = dP/d\rho$ , el segundo término de la ecuación previa se puede describir como:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dR} = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{dR} = \frac{1}{\rho} c_s^2 \frac{d\rho}{dR} \quad (3.5)$$

Por otro lado, si a la Ecuación 3.1 se le deriva por partes se obtiene:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dR} = -\frac{1}{v} \frac{d(R^2 v)}{dR} \quad (3.6)$$

Con lo cuál, la Ecuación 3.5, finalmente queda:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dR} = -c_s^2 \frac{1}{v} \frac{d(R^2 v)}{dR} \quad (3.7)$$

Así, sustituyendo la ecuación previa en la Ecuación 3.4 se obtiene la ecuación de Euler para un flujo radial:

$$v \frac{dv}{dR} - c_s^2 \frac{1}{v} \frac{d(R^2 v)}{dR} + \frac{GM}{R^2} = 0 \quad (3.8)$$

Cabe mencionar que para las ecuaciones anteriores se tienen 4 familias de soluciones. Estas son: el flujo que empieza subsónica y siempre se queda subsónico; la que empieza supersónica y permanece siempre así; la solución que empieza supersónica y termina subsónica; y la que comienza subsónica y se transforma en supersónica. Debido a que nuestro material que inicia desde infinito comienza en reposo y en alguna parte de su trayectoria el material se vuelve supersónico, entonces las primeras tres soluciones quedan descartadas y se requiere de un punto en donde el flujo pase de ser subsónico a supersónico, punto conocido como punto sónico ( $R_{\text{sonico}}$ ). Incorporando las condiciones a la frontera de esta última solución, e integrando la Ecuación 3.4, se tiene:

$$\frac{v^2}{2} + \int \frac{dP}{\rho} - \frac{GM}{R} = \text{cte} \quad (3.9)$$

la cual integrando y utilizando la ecuación de estado de un polítopo ( $P = K\rho^{\gamma_c}$ ) nos da:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{K\gamma_c}{(\gamma_c - 1)}\rho^{(\gamma_c-1)} - \frac{GM}{R} = \text{cte} \quad (3.10)$$

Pero como  $K\gamma_c\rho^{(\gamma_c-1)} = dP/d\rho \equiv c_s^2$ , entonces se obtiene:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{(\gamma_c - 1)} - \frac{GM}{R} = \text{cte} \quad (3.11)$$

Donde la constante es:  $\text{cte} = \frac{c_s(\infty)^2}{(\gamma_c-1)}$ , con  $c_s(\infty)$  la velocidad del sonido en infinito. De este modo, reescribiendo la ecuación previa, se obtiene la integral de Bernoulli:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{(\gamma_c - 1)} - \frac{GM}{R} = \frac{c_s(\infty)^2}{(\gamma_c - 1)} \quad (3.12)$$

Si se deriva por partes la Ecuación 3.1, se puede reescribir como:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dR} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dR} + \frac{2}{R} = 0 \quad (3.13)$$

De igual modo, derivando por partes la ecuación de momento de Euler 3.4, ésta se puede reescribir como:

$$v \frac{dv}{dR} + \frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dR} + \frac{GM}{R^2} = 0 \quad (3.14)$$

Resolviendo las ecuaciones 3.13 y 3.14, para  $\rho$  y  $v$ , se obtienen las siguientes soluciones:

$$\frac{dv}{dR} = \frac{D_1}{D} \quad (3.15)$$

$$\frac{d\rho}{dR} = \frac{D_2}{D} \quad (3.16)$$

Con:

$$D_1 = \frac{(2c_s^2/R) - (GM/R^2)}{\rho} \quad (3.17)$$

$$D_2 = \frac{(2v^2/R) - (GM/R^2)}{v} \quad (3.18)$$

$$D = \frac{v^2 - c_s^2}{v \rho} \quad (3.19)$$

A partir de la condición del punto sónico ( $v^2 [R = R_{\text{sonico}}] = c_s^2 [R = R_{\text{sonico}}]$ ), se obtiene:

$$D_1 (R_{\text{sonico}}) = D_2 (R_{\text{sonico}}) = D (R_{\text{sonico}}) = 0 \quad (3.20)$$

Luego, mediante las ecuaciones 3.17 y 3.20, se encuentra que en el radio sónico es:

$$v (R_{\text{sonico}})^2 = c_s (R_{\text{sonico}})^2 = \frac{1}{2} \frac{GM}{R_{\text{sonico}}} \quad (3.21)$$

Combinando la ecuación previa con la Ecuación 3.12 se tiene:

$$v (R_{\text{sonico}})^2 = c_s (R_{\text{sonico}})^2 = \left( \frac{2}{5 - 3\gamma_c} \right) c_s (\infty)^2 \quad (3.22)$$

$$R_{\text{sonico}} = \left( \frac{5 - 3\gamma_c}{4} \right) \frac{GM}{c_s (\infty)^2} \quad (3.23)$$

Por otro lado, tomando en la ecuación de continuidad (Ecuación 3.2), se puede obtener:

$$\rho = \rho_\infty \left( \frac{c_s}{c_s (\infty)} \right)^{2/(\gamma_c - 1)} \quad (3.24)$$

Finalmente, sustituyendo la ecuación anterior, así como las soluciones dadas en 3.22 y 3.23, en la tasa de acreción de la Ecuación 3.2, se obtiene la tasa de acreción para un flujo radial:

$$\dot{M} = 4\pi R_{\text{sonico}}^2 \rho (\infty) v (R_{\text{sonico}}) \left( \frac{c_s (R_{\text{sonico}})}{c_s (\infty)} \right)^{2/(\gamma_c - 1)} \quad (3.25)$$

Cabe destacar que para  $R < R_{\text{sonico}}$  el flujo es prácticamente balístico, con lo cual la distribución de la velocidad, densidad y temperatura se aproximan mucho a las de caída libre:

$$v \approx v_{ff} \equiv \left( \frac{2GM}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

$$\rho \approx \rho (R_{\text{sonico}}) \left( \frac{R_{\text{sonico}}}{R} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.27)$$



$$T \approx T(R_{\text{sonico}}) \left( \frac{R_{\text{sonico}}}{R} \right)^{\frac{3(\gamma-1)}{2}} \quad (3.28)$$

En la Figura 3.1 se muestra la distribución real de la velocidad y de la densidad para flujos radiales. Cabe mencionar que para estas distribuciones se utilizó  $M_{\text{HN}} = 2 M_{\odot}$ ;  $\rho_{\infty} = 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$  y  $R_{\infty} = 100 r_s$ .

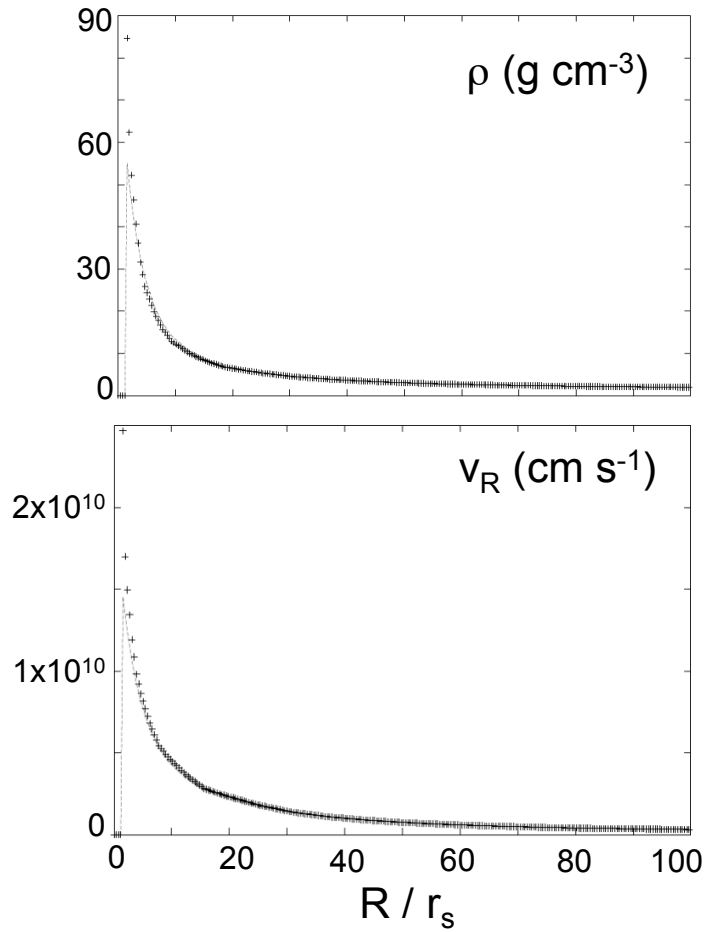


Figura 3.1: Distribución de la densidad y de la velocidad para flujos radiales (utilizando  $M_{\text{HN}} = 2 M_{\odot}$ ;  $\rho_{\infty} = 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$  y  $R_{\infty} = 100 r_s$ ;  $r_s = 5.9 \times 10^5 \text{ cm}$ ).

Sin embargo, no existen sistemas que tengan momento angular nulo, con lo cual, aunque la acreción de Bondi tenga solución analítica, es poco realista y solo funcionará como punto de comparación durante el análisis de la tesis.

### 3.1.2 Solución no hidrodinámica para una nube en rotación; Ulrich (1976).

Ulrich (1976) realizó el primer modelo en el cual se estudió la acreción cuasi-radial no hidrodinámica del flujo de un gas rotante. El gas era acretado por un objeto central (OC) de aproximadamente  $1 M_{\odot}$  con tasa de acreción del orden de  $10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Cabe destacar que el modelo fue desarrollado para explicar el perfil P Cygni que se presenta en estrellas con vientos (véase la Figura 3.2), en específico el perfil presente en las estrellas de tipo T Tauri.

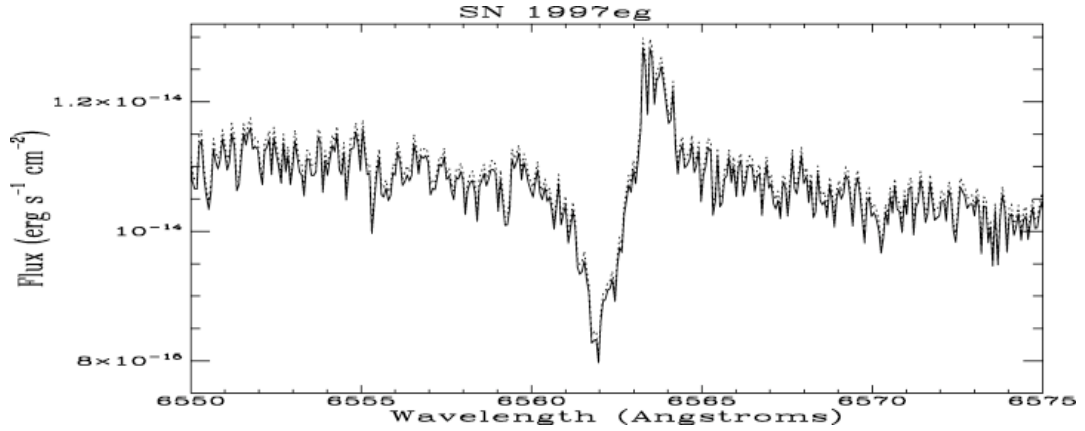


Figura 3.2: Perfil de tipo P Cygni. Este perfil corresponde al perfil presente en la SN II<sub>n</sub> 1997eg (Salamanca *et al.*, 2002)

Sus suposiciones principales fueron: Primero, asumir que las partículas obedecían solamente la fuerza gravitacional del OC; segundo, que los gradientes de presión eran despreciables; tercero, que la energía mecánica inicial era cero —con lo cual las trayectorias eran parábolas—. De este modo, aproximó el movimiento como una caída balística con pequeñas perturbaciones, y asumió que la tasa de acreción se mantenía constante. Asimismo, despreció la autogravedad del gas, además de la viscosidad, y mantuvo la masa del OC constante (para el cual utilizó el potencial clásico Newtoniano).

Debido a que la acreción se da en trayectorias parabólicas (con el OC en uno de los focos), entonces solo la línea de flujo que está justo sobre el eje de rotación (y cuyo momento angular es nulo) termina en la superficie del OC. Con esto, cada partícula

la del hemisferio superior se encontrará con su contraparte del hemisferio inferior –cuyas líneas de flujo son idénticas al ser reflejadas en el plano ecuatorial–, exactamente en el plano ecuatorial (véase la Figura 3.3). De este modo, se formará un disco de acreción de radio  $r_d = J_\infty/GM_{\text{HN}}$ , donde  $J_\infty$  es el momento angular específico máximo en infinito.

Cabe mencionar que la componente vertical de la velocidad (respecto al disco) de todas las partículas se anula después de la interacción (en la cual se forma el disco de acreción). De este modo, la única componente de la energía cinética que sobrevive en las partículas tras la colisión, está sobre el plano del disco, y debido a que el momento angular de cada partícula se conserva, entonces las partículas en el ecuador comienzan a girar alrededor del objeto central. Sin embargo, Ulrich (1976) solo estudió la formación del disco de acreción y no la acreción hacia el objeto central que se da dentro del mismo disco.

### 3.1.3 Solución de la acreción en un disco delgado; Shakura & Sunyaev (1973).

Si la presión dentro de un disco de acreción es pequeña, entonces se tiene que las partículas dentro del disco rotan muy parecido a la rotación kepleriana, para la cual la velocidad angular ( $\Omega$ ) disminuye conforme se aleja del centro del disco, esto es:  $\Omega(R) \approx \Omega_K \sim R^{-1.5}$ . Así, dentro de un disco de acreción en el cual se tiene una gran cantidad de partículas, las cuales rotan con velocidades angulares distintas (según su posición con respecto al centro del disco), se genera fricción entre anillos de partículas con radios distintos –fenómeno que fue parametrizado por medio de la viscosidad–. Así, se frena a los anillos interiores y con ello se mueve material hacia el centro del disco de acreción, mientras que el momento angular se transporta hacia fuera del mismo.

Es preciso mencionar que se tienen dos tipos de viscosidad, la viscosidad cinemática ( $\nu_{\text{visc}}^{\text{cin}}$ ), y la viscosidad dinámica ( $\nu_{\text{visc}}^{\text{din}}$ ). La relación entre éstas dos es la siguiente:

$$\nu_{\text{visc}}^{\text{din}} = \nu_{\text{visc}}^{\text{cin}} \times \rho \quad (3.29)$$

Posteriormente en este estudio, cuando se mencione a la viscosidad se va a estar refiriendo a la viscosidad cinemática ( $\nu_{\text{visc}} \equiv \nu_{\text{visc}}^{\text{cin}}$ ).

De la teoría cinética se muestra que el coeficiente de viscosidad está dado por el producto del camino libre medio entre colisiones ( $\lambda$ ), y la velocidad térmica de las partículas  $v_T$ . Esto es:

$$\nu_{\text{visc}} = \lambda \cdot v_T \quad (3.30)$$

Shakura & Sunyaev (1973) dedujeron que para un flujo turbulento, la velocidad térmica debía ser del orden de la velocidad del sonido ( $c_{\text{son}}$ ), y que el camino libre

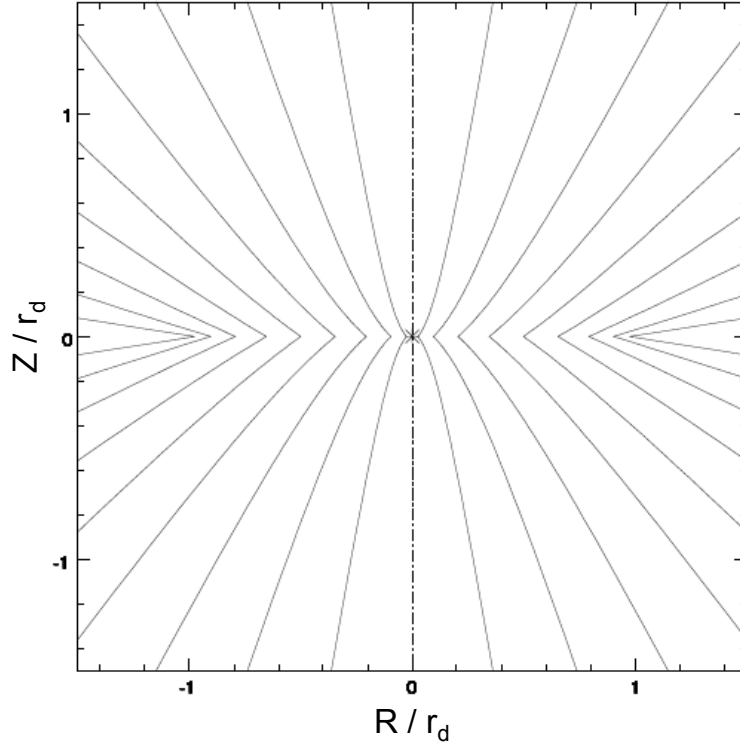


Figura 3.3: Acreción de un gas en rotación hacia un objeto central. Cada línea de flujo colisiona con su contraparte simétrica (con respecto al eje ecuatorial), anulando así la componente vertical al disco de la velocidad de las partículas y dejándolas así rotando sobre el plano ecuatorial alrededor del objeto central. (Mendoza *et al.*, 2004).

medio debía ser menor que el ancho del disco ( $H$ ). Esto es:

$$\nu_{\text{visc}} = \lambda v_T < H c_{\text{son}} \quad (3.31)$$

Con lo cual, introduciendo un un parámetro adimensional ( $\alpha$ ) entre 0 y 1, la viscosidad turbulenta toma la forma siguiente:

$$\nu_{\text{visc}} = \alpha H c_{\text{son}} \quad ; \quad \alpha \in [0 : 1] \quad (3.32)$$

La ventaja de tener un mecanismo de transporte de momento angular dado por la viscosidad es que se pueden encontrar soluciones analíticas para la estructura de los discos de acreción delgados (esto es,  $H \ll R$ , con  $R$  el radio del disco).

Por ejemplo, si consideramos un anillo del disco de acreción (cuyo espesor está dado por  $dr$ , densidad superficial por  $\Sigma = \int \rho dz$ , velocidad radial  $v_r$ ), y suponemos que la acreción del disco se lleva de manera estacionaria  $d/dt = 0$  hacia un objeto compacto central, la tasa de acreción será una constante:

$$\dot{m} = 2\pi r v_r \Sigma \quad (3.33)$$

Donde, la distribución de la densidad superficial está dada por:

$$\Sigma(r) = \frac{\dot{m}}{3\pi\nu_{\text{visc}}} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{oc}}}{r} \right)^{1/2} \right], \quad (3.34)$$

con  $r_{\text{oc}}$  el radio del objeto central acretor (Narayan, Piran & Kumar, 2001).

Cuando un disco de acreción delgado es descrito mediante un único parámetro  $\alpha$  que obedece a la receta dada en la Ecuación 3.33 se dice que el disco es un disco  $\alpha$ .

Hoy en día sabemos que los campos magnéticos, específicamente a través de la inestabilidad magneto rotacional, es el mecanismo responsable del transporte del momento angular (Balbus & Hawley, 1991). Estudios recientes que compararon simulaciones magneto-hidrodinámicas (MHD) con su respectivo caso HD que tomaba en cuenta la viscosidad de Shakura & Sunyaev (1973), mostraron que  $\alpha$  debe estar entre 0.1 y 0.01 para reproducir el comportamiento obtenido con MHD (Balbus & Hawley, 1991; King *et al.*, 2007). Es necesario mencionar que por lo general la  $\alpha$  es asumida como constante sobre espacio y tiempo, lo cual no es necesariamente cierto.

Cabe destacar que para los tres casos de soluciones analíticas, debido a que se hacen muchas simplificaciones se carece de realismo y sirven únicamente como indicadores primarios. Sin embargo, si se quisiera analizar detalladamente la acreción hacia un objeto compacto (dentro del contexto de las colapsares), entonces las simulaciones numéricas son necesarias.

## 3.2 Estudio de la colapsar de MacFadyen & Woosley (1999).

MacFadyen & Woosley (1999) realizaron por vez primera simulaciones numéricas de un colapsar (explicado previamente en la sección § 1.7.2). Para esto, utilizaron un código numérico Euleriano HD en 2D en coordenadas esféricas con simetría axial, llamado “Prometheus”. En éste se tomaba en cuenta la ecuación de estado (EDE) dada por Blinnikov, Dunina-Barkovskaya & Nadyozhin (1996), la cual consideraba un gas compuesto por nucleones, electrones, y positrones, además incluía correcciones electrostáticas, fotodisociación, captura de electrones y enfriamiento por pérdida de neutrinos. Se tomaron en cuenta nueve especies: protones, neutrones, helio, carbono,

oxígeno, neón, magnesio, silicio, y níquel. Cabe destacar, que excepto en las regiones donde la fotodesintegración era importante, se mantenía la composición impuesta en un principio. La suposición que menos se asemeja a la realidad consistía en mantener siempre a la fracción electrónica constante ( $Y_e = 0.5$ ), suposición que además no era consistente con los mecanismos de enfriamiento tomados en cuenta (sobre todo con la captura de pares, aniquilación de pares, y fotodesintegración). Otra simplificación fue que consideraron que el disco era siempre transparente ante los neutrinos, de modo que cualquier neutrino generado lograría salir de la colapsar, suposición que se mostrarán nuestro estudio no correcta, pues el disco es semi-transparente y no todos los neutrinos logran escapar (vease la sección § 4.3). También por simplicidad, y no tener que entrar en el régimen de la relatividad general (RG), utilizaron el potencial pseudo-newtoniano de Paczynsky & Wiita (1980), suposición que no afecta drásticamente los resultados pues el radio interno está relativamente lejos del HN ( $r_{\text{in}} \sim 50$  km). Asimismo, para evitar involucrar campos magnéticos supusieron que el mecanismo de transporte de momento angular era la viscosidad, usando la receta dada por Shakura & Sunyaev (1973). Aquí vale la pena mencionar que se tenía otra simplificación, esto debido a que el tensor de la viscosidad no era calculado enteramente, si no que solo se tomaba en cuenta el término dominante del tensor de la viscosidad ( $\tau_{r\phi}$ ).

En específico, estudiaron la evolución de una estrella rápidamente rotante ( $v_{\text{rot}} = 200$  km s<sup>-1</sup> en el ecuador en la secuencia principal), de  $35 M_{\odot}$  (con un núcleo de He de  $14 M_{\odot}$ ) y de baja metalicidad (1 % solar), modelo llamado 14A. La distribución inicial de la densidad, velocidad radial, momento angular y masa se muestra en la Figura 3.4.

En sus simulaciones utilizaron valores de  $J(\theta)$  muy por encima del valor crítico necesario para formar un disco,  $J_{\text{crit}} \approx 1 \times 10^{16}$  cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>, véase la Figura 3.4. Por otra parte el valor de  $\alpha$  de Shakura & Sunyaev (1973) que se utilizó era 0.01 ó 0.1. La distribución  $J(\theta)$  consistía en que siempre la fuerza centrífuga fuese 0.04 veces el valor de la fuerza gravitacional. De este modo,  $J(\theta)$  oscilaba entre 3 y 20 veces  $J_{\text{crit}}$ . La frontera externa se encontraba en  $R_{\text{out}} = 10^{9.5}$  cm, mientras que la frontera interna se encontraba en 50 km (que para el HN de aproximadamente  $3 M_{\odot}$  correspondía a  $\approx 4 r_s$ ).

A pesar de sus suposiciones y simplificaciones, éste fue un modelo muy exitoso. Esto debido a que incluso los modelos más recientes, que no asumen algunas de sus simplificaciones, se apegan mucho a los resultados dados por este modelo. De hecho, hoy en día se le utiliza como punto de comparación entre los modelos y simulaciones numéricas. Sus resultados principales fueron:

- Para todas sus configuraciones se formó un disco de acreción. Por ejemplo, en la Figura 3.5 se muestra el campo de velocidades del modelo 14A, a  $t=0.751$ s, en el cual se muestra la formación del disco de acreción a lo largo del ecuador.

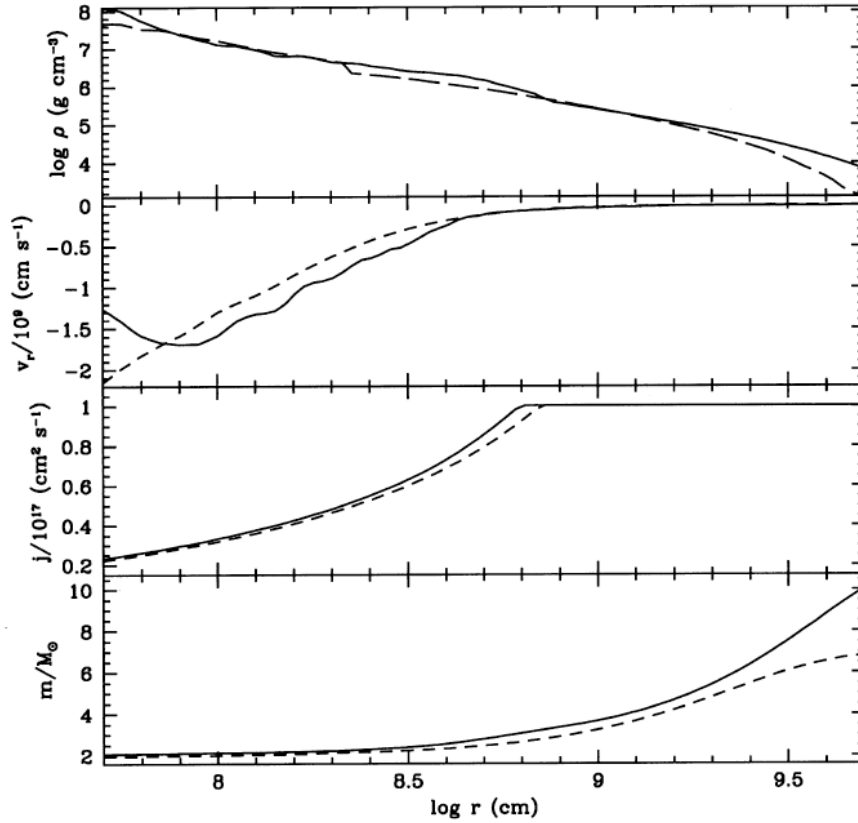


Figura 3.4: Distribución inicial de la densidad ( $\rho$ ); velocidad radial ( $v_r$ ); momento angular ( $j$ ); y masa ( $m$ ), para el modelo 14A de MacFadyen & Woosley (1999).

También se muestran las distribuciones de la densidad, temperatura, velocidad radial, y altura del disco (en comparación con las distribuciones obtenidas mediante el modelo semi-analítico de Popham, Woosley & Fryer (1999) para el mismo modelo (figura 3.6). En la Figura 3.5 es notorio como la mayoría del material era acretado por los polos hacia el hoyo negro con velocidades del orden de  $25,000 \text{ km s}^{-1}$ .

- La densidad cerca del hoyo negro llegó a ser hasta  $\rho \approx 1 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ . Con esto la tasa de acreción hacia el hoyo negro era en promedio  $\dot{M} \approx 0.007 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ , con un  $\pm 30\%$  de variabilidad.

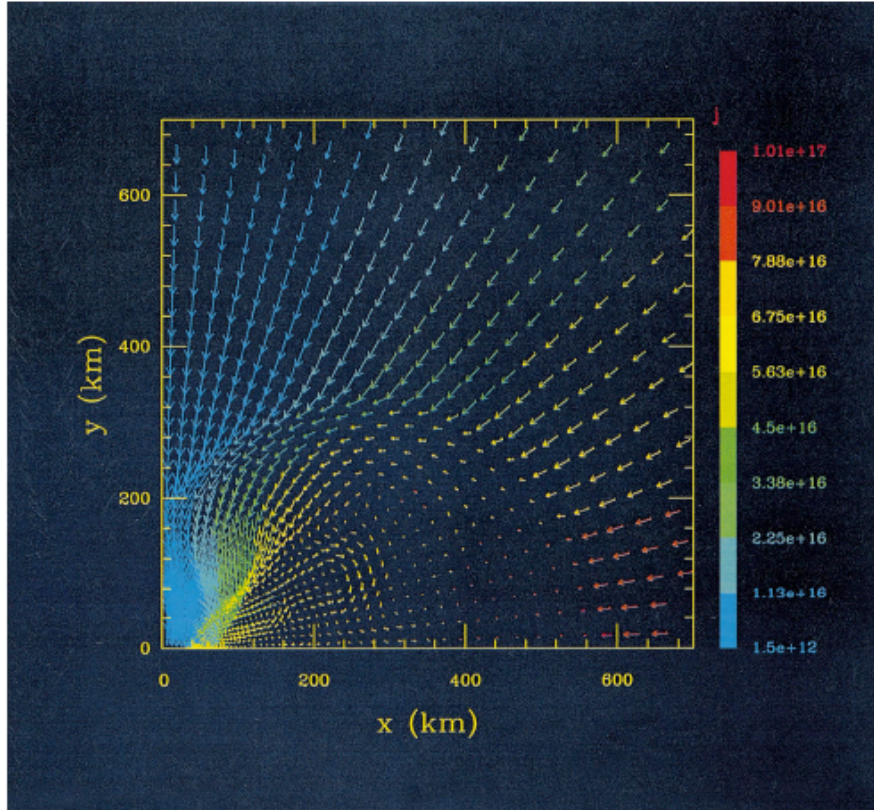


Figura 3.5: Campo de velocidad para el modelo 14A de MacFadyen & Woosley (1999) cuando  $t=0.751s$ . Nótese la formación del disco de acreción en  $r \approx 550km$ . El color de las flechas indica la magnitud de  $J$ . (MacFadyen & Woosley, 1999)

- Para el caso en que el promedio del momento angular era aproximadamente 10 veces  $J_{crit}$ , la energía de aniquilación de neutrinos ( $E_{ann}$ ) depositada en el hoyo negro era:  $E_{ann} \approx (1 - 14) \times 10^{51} \text{erg}$ . Si esta  $E_{ann}$  fuese liberada en pocas décimas de segundo se podría tener una luminosidad muy similar al de los DRGLs.
- Cuando la viscosidad era elevada ( $\alpha = 0.1$ ), se tenía eyección de material entre los  $30^\circ$  y los  $45^\circ$ , en forma de vientos. Estos vientos se formaban debido a la disipación viscosa del propio disco de acreción, su energía cinética alcanzaba los  $10^{51} \text{erg}$ .



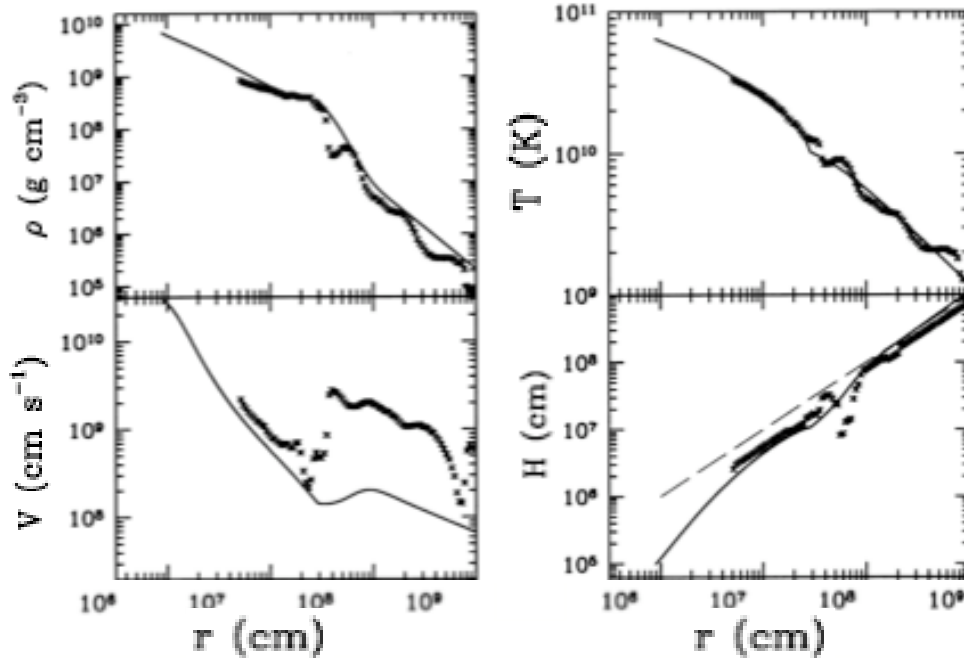


Figura 3.6: Densidad, temperatura, velocidad radial, y altura del disco para el modelo 14A de MacFadyen & Woosley (1999) cuando  $t=0.751s$  (puntos); en comparación con las distribuciones obtenidas con un modelo semi-analítico con  $\dot{M} = 0.1 M_{\odot} s^{-1}$ ,  $M_{\text{HN}} = 3 M_{\odot}$ ,  $a=0$ , y  $\alpha = 0.1$ . (Popham, Woosley & Fryer, 1999)

- Por último, los autores analizaron como la presencia del disco era suficiente para colimar un chorro que saldría eyectado por los polos. Mostraron como el chorro que se creaba en la frontera interna, era capaz de atravesar por completo al colapsar en unos cuantos segundos. En la Figura 3.7 se muestra la distribución de la energía del chorro 0.824 segundos después de su lanzamiento. Para este tiempo el chorro ya había recorrido aproximadamente 7000 km, y su ángulo de apertura era aproximadamente  $10^{\circ}$ .

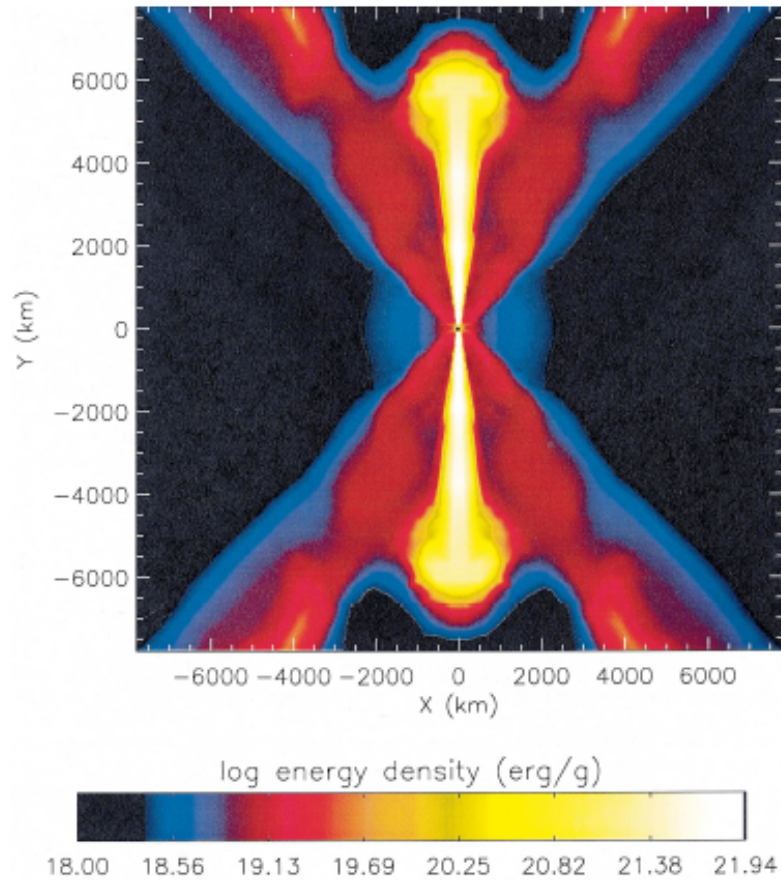


Figura 3.7: Distribución de la densidad de energía de un chorro que ha sido eyectado por los polos y que ha recorrido aproximadamente 7000 km en 0.824s (el ángulo de apertura es aproximadamente  $10^\circ$ ). (MacFadyen & Woosley, 1999)

### 3.3 Discos estacionarios enfriados por neutrinos I; Pop- ham, Woosley & Fryer (1999).

Al mismo tiempo que MacFadyen & Woosley (1999) desarrollaban su estudio; Pop- ham, Woosley & Fryer (1999), realizaron un estudio semi-analítico en la métrica de Kerr (no dependiente del tiempo) de la acreción de material en un disco estacionario hacia un hoyo negro así como la generación de los DRGs.

En su estudio tomaron una ecuación de estado (EDE), que tomaba en cuenta la

contribución de un gas ideal (ya sea H o He), nucleones libres, radiación de cuerpo negro, y una contribución de la presión degenerada (de electrones en el límite relativista). Compararon los resultados obtenidos al utilizar esta EDE con los respectivos resultados al utilizar la EDE de Blinnikov, Dunina-Barkovskaya & Nadyozhin (1996) y mostraron como la presión total de ambos casos difería en menos de 10% (siempre y cuando  $10^7 \leq \rho / (\text{g cm}^{-3}) \leq 10^{11}$ , y  $10^9 \leq T / (\text{K}) \leq 10^{10.9}$ ). Cabe señalar que en la ecuación de la energía sí se incluyeron los mecanismos de enfriamiento debidos a la captura de pares, aniquilación de pares, y fotodesintegración. Por otro lado, el mecanismo de transporte de momento angular era la viscosidad, mediante la receta de Shakura & Sunyaev (1973), y donde al igual que MacFadyen & Woosley (1999) solo se tomó en cuenta el término  $\tau_{r\phi}$  del tensor de la viscosidad.

En todo momento se asumió que el disco de acreción era estable y delgado (en la métrica de Kerr). La condición inicial consistía en que el disco estaba conformado únicamente por He y que era dominado por la advección (ADAF). El momento angular, la densidad, y la velocidad del sonido, tenían las expresiones dadas por Narayan y Yi (1994) para un disco ADAF. La frontera externa estaba muy lejos del HN ( $r_{\text{out}} = 10^9 \text{ cm}$ ), y la frontera interna se ubicó justo fuera del horizonte de eventos ( $r_{\text{in}} = 5 \times 10^6 \text{ cm}$ ).

Las simulaciones estaban determinadas por cuatro parámetros: la masa del HN ( $M_{\text{HN}}$ ), el parámetro de espín del HN ( $a$ ), el parámetro adimensional de la viscosidad ( $\alpha$ ) dada por Shakura & Sunyaev (1973), y la tasa de acreción ( $\dot{M}$ ). Por ejemplo, en la Figura 3.6, se muestran las distribuciones estacionarias de la densidad ( $\rho$ ), temperatura ( $T$ ), velocidad radial ( $V$ ), y la altura del disco ( $H$ ) para el caso en que  $\dot{M} = 0.1 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ ,  $M_{\text{HN}} = 3 M_{\odot}$ ,  $a=0$ , y  $\alpha = 0.1$ .

Uno de los resultados principales de este estudio fue que mostraron como la luminosidad ( $L_{\nu}$ ) escalaba con el valor de  $\alpha$ . Además, para los casos con  $\alpha \geq 0.1$  se obtuvo  $L_{\nu} \sim 1 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$  (muy parecido a las observaciones de los DRGs). También mostraron como la  $L_{\nu}$  escalaba con la rotación del HN. Al comparar dos simulaciones con las mismas características, excepto por la magnitud de la rotación, fue claro como conforme el valor del parámetro de rotación incrementaba, también lo hacía su luminosidad correspondiente.

Otro de sus resultados fue que para  $r > 10^8 \text{ cm}$ , el disco estaba dominado por la advección, era grueso, opaco y no había enfriamiento. Por otra parte, para  $r \leq 10^8 \text{ cm}$  el disco era delgado, y el enfriamiento estaba dominado por la emisión de neutrinos para los cuales el disco era ópticamente delgado (siempre y cuando  $\dot{M} \leq 0.01 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ ).

Por último, determinaron que la eficiencia ( $\epsilon$ ) con la que se podría producir un DRG a partir de la energía acumulada en forma de neutrinos ( $L_{\nu}$ ), era del orden de  $\epsilon \sim 10\%$  para  $\dot{M} > 0.05 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ , mientras que para  $\dot{M} \leq 0.05 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$  era nula.

### 3.4 Discos estacionarios enfriados por neutrinos II; Narayan, Piran & Kumar (2001).

En este estudio, se analizaron analítica y numéricamente<sup>1</sup> los posibles modelos de los discos donde de podrían generar los DRGs, favoreciendo el modelo de las colapsares para los DRGLs. Cabe mencionar que para este estudio los discos con los que se iniciaba en las simulaciones, no habían sido creados tras la evolución de una estrella masiva, sino mediante la fusión de 2 estrellas.

Para esto, los autores utilizaron una EDE que tomaba en cuenta las contribuciones de: un gas ideal (únicamente H), fotones, y electrones relativistas. En todo momento asumieron que se tenía igual cantidad de protones; neutrones; electrónes y positrones ( $e^\pm$ ) –cabe mencionar que no se tomó en cuenta la presión debida a los  $e^\pm$  degenerados–. Por otra parte, solo tomaron en cuenta el enfriamiento debido a la captura de  $e^\pm$  (despreciando el enfriamiento debido a la aniquilación de éstos). Al igual que los estudios previos se asumió que el mecanismo responsable por el transporte del momento angular era la viscosidad, para la cual utilizaron la receta dada por Shakura & Sunyaev (1973) (con  $\alpha \approx 0.01-0.1$ ).

De este modo, dados los valores iniciales de la masa del HN, masa del disco de acreción, la frontera externa, y la  $\alpha$ , compararon las soluciones estacionarias que se obtenían para discos delgados dominados por la advección, por la convección, o por flujos dominados por la emisión de neutrinos.

Los resultados más interesantes fueron los siguientes:

- Para los modelos en los que el disco de acreción era muy grande ( $r \sim 100r_s$ ), dominaba la convección en el disco. Con lo cual, se tenía poco material acretando directamente hacia el HN. Así, su correspondiente  $L_\nu$  (aun con  $\epsilon = 100\%$ ) estaba muy por debajo de la  $L_\nu$  de los DRGs. Basado en lo anterior, modelos cuyo disco de acreción sea muy grande (modelos como la fusión entre un HN y una enana blanca, o la fusión entre un HN y una estrella de He), quedan descartados como progenitores de DRGs.
- Si el disco de acreción era más pequeño ( $r < 100r_s$ ), entonces el disco de acreción estaría dominado por la emisión de neutrinos, con lo cual se acretaría mucho material hacia el HN. Sin embargo, para valores del parámetro  $\alpha$  de la viscosidad del orden de  $\alpha \sim 0.1$  (que es el valor promedio estándar), el tiempo de duración del DRG era menor que una fracción de segundo. De este modo, los modelos cuyo disco de acreción resultante sea pequeño –modelos como la fusión entre dos estrellas de neutrones (EN), y la fusión entre un HN y una EN–, serían capaces de producir DRGs cortos.

---

<sup>1</sup>Simulaciones numéricas en 2D.

- Si el disco acreción era creado por material que quedaba tras una SN que no lograba llevarse todo el material consigo (modelo de la colapsar), para luego ser acretado por el pequeño disco de acreción que se creaba hacia el HN, obteniéndose así la misma energía que para el caso anterior. La gran diferencia de este modelo era que en este caso la escala del tiempo estaba determinada por el tiempo de la caída. De tal modo, si el material caía desde distancias cortas, entonces el tiempo característico del destello sería corto. Por otro lado, si el material caía desde lejos entonces el tiempo característico sería largo. Esto implica que dicho modelo no solo era capaz de generar DRGs cortos sino que también lograba generar DRGs largos.

### 3.5 Flujos con bajo momento angular; Proga *et al.* (2003).

Proga, MacFadyen, Armitage & Begelman (2003), realizaron el primer estudio de una colapsar tomando en cuenta campos magnéticos, con lo cual se prescindió del parámetro variable  $\alpha$  de Shakura & Sunyaev (1973).

Se realizaron simulaciones magnetohidrodinámicas (MHD) con simetría axial y dependientes del tiempo de una colapsar. Esto mediante la utilización del código numérico “Zeus”, desarrollado por Stone y Norman (1992). Zeus fue modificado para que incluyera la EDE deseada, mecanismos de enfriamiento y el potencial de Paczynsky & Wiita (1980). Utilizaron la EDE de Blinnikov, Dunina-Barkovskaya y Nadyozhin (1996), donde se tomaba en cuenta la contribución de un gas ideal, radiación, y los  $e^\pm$  con grado de relatividad y degeneración arbitraria. El enfriamiento se calculó mediante las tablas proporcionadas por Itoh *et al.* (1989, 1990), en el cual se tomaba en cuenta la captura de pares, además de la aniquilación de los pares. Sin embargo, el estudio no tomaba en cuenta la profundidad óptica a los neutrinos, quemado nuclear, ni efectos de rotación del HN, y se centraba en regiones muy internas del colapsar.

La condición inicial consistía en una estrella de  $25 M_\odot$ , cuya masa del núcleo de He y Fe antes de la SN eran  $7.23 M_\odot$ , y  $1.7 M_\odot$  respectivamente. Ésta fue tomada de las simulaciones de Woosley & Weaver (1995) (modelo S251S7B@14233). La distribución del momento angular era igual a la de MacFadyen y Woosley (1999), en el que la fuerza centrífuga era en todo lugar 0.04 veces el valor de la fuerza gravitacional.

Un punto fundamental de dicho estudio fue que en las colapsares los efectos de la magnetohidrodinámica pueden lanzar, acelerar, y sostener un flujo polar muy energético (como se muestra en la Figura 3.8). Pero, como las simulaciones cubrían solamente la región más interna de la estrella, y no abarcaban el límite relativista, entonces no se pudo determinar si las eyecciones de material eran suficientes como para poder generar un DRGL.

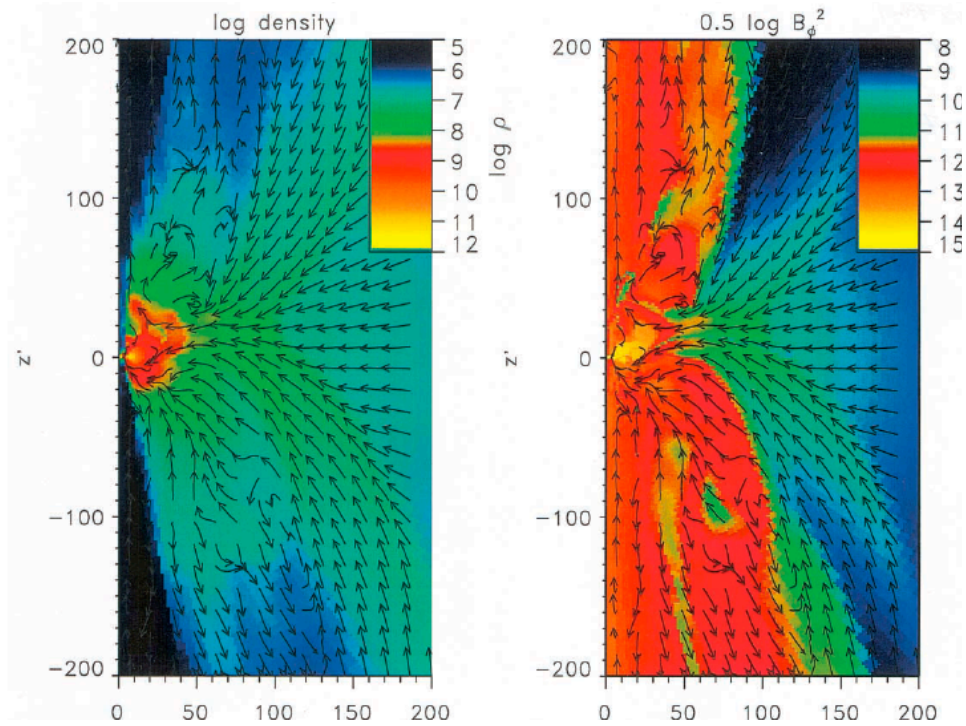


Figura 3.8: Mapa de densidad y campo de velocidad (izquierda) además de la energía magnética (derecha) de una colapsar a  $t=0.257s$ . Nota: Los ejes están normalizados sobre  $r_s$  (Proga, MacFadyen, Armitage & Begelman, 2003)

### 3.6 Hidrodinámica de discos enfriados por neutrinos; Lee, Ramirez-Ruiz & Page (2005).

En dicho estudio, se investigó tanto la microfísica como la evolución dinámica de un sistema formado por un HN rodeado por un disco de acreción (en el cual el mecanismo de enfriamiento estaba dominado por la emisión de neutrinos). Es importante mencionar que en este estudio el momento angular provenía de la fusión de 2 estrellas y no mediante la evolución de una estrella progenitora tipo Wolf Rayet.

Debido a que la densidad y la temperatura del disco de acreción se encontraban en rangos sumamente elevados ( $\rho \sim 10^{(9-12)} \text{ g cm}^{-3}$  y  $T \sim 10^{(10-11)} \text{ K}$  respectivamente), entonces los mecanismos de enfriamiento que dominaban eran la captura de pares, aniquilación de pares, y la fotodesintegración. De este modo, era esencial seguir a fondo la microfísica del sistema (equilibrio estadístico, fracción electrónica, fracción

nuclear, y nivel de degeneración de los  $e^\pm$ ). Por ello, la condición inicial fue la misma que los mismos autores utilizaron en un estudio previo (Lee & Ramirez-Ruiz, 2002) sin embargo utilizando una EDE mucho más detallada y realista (compuesta por un gas ideal de nucleones libres y partículas  $\alpha$ , un gas de electrones con degeneración arbitraria, presión de la radiación, y la presión correspondiente a los neutrinos que quedan atrapados dentro del disco).

Para poder saber qué neutrinos lograban escapar del disco de acreción, y cuáles no lo hacían, se tomó en cuenta la profundidad óptica de disco ( $\tau$ ). De este modo, las zonas donde se tenía  $\tau < 1$  implicaba que los neutrinos lograban escapar del disco (con lo cual éste se enfriaba), produciendo así la  $L_\nu$ . Por el contrario, en las zonas donde se tenía  $\tau > 1$  los neutrinos no lograban escapar (calentando así el disco y teniendo una componente no despreciable en la presión).

El cálculo de la fracción electrónica en reacciones débiles ( $Y_e$ ) y el potencial químico ( $\eta$ ) se llevó a cabo asumiendo equilibrio entre neutrones, protones y electrones, así como la condición de neutralidad de carga. Cabe mencionar que se tenía una distinción en la forma de determinar el equilibrio de la composición en función del rango de la profundidad óptica ( $\tau < 1$  ó  $\tau \geq 1$ ).

Los mecanismos de enfriamiento ( $\dot{q}$ ) que se tomaron en cuenta fueron, la captura y aniquilación de  $e^\pm$ , fotodesintegración, Bremsstrahlung entre núcleo y núcleo, y decaimiento plasmónico. Se asumió que la viscosidad era el mecanismo de transporte del momento angular, utilizando la receta dada por Shakura & Sunyaev (1973) (calculando el tensor de esfuerzos completamente). Al igual que en el estudio realizado por Lee & Ramirez-Ruiz (2002), se ignoraron los campos magnéticos y la autogravedad del disco, asimismo se despreciaron los efectos de la RG (al utilizar el potencial clásico newtoniano en las ecuaciones de movimiento).

Los puntos principales de este trabajo fueron:

- La profundidad óptica fue la variable fundamental que afectaba la estructura interna del disco de acreción. En la Figura 3.9, se muestra la  $\rho$ , T,  $Y_e$ , y  $\tau$ ; todas a  $t=100\text{ms}$  para el modelo a2M ( $\alpha = 0.01$ ,  $M_{\text{HN}} = 3.85M_\odot$ ,  $M_d = 0.308M_\odot$ ). En éstas, se observa como la  $\rho$ , T y  $Y_e$  variaban su comportamiento en la región donde la  $\tau$  cambiaba de régimen ( $\tau \approx 1$ ). Es claro que conforme la  $\rho$  y T incrementaban, la  $\tau$  también lo hacía, mientras que la  $Y_e$  disminuía (debido a la captura y aniquilación de  $e^-$ ).
- Dentro del disco se tenían patrones de circulación de pequeña escala. Al igual que para Lee & Ramirez-Ruiz (2002), a grandes distancias se tenían flujos ecuatoriales (en dirección contraria del HN). Mientras que a distancias pequeñas, se acretaba material (sobre todo a través de la envolvente del disco de acreción), hacia el HN.
- La tasa de acreción alcanzada en este estudio fue del orden de  $\dot{M}_{\text{HN}} \sim 0.01-10$

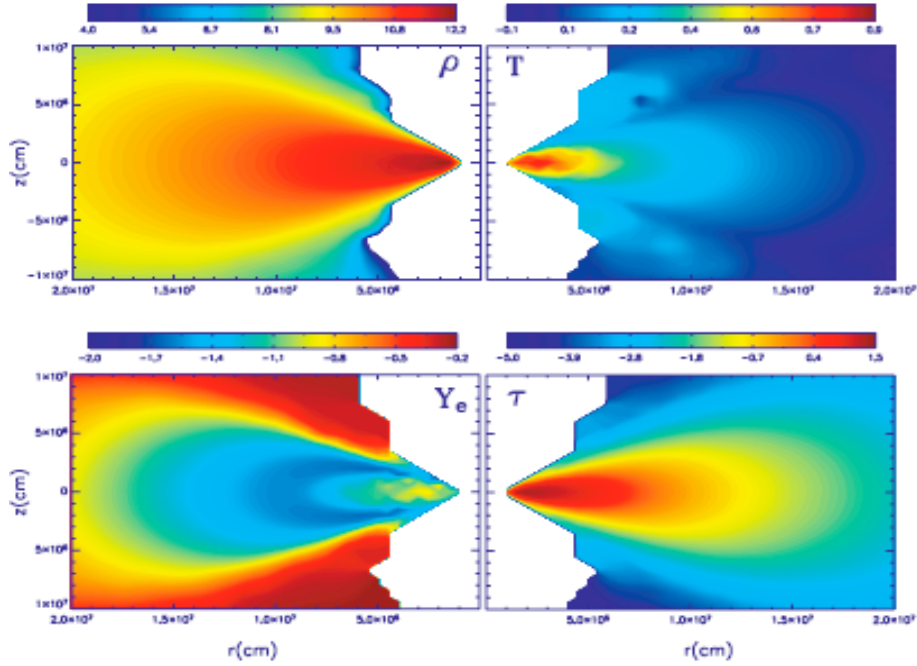


Figura 3.9:  $\rho$ ,  $T$ ,  $Y_e$ , y la  $\tau$  para el modelo a2M (a  $t=100\text{ms}$ ) (Lee, Ramirez-Ruiz & Page, 2005).

$M_\odot \text{ s}^{-1}$ . Debido a que la viscosidad fue la responsable del transporte del momento angular hacia la frontera externa (y del material hacia el HN), entonces un incremento en  $\alpha$  de Shakura & Sunyaev (1973), aumentaba  $\dot{M}_{\text{HN}}$ . En la Figura 3.10 (arriba), vemos como para el caso con alta viscosidad ( $\alpha = 0.1$ ) al cabo de los primeros 100ms se había acretado  $0.16 M_\odot$ , mientras que para el mismo caso pero con  $\alpha \leq 0.01$  se había acretado  $0.01 M_\odot$ .

- Cuando el disco era ópticamente grueso, la  $L_\nu$  se mantenía  $\sim$ constante. Por el contrario, cuando el disco era ópticamente delgado, entonces la  $L_\nu$  decaía conforme el tiempo avanzaba, Figura 3.10 (abajo).



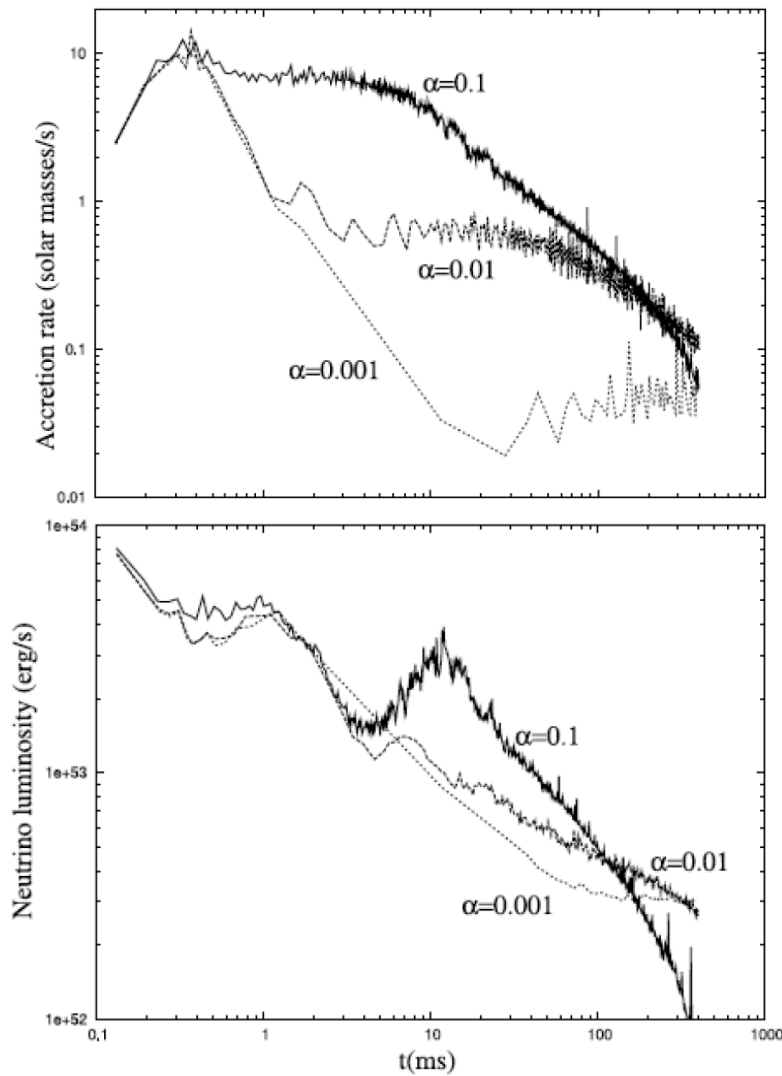


Figura 3.10: Evolución temporal de la  $\dot{M}_{\text{HN}}$  (arriba), y de la  $L_{\nu}$  (abajo) para distintos valores de  $\alpha$  (Lee, Ramirez-Ruiz & Page, 2005).

### 3.7 Modelos de acreción en las colapsares; Lee & Ramirez-Ruiz (2006).

En este trabajo, se estudió la acreción de flujos con bajo momento angular hacia un HN para el modelo de las colapsares, mostrando que aún en el límite de bajo

momento angular, se puede liberar suficiente energía como para generar un DRG. Para esto, se resolvieron las ecuaciones de la HD en 2D (en coordenadas cilíndricas), creando un código numérico SPH –con simetría axial–, que no tomaba en cuenta la profundidad óptica, ni la autogravedad del gas. Se utilizó una EDE que tomaba en cuenta la contribución de radiación, pares de electrón positrón (relativistas no degenerados), partículas no degeneradas, y nucleones libres. Además, se utilizó el pseudo-potencial de Paczynsky & Wiita (1980) para reproducir los efectos de la RG.

Dada la elevada  $T$  y  $\rho$  del disco de acreción, los mecanismos de enfriamiento que se utilizaron fueron la captura y aniquilación de pares de  $e^\pm$ , fotodesintegración y emisión Bremsstrahlung entre nucleón y nucleón (aunque esta última era insignificante comparada con el resto). Se asumió que la fracción electrónica era constante ( $Y_e = 0.5$ ), y se ignoró el calentamiento debido a neutrinos que quedan atrapados dentro del disco. También, se consideró que la viscosidad era el mecanismo responsable del transportar del momento angular, mediante la receta de Shakura & Sunyaev (1973).

La condición inicial, que resultó ser poco realista dada una tasa de acreción, consistía en tener material con distribución esférica en caída libre hacia un HN. Al material, se le superpuso una distribución de momento angular de cuerpo rígido ( $J(\theta) = J_0 \sin^2\theta$ ), rompiendo así la simetría esférica. Las variables que se exploraron fueron: el valor de la magnitud del momento angular ( $J_0 \approx J_{\text{crit}}$ ), la tasa de acreción inicial del material ( $10^{-3} M_\odot s^{-1} \leq \dot{M}_{\text{out}} \leq 0.5 M_\odot s^{-1}$ ), y el valor del parámetro adimensional de la viscosidad ( $\alpha = 0.0-0.1$ ).

Es importante mencionar que a diferencia de la mayoría de los estudios previos, en este estudio sí se simuló el límite de bajo momento angular. Los estudios previos de colapsares con bajo momento angular en realidad tomaban valores al menos tres veces el valor crítico necesario para formar el disco de acreción ( $J_{\text{crit}} = 2 r_s c$ ), con lo cual el disco de acreción se formaba a cientos de kilómetros del HN.

Los puntos de este trabajo fueron:

- El comportamiento del flujo de acreción varió notablemente dependiendo si se utiliza el potencial newtoniano o el pseudo potencial de Paczynsky & Wiita (1980) (PW). Para el potencial newtoniano efectivo (tomando en cuenta la rotación) no se tienen órbitas de captura, de modo tal que es físicamente imposible acretar material hacia el HN únicamente mediante los efectos del potencial. Por el contrario, para el potencial efectivo de PW, si se tiene una órbita de captura, de modo tal que tan solo por efectos de la relatividad general (RG), se puede acretar material hacia el HN. Debido a que en este estudio se estaban simulando regiones muy cercanas al HN, era imprescindible tomar en cuenta los efectos de la RG.
- Para tasas de acreción pequeñas ( $\dot{M}_{\text{out}} = 0.01 M_\odot s^{-1}$ ), conforme mayor era el valor de la viscosidad entonces menor era el tamaño del disco de acreción.

Esto se debía a que para  $\dot{M}_{\text{HN}}$  bajas, la viscosidad alcanzaba a transportar el material del disco recién formado (y soportado por la fuerza centrífuga) hacia el HN eficientemente. De este modo, conforme  $\alpha$  incrementaba, entonces se tenía mayor cantidad de material del disco recién formado acretándose hacia el HN (disminuyendo así su tamaño). Por el contrario, para el caso invíscido<sup>2</sup> no se transportaba tan eficientemente el material hacia el HN, con lo cual la burbuja no disminuía su tamaño.

- Para tasas de acreción grandes ( $\dot{M}_{\text{out}} = 0.5 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ ), conforme el valor de la viscosidad incrementaba, también lo hacía el tamaño de la burbuja recién formada. Ésto se debía a que para tasas de acreción elevadas, el efecto de la viscosidad que dominaba era el calentamiento del disco. De este modo, conforme mayor era la  $\alpha$ , entonces mayor era el calentamiento (por disipación viscosa) y con ello la burbuja incrementaba su tamaño. Por el contrario para el caso invíscido no había calentamiento viscoso y así el tamaño de la burbuja no se incrementaba.
- La deposición energética de los neutrinos estaba dominada por la captura y aniquilación de pares. Para  $\dot{M}$  bajas la tasa de captura de pares era comparable con la tasa de aniquilación de los pares, mientras que para  $\dot{M}$  elevadas era aproximadamente un orden de magnitud mayor que la aniquilación de pares. A partir de estas reacciones, el valor de la luminosidad de neutrinos alcanzada fue del orden de  $L_{\nu} \sim 1 \times 10^{48-52} \text{ erg s}^{-1}$ , donde los máximos valores de  $L_{\nu}$  se alcanzaron con  $J_0 \approx J_{\text{crit}}$ . En la Figura 3.11 se muestran las  $L_{\nu}$  para los modelos simulados. En ésta, se ve como la  $L_{\nu}$  era proporcional a la  $\dot{M}_{\text{HN}}$ . Cabe mencionar que para los tres modelos, la luminosidad se mantuvo aproximadamente constante en el tiempo (véase la Figura 3.11). Las pequeñas variaciones se debían a las fluctuaciones en el tamaño y forma de la burbuja recién formada.

Se obtuvieron los siguientes ajustes analíticos para la luminosidad en función de la  $M_{\odot}$  y  $J_0$ , su forma se muestra en la Figura 3.12.

$$L_{\nu} \approx 8 \times 10^{50} \left( \frac{J_0}{1.9 r_g c} \right) \left( \frac{\dot{M}}{0.5 M_{\odot} \text{ s}^{-1}} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad \text{si: } J_0 \leq 2.0 r_g c \quad (3.35)$$

$$L_{\nu} \approx 10^{52} \left( \frac{J_0}{2.2 r_g c} \right) \left( \frac{\dot{M}}{0.5 M_{\odot} \text{ s}^{-1}} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad \text{si: } J_0 \geq 2.0 r_g c \quad (3.36)$$

- Aunque no se tomó en cuenta el calentamiento debido a los neutrinos (atrapados dentro del disco), concluyeron que la presencia de éstos podría generar un viento

---

<sup>2</sup>Caso en el que no se tiene viscosidad ( $\alpha = 0.0$ ).

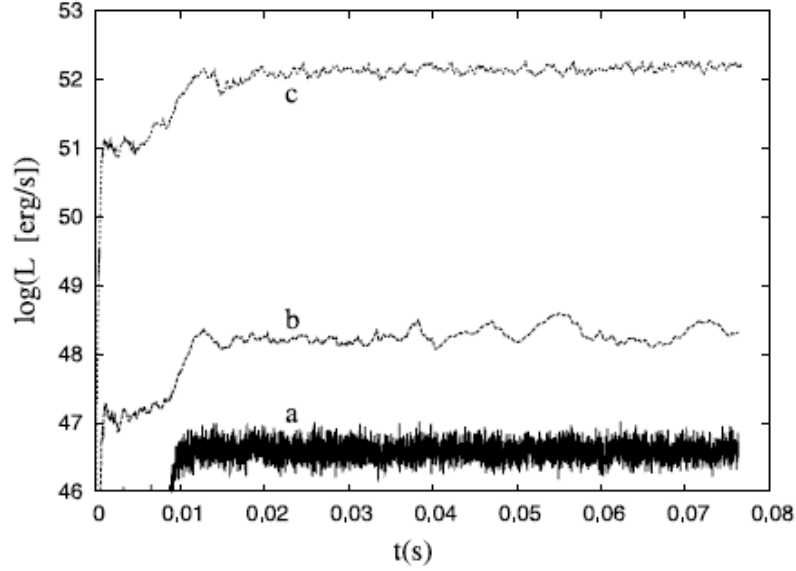


Figura 3.11: Luminosidad de neutrinos,  $\log(L_\nu)$ , para flujos invíscidos con  $J_0 = 1.9r_g c$ ,  $\dot{M}_{\text{out}} = 0.01 M_\odot \text{ s}^{-1}$ ,  $\alpha = 0$  (a);  $J_0 = 2.1r_g c$ ,  $\dot{M}_{\text{out}} = 0.01 M_\odot \text{ s}^{-1}$ ,  $\alpha = 0$  (b); y  $J_0 = 2.1r_g c$ ,  $\dot{M}_{\text{out}} = 0.5 M_\odot \text{ s}^{-1}$ ,  $\alpha = 0$  (c). (Lee & Ramirez-Ruiz, 2006)

formado por material bariónico (originario del propio disco). La tasa de material eyectado por unidad de segundo de los vientos ( $\dot{M}_b$ ) tendría la siguiente forma (Qian & Woosley, 1996; Lee & Ramirez-Ruiz, 2002):

$$\dot{M}_b \sim 5 \times 10^{-4} \left( \frac{L_\nu}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{5/3} M_\odot \text{ s}^{-1} \quad (3.37)$$

### 3.8 Disco de acreción dominado por la emisión de neutrinos en 3D; Setiawan *et al.* (2006).

Setiawan *et al.* (2006) realizaron simulaciones Eulerianas HD en 3D de la evolución de un disco de acreción autogravitante alrededor de un hoyo negro (HN). A diferencia del colapsar, en este caso el HN era creado tras la fusión de un HN y una EN, de modo que no existía alimentación del disco por medio de una envolvente.

La condición inicial consistía en un HN rotante, rodeado por un disco de acreción grueso. En las simulaciones se consideró disipación viscosa (descrita por la receta

### 3.8. DISCO DE ACRECIÓN DOMINADO POR LA EMISIÓN DE NEUTRINOS EN 3D79

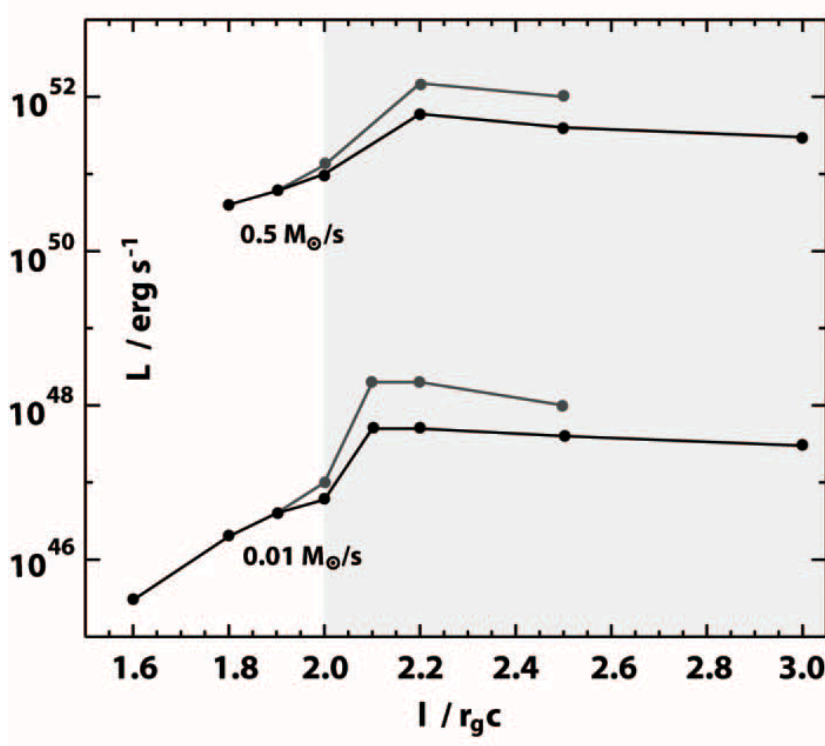


Figura 3.12: Luminosidad de neutrinos,  $\log(L_\nu)$ , en función de la  $M_\odot$  y  $J_0$  para  $\alpha = 0$  (gris), y para  $\alpha = 0.1$  (negro). (Lee & Ramirez-Ruiz, 2006)

$\alpha$  de Shakura & Sunyaev (1973)), autogravedad, y una EDE realista (Swesty & Lattimer, 1991). Además, se tomó en cuenta enfriamiento por emisión de neutrinos. Los efectos de la RG se reprodujeron mediante el potencial de Artemova-Bjornsson-Novikov, potencial pseudo newtoniano que reproduce la métrica de Kerr (Artemova *et al.*, 1996). Este potencial se reduce al potencial de Paczynsky & Wiita (1980) cuando el HN no rota, esto es, cuando el parámetro de rotación de la métrica de Kerr es  $a=0$ . Sin embargo, se ignoraron los campos magnéticos y se asumió que el disco era ópticamente delgado ante los neutrinos.

Los puntos principales de este trabajo fueron los siguientes:

- La tasa de acreción fue proporcional a la masa inicial del disco, sin embargo, la escala de tiempo característica de la acreción no se vió modificada. La tasa de acreción hacia el HN ( $\dot{M}_{\text{HN}}$ ) estuvo dentro del siguiente rango:  $\dot{M}_{\text{HN}} \approx 1-$

$10 M_{\odot} s^{-1}$ . En la Figura 3.13, se muestra como los modelos con mayor  $M_d$  tuvieron la mayor  $\dot{M}_{\text{HN}}$  (*ir4-64* y *ar2-64* con  $M_d=0.1912 M_{\odot}$ ).

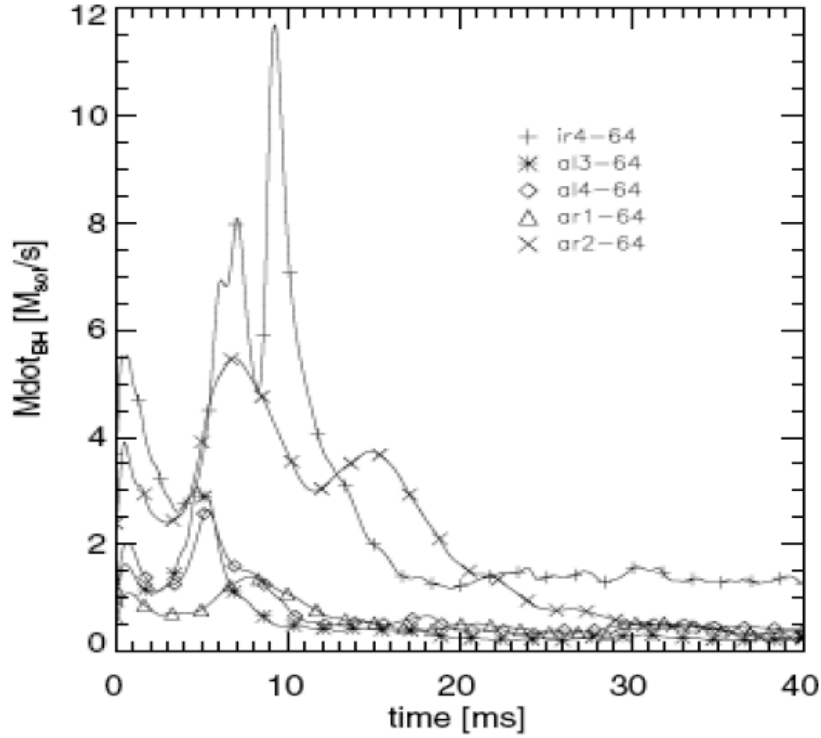


Figura 3.13: Tasa de acreción,  $\dot{M}_{\text{HN}}$ , para varios modelos (indicados en la Figura). (Setiawan *et al.*, 2006)

- Debido a la RG, el tamaño de horizonte de un HN disminuía conforme la rotación del mismo incrementaba. Con lo cual, la temperatura y la luminosidad del disco de acreción incrementaban conforme lo hacía la rotación del HN. Para sus modelos obtuvieron  $L_{\nu} \approx 1-4 \times 10^{50} \text{ erg s}^{-1}$ . En la Figura 3.14, se muestra como los modelos con el HN con mayor rotación tendían a tener mayor luminosidad (*ar1-64* y *ar2-64* con  $a=0.6$ ).
- Para un disco invíscido, el disco se mantuvo con la misma  $T$  impuesta inicialmente ( $T \approx 1-2 \text{ MeV}$ ). Por otra parte, la  $\dot{M}_{\text{HN}}$  incrementaba conforme se aumentaba el valor de la viscosidad. En la Figura 3.15, se muestra como aun-

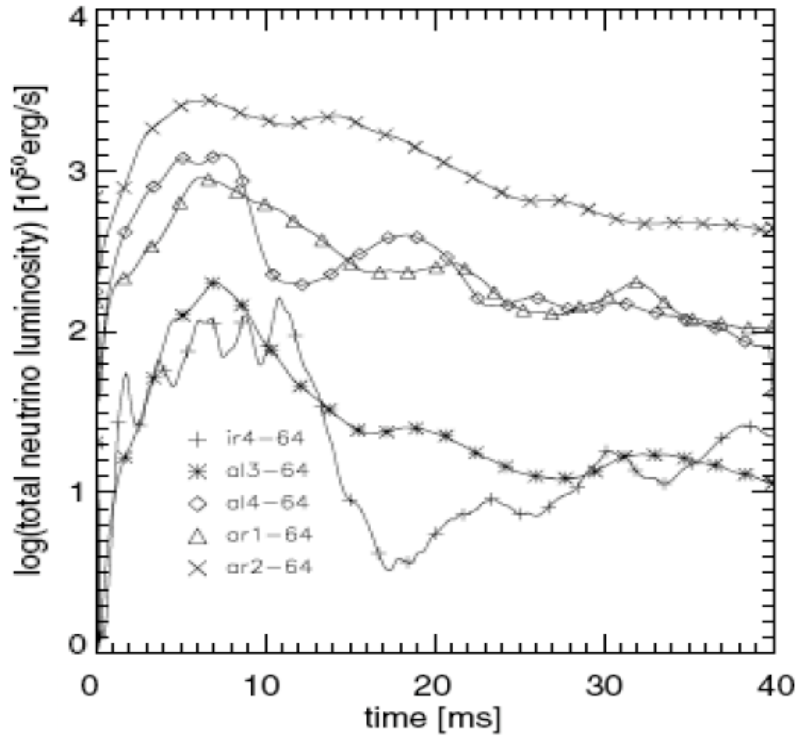


Figura 3.14: Luminosidad de neutrinos,  $\log(L_\nu)$ , para varios modelos (indicados en la Figura). (Setiawan *et al.*, 2006)

que el modelo  $al_4-6_4$  no rotaba, debido a que era el único modelo con  $\alpha \approx 1$ , se tenía una  $L_\nu$  comparable con los modelos donde el HN sí rotaba.

- La liberación de energía de las condiciones iniciales impuestas, podían ser un modelo viable para la generación de los DRGs cortos. Incluso para ciertas configuraciones ( $a \geq 0.5$ , y  $\alpha \sim 0.1$ ), también podría ser un modelo viable para los DRGs largos.

### 3.9 Evolución de la colapsar en el régimen MHD; Fujimoto *et al.* (2006).

Este ha sido el estudio numérico más reciente sobre la formación de un DRG a partir del modelos de las colapsares. Para esto, realizaron varias simulaciones magneto-

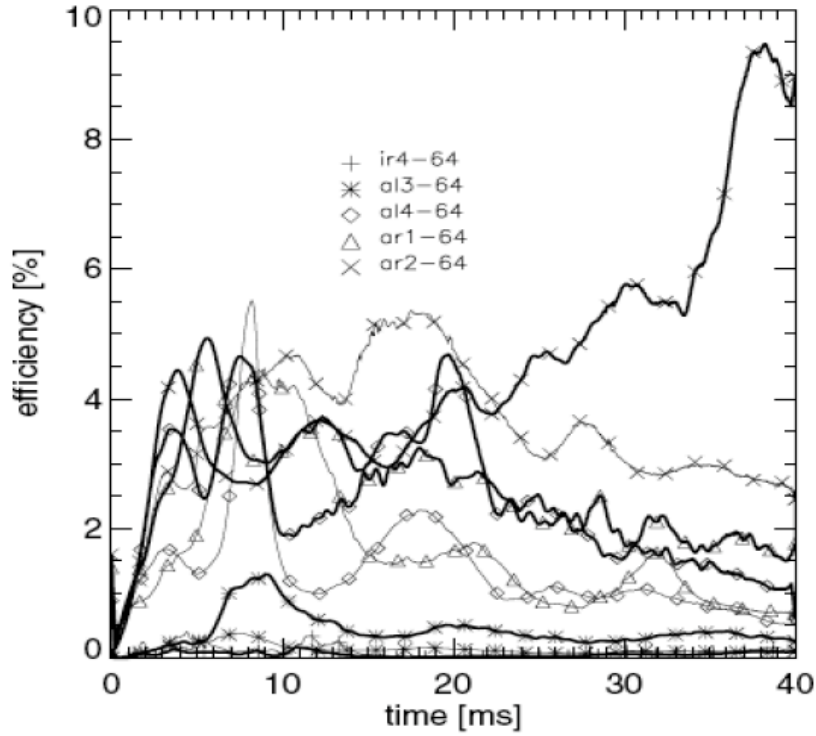


Figura 3.15: Eficiencia para varios modelos (indicados en la Figura). (Setiawan *et al.*, 2006)

hidrodinámicas, en dos dimensiones (con simetría axial), del colapso gravitacional de una estrella masiva hacia un hoyo negro. Las fronteras interna y externa estaban ubicadas en  $R_{in} = 50$  km y  $R_{out} = 10,000$  km, dividido en 200 zonas radiales. Mientras que angularmente se modeló un solo cuadrante ( $\theta_{min} = 0^\circ$  a  $\theta_{max} = 90^\circ$ ), dividido en 24 zonas angulares.

Dichas simulaciones se llevaron a cabo utilizando el código numérico ZEUS-2D (Stone *et al.*, 1992). A diferencia de los estudios previos, Fujimoto *et al.* (2006), utilizaron una condición inicial realista tomada a partir de los datos de presupernova de (Hashimoto, 1995). Esta condición inicial consistía en una estrella Wolf Rayet de  $40 M_\odot$  (rápidamente rotante), en la cual la masa dentro de  $R_{in}$  colapsaría formando un hoyo negro de aproximadamente  $2 M_\odot$  (tras un tiempo transitorio).

Tomaron en cuenta el campo magnético (únicamente una distribución vertical), la autogravedad, y los efectos relativistas causados por el hoyo negro, esto último por



medio del pseudo potencial de Paczynsky & Wiita (1980). Además, se incorporó una EDE realista, pues consideraba la contribución de nucleones libres (gas ideal), radiación, y pares de  $e^\pm$  (con degeneración arbitraria). La EDE consistía en una combinación de la EDE de Shen *et al.* (1998) (para  $\rho < 1 \times 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ ) con la EDE de Blinnikov, Dunina-Barkovskaya & Nadyozhin (1996) (para  $\rho \geq 1 \times 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ ). De este modo, la EDE resultante fue muy parecida a la de Lee & Ramirez-Ruiz (2006) (véase la sección § 3.7). También se incluyó el enfriamiento por la emisión de neutrinos vía captura y aniquilación de pares (mediante la aproximación de dos flujos).

Se utilizaron dos distribuciones de momento angular (rotación rápida y lenta), para ambos casos la forma analítica era la siguiente:

$$\Omega(r) = \Omega_0 \frac{R_0^2}{R_0^2 + r^2} \quad (3.38)$$

Donde para el caso de rotación rápida se utilizó  $\Omega_0 = 10 \text{ rad s}^{-1}$  y  $R_0 = 1000 \text{ km}$ , muy parecida a la distribución de momento angular tomada por MacFadyen & Woosley (1999). Mientras que para la rotación lenta se tomó  $\Omega_0 = 0.5 \text{ rad s}^{-1}$  y  $R_0 = 5,000 \text{ km}$ , similar a la distribución de momento angular utilizada por Proga & Begelman (2003a).

Los puntos principales de este trabajo fueron:

- Para ambos casos de momento angular, al utilizar una distribución vertical del campo magnético, se generaba un disco de acreción y un chorro que lograba atravesar a la envolvente estelar. En la Figura 3.16 se muestra el campo de velocidades y densidades, mientras que en la Figura 3.17 se presenta el cociente entre la presión magnética y la térmica, ambos para el caso en que la presión magnética dentro del chorro hacía que éste lograra atravesar la envolvente estelar.
- El disco de acreción se mantuvo ópticamente delgado, el transporte estaba dominado por la emisión de neutrinos, principalmente por la captura de neutrinos.
- Las tasas de acreción ( $\dot{M}$ ) resultantes fueron más elevadas de lo esperado y que los estudios previos, obteniéndose:  $\dot{M}(R_{\text{in}}) \sim 0.1\text{-}10 \text{ M}_\odot \text{ s}^{-1}$ .
- La luminosidad ( $L_\nu$ ) obtenida fue del orden de  $L_\nu \sim 8 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ .

A pesar del éxito del estudio, al lograr producir un chorro que traspasaba la envolvente, se deben mencionar las simplificaciones que se hicieron, debido a que podrían alterar los resultados de modo notorio. Al igual que MacFadyen & Woosley (1999), la fracción electrónica se mantuvo siempre constante ( $Y_e = 0.5$ ), y similar a Di Matteo, Perna & Narayan (2002) las tasas de enfriamiento ya sea de captura o

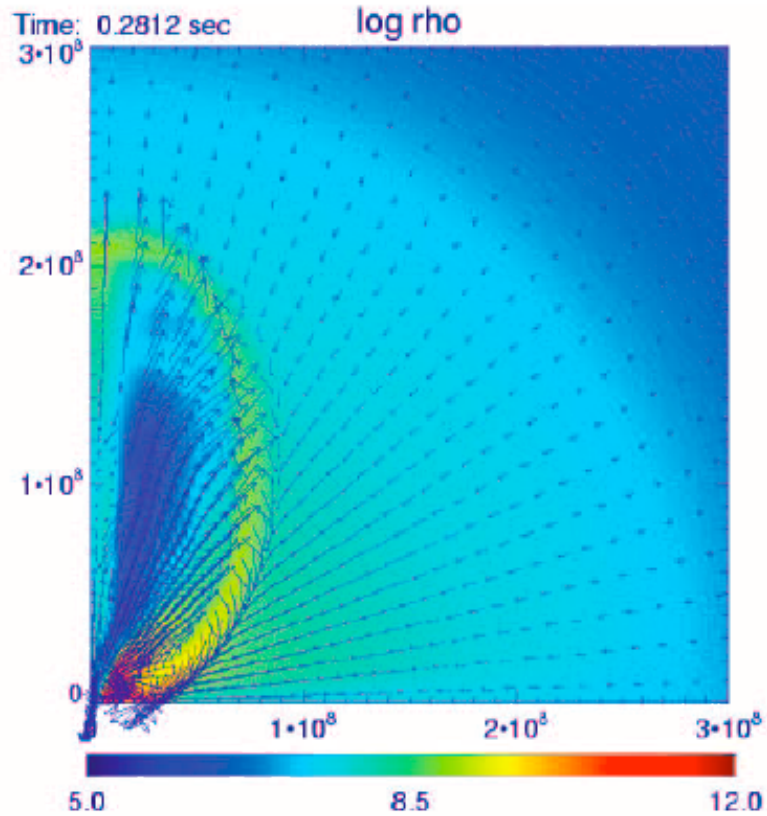


Figura 3.16: Campo de velocidades y densidad para el caso S12, caso de baja rotación y alto campo magnético (distribución vertical con  $B_0 = 10^{12}$  G). (Fujimoto *et al.*, 2006)

aniquilación de pares, se obtuvieron por medio de las expresiones analíticas que no son enteramente precisas. Por último, se debe mencionar que ambas distribuciones de momento angular, al igual que los estudios previos son notablemente superiores al valor crítico necesario para la creación de un disco de acreción,  $J(R) \geq 6J_{\text{crit}}$  (MacFadyen & Woosley, 1999; Popham, Woosley & Fryer, 1999; Heger *et al.*, 2000; Narayan, Piran & Kumar, 2001; Proga & Begelman, 2003a; Proga, MacFadyen, Armitage & Begelman, 2003; Lee, Ramirez-Ruiz & Page, 2005). De modo tal que no se estudió el límite de bajo momento angular.

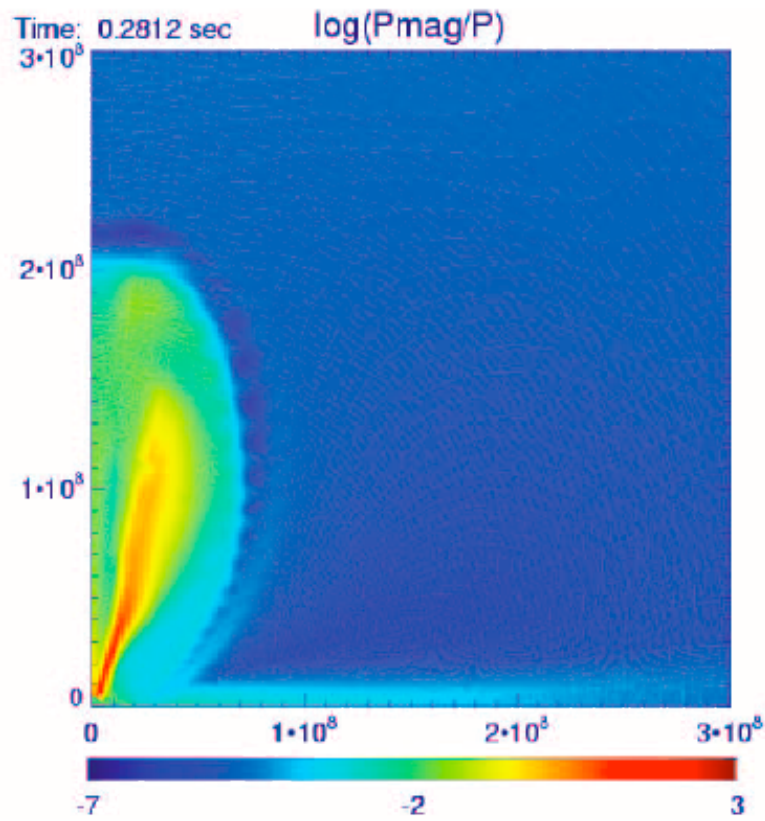


Figura 3.17: Cociente entre la presión magnética y la térmica para el caso de baja rotación y alto campo magnético (distribución vertical con  $B_0 = 10^{12}$  G). (Fujimoto *et al.*, 2006)



## Capítulo 4

# Generación de DRGs y SNs en colapsares que rotan lentamente.

Se han realizado numerosos estudios que contribuyen a la comprensión de las colapsares; sin embargo, en casi todos se asume que éstas rotan muy por encima de un valor crítico, se hacen simplificaciones y se ignoran procesos físicos importantes. Es preciso tomar en cuenta muchas de las variables ignoradas y sobre todo mejorar la termodinámica para tener un modelo más realista. En este capítulo se presenta un estudio numérico de las colapsares en donde se empleó la mejor física posible. Para lograrlo se utilizó una ecuación de estado conformada por nucleones libres, un gas de pares de electrones y positrones –degenerados o no–, radiación y neutrinos; además se tomaron en cuenta la profundidad óptica de los neutrinos, los procesos de enfriamiento por emisión de éstos; la autogravedad; los efectos de la relatividad general causados por el hoyo negro; y por último una condición inicial realista.

A continuación, se detalla este estudio y se incluye información adicional sobre la simplificación utilizada para la reproducción de los efectos relativistas del hoyo negro sobre la ecuación de estado utilizada; el calentamiento y enfriamiento debido a la retención o liberación de los neutrinos en función de la profundidad óptica del disco de acreción; y, por último, los detalles del paso temporal numérico de Courant.

### 4.1 Resumen

En este estudio se consideró la acreción hacia un hoyo negro recién nacido tras el colapso de una estrella masiva cuya rotación era muy rápida, en el umbral en donde el disco centrífugo daba paso a un flujo cuasi radial para una distribución de momento angular bajo. Como ya se dijo, se empleó una condición inicial realista tomada de los cálculos de la evolución presupernova de Woosley & Heger (2006), en donde las

densidades y las temperaturas implicadas requerían el uso de una ecuación de estado detallada, procesos de enfriamiento por emisión de neutrinos, profundidad óptica, autogravedad y los efectos de la relatividad general causados por el hoyo negro. Mediante cálculos dinámicos en dos dimensiones se demostró cómo la liberación energética es afectada por la rotación y por la fuerza del transporte del momento angular, dando lugar a dos distintos tipos de soluciones, cada una siendo capaz de generar un DRG. Se exploró la probabilidad de producir elementos como el hierro en ambos regímenes y sugerimos que mientras los discos centrífugos grandes y masivos –generados por una distribución de momento angular alta tras el DRG– son capaces de eyectar grandes flujos de material, en cantidades similares a una SN, mientras que el régimen de momento angular bajo puede producir un DRG sin la presencia de estos flujos, como es el caso del DRG060505 – DRG para el cual a pesar de estar muy cerca ( $z \sim 0.09$ ), no se le detecta una SN acompañante–.

## 4.2 Resultados generales

El hecho de que hayamos puesto el límite interno muy cerca del hoyo negro (en  $r_{\text{in}} = 20$  km) nos permitió calcular la liberación de energía. Debido a que se calculaba la liberación energética de igual modo que en el estudio previo realizado por Lee & Ramirez-Ruiz (2006), nos fue posible comparar los resultados obtenidos. Las diferencias más importantes entre los dos estudios radican en el uso de una mejor ecuación estado, el tratamiento de los neutrinos y la incorporación de una condición inicial más realista –tomada de cálculos de evolución estelar de Woosley & Heger (2006)–. En nuestro estudio las luminosidades resultaron ser más elevadas, debido en parte a la utilización de una física más realista, pero también a la condición inicial –en donde se obtuvo mayor densidad y tasa de acreción que en los estudios previos–. Las dos variables más importantes que determinaron la morfología global de la acreción fueron la distribución del momento angular y la fuerza de transporte de este momento, cuantificado por la prescripción de Shakura & Sunyaev (1973). Es importante señalar que para distribuciones con momento angular elevado, la disipación viscosa fue la responsable de eyectar flujos en dirección contraria al hoyo negro y, por ende, de disminuir la luminosidad.

Para una eficiente conversión de neutrinos a pares de  $e^\pm$ , de un 1%, entonces a partir de una luminosidad de neutrinos del orden de  $L_\nu = 10^{53}$  erg s<sup>-1</sup>, se podría producir una luminosidad de aniquilación de  $L_{\text{ann}} = 10^{48} - 10^{49}$  erg s<sup>-1</sup>, dependiendo del valor del momento angular. Resulta interesante observar como la compresión en el disco para los casos de momento angular bajo logró generar una luminosidad por encima de lo asumido hasta antes de nuestro estudio, pues la luminosidad para este régimen fue tan solo un orden de magnitud menor que para los casos obtenidos con momento angular alto. En conclusión, dicho régimen –normalmente ignorado–, no

debe ser descartado como un posible progenitor de los DRGs poco energéticos.

Por último, y utilizando el mismo formalismo que Pruet *et al.* (2004), se calculó la nucleosíntesis de níquel ( $^{56}\text{Ni}$ ) en los flujos eyectados fuera del hoyo negro. Y encontramos que para el régimen de alto momento angular, se obtenía una cantidad substancial de síntesis de  $^{56}\text{Ni}$  con una fracción nuclear de  $X(^{56}\text{Ni}) \approx 0.5$ . Esto significa que la eyección total en un DRG de 10 segundos de duración, aproximadamente, sería de  $\simeq M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$ . Con ello se logra explicar de forma sencilla las asociaciones existentes entre los DRGs y las SNs.

Por otro lado, para el régimen de momento angular bajo, en donde no se tiene un flujo en sentido contrario al hoyo negro, no se espera que se produzca algún elemento radioactivo, con lo cual es imposible producir un flujo similar a una SN. Sin embargo, de producirse, se tendría suficiente energía para liberar un DRG que careciera de una SN asociada, como es el caso del DRG060505.

Al hacer los cálculos en dos dimensiones, la autogravedad se consideró solamente de una manera aproximada, ya que fueron ignoradas las inestabilidades que se presentarían en tres dimensiones; por ejemplo: en los brazos espirales. Además, los campos magnéticos —aparentemente importantes para la eyección de los DRGs— no han sido incluidos. Nuestro esfuerzo se centró, principalmente, en el enfriamiento por emisión de neutrinos, a mejorar el tratamiento termodinámico y en considerar condiciones iniciales realistas.

### 4.3 Artículo.

A partir del primer estudio, se escribió un artículo que ha sido aceptado por la revista internacional ApJ (López-Cámara, Lee, & Ramírez-Ruíz, 2009a), el cual se incluye a continuación (seguido por un apéndice donde se discute más a fondo la física utilizada).



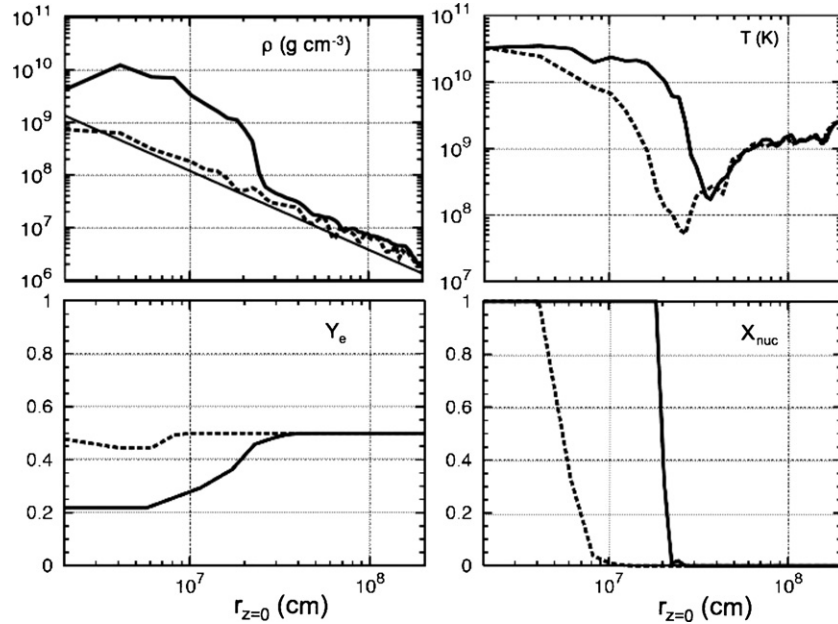




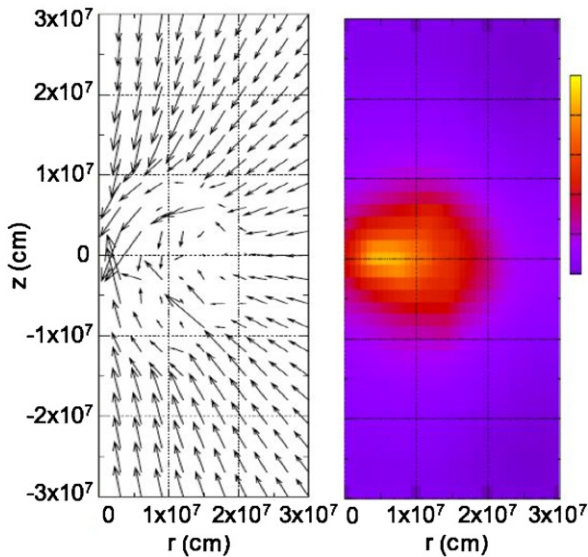








**Figure 3.** Equatorial ( $z = 0$ ) density, temperature, electron fraction, and nucleon mass fraction distribution for  $(J_0, \alpha) = (3r_{g,c}, 0.1)$  (solid line) and  $(J_0, \alpha) = (2r_{g,c}, 0.1)$  (dashed line) at  $t = 0.2$  s. The power law given by a thin solid line in the density panel is the solution given in Equation (10).



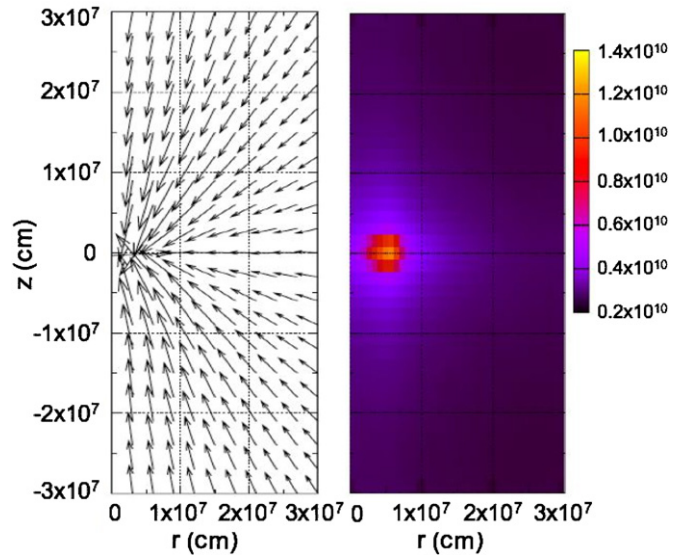
**Figure 4.** Velocity field and density map (in  $\text{g cm}^{-3}$ ) for  $(J_0, \alpha) = (3r_{g,c}, 0.1)$  at  $t = 0.2$  s. The largest vector corresponds to  $v \approx 8 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  for densities lower than  $5 \times 10^8 \text{ g cm}^{-3}$ . At higher values the velocity vectors are reduced by a factor of 2. The location of the accretion shock is clearly seen at  $r(z = 0) \approx 2 \times 10^7 \text{ cm}$ .

(A color version of this figure is available in the online journal.)

The breaking of spherical symmetry is in principle a problem for the computation of self-gravity, described in Section 2.2. We thus checked how far the actual flow departs from spherical symmetry in terms of the mass distribution as a function of the polar angle  $\theta$ , and find that the scatter in the radially integrated mass along cones with constant  $\theta$  is small enough (10%) to be ignored in a first treatment.

### 3.3. The Importance of Cooling

To highlight and better understand the importance that the proper computation of cooling has on the global properties of the solution, we have calculated the evolution of the flow in



**Figure 5.** Velocity field and density map (in  $\text{g cm}^{-3}$ ) for isothermal flow with  $J_0 = 3r_{g,c}$  and  $\alpha = 0.1$  at  $t = 0.2$  s.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

two simplified cases. Since neutrinos are the only means other than advection onto the BH through which the cas can cool, and thus move lower in the gravitational potential well, there are two limits in this respect: adiabatic inflow, in which no cooling occurs, and isothermal flow, in which on the contrary, it is extremely efficient. The true solution must lie somewhere between these two extremes, and it is instructive to know which it resembles the most. We computed these, in one case by eliminating the cooling terms in the energy equation and thus impeding the outward flow of energy through neutrinos, and in the other by using an ideal gas equation of state with  $P = (\gamma - 1)\rho u$ , where  $\gamma = 1.01$  and the same initial conditions, thus mimicking the isothermal case where  $\gamma = 1$  and compressibility is very high. The velocity fields and the corresponding density













- Prochaska, J. X., et al. 2004, *ApJ*, 611, 200
- Proga, D., & Begelman, M. C. 2003, *ApJ*, 582, 69
- Proga, D., MacFadyen, A. I., Armitage, P. J., & Begelman, M. C. 2003, *ApJ*, 599, L5
- Pruet, J., Thompson, T. A., & Hoffman, R. D. 2004, *ApJ*, 606, 1006
- Ramirez-Ruiz, E., Granot, J., Kouveliotou, C., Woosley, S. E., Patel, S. K., & Mazzali, P. A. 2005, *ApJ*, 625, L91
- Salpeter, E. E. 1964, *ApJ*, 140, 796
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shapiro, S. L., & Teukolsky, S. A. 1983, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Stars* (New York: Wiley Interscience)
- Soderberg, A. M., et al. 2005, *ApJ*, 627, 877
- Sollerman, J., et al. 2005, *New Astron.*, 11, 103
- Spruit, H. C. 2002, *A&A*, 381, 923
- Stanek, K. Z., et al. 2003, *ApJ*, 591, L17
- Thompson, C. 1994, *MNRAS*, 270, 480
- Usov, V. V. 1992, *Nature*, 357, 472
- van Paradijs, J., Kouveliotou, C., & Wijers, R. A. M. J. 2000, *ARA&A*, 38, 379
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
- Woosley, S. E., & Bloom, J. S. 2006, *ARA&A*, 44, 507
- Woosley, S. E., & Heger, A. 2006, *ApJ*, 637, 914
- Yoon, S. C., & Langer, N. 2005, *A&A*, 443, 643
- Zel'Dovich, Y. B. 1964, *Sov. Phys. Dokl.*, 9, 195

## Queries

- (1) Author: The key word “supernovae” does not match with that provided in the key word list. Please check.
- (2) Author: Please update reference “D. Lopez-Camara et al. 2008, in preparation” if possible.
- (3) Author: Please define the acronym “PW” here.
- (4) Author: Please define the acronym “CVs.”
- (5) Author: The meaning of the sentence “The impact on the flow... limitation of our outer boundary.” seems to be unclear. Please check.
- (6) Author: Please provide journal title in reference “Cantiello et al. (2007).”

---

## Reference linking to the original articles

References with a volume and page number in blue have a clickable link to the original article created from data deposited by its publisher at CrossRef. Any anomalously unlinked references should be checked for accuracy. Pale purple is used for links to e-prints at arXiv.

## Online-only colour figures

This proof PDF is identical in specification to the PDF file that will be published in the online journal. To view any online-only color figures as they will appear in the printed journal, we recommend that this color PDF file be printed on a black & white printer.

## 4.4 Apéndice del artículo.

### 4.4.1 Efectos relativistas.

Dado que los valores de momento angular que se tomaron en cuenta están muy cerca del valor mínimo necesario para formar un disco de acreción, es que el disco de acreción se formaba muy cerca del HN. De este modo, la relatividad general (RG) desempeñaba un papel importante en las regiones del disco cercanas al HN.

Debido a que uno de los propósitos de este trabajo era analizar las consecuencias en una colapsar correspondientes a la ecuación de estado (EDE), y que incorporar las ecuaciones de RG harían que el tiempo de pared (tiempo de cómputo necesario para realizar las simulaciones) fuera muy grande, es que se decidió utilizar una EDE realista aunada con un potencial pseudo-newtoniano. Éste último tiene la propiedad de reproducir al potencial newtoniano a grandes distancias, mientras que a distancias cercanas al HN reproduce la última órbita estable circular ( $r_{isco} = 3r_s$ , con  $r_s$  el radio de Schwarzschild), así como la órbita de captura ( $r_{cap} = r_s$ ) por dentro de la cual todo material es tragado por el HN.

Este potencial, fue desarrollado por Paczynsky & Wiita (1980), su forma (por unidad de masa) es:

$$\phi_{pw} = -\frac{G M}{R - r_s} \quad (4.1)$$

donde  $G$  es la constante gravitacional,  $M$  la masa del objeto central,  $R$  es el radio esférico y  $r_s$  el radio de Schwarzschild.

$$r_s = \frac{2 G M}{c^2} \quad (4.2)$$

con  $c$  la velocidad de la luz. De este modo, el potencia efectivo ( $\phi_{pw}^{ef}$ ), tomando en cuenta el potencial correspondiente a la contribución del momento angular ( $\phi_{rot}$ ), es:

$$\phi_{pw}^{ef} = \phi_{pw} + \phi_{rot} = -\frac{G M}{R - r_s} + \frac{2 j^2}{R^2} \quad (4.3)$$

con  $j$  el momento angular.

En la Figura 4.1 se muestra el comportamiento del potencial  $\phi_{pw}^{ef}$ , en comparación con el potencial efectivo newtoniano ( $\phi_N^{ef}$ ).

$$\phi_N^{ef} = \phi_N + \phi_{rot} = -\frac{G M}{R} + \frac{2 j^2}{R^2} \quad (4.4)$$

Notamos que a distancias grandes cuando  $R \gg r_s$  entonces, el potencial efectivo de Paczynsky & Wiita (1980) tiende al potencial efectivo newtoniano:  $\phi_{pw}^{ef} \rightarrow \phi_N^{ef}$ , visible en la Figura 4.1. Mientras que cuando  $R \rightarrow r_s$  tenemos que  $\phi_{pw}^{ef} \rightarrow -\infty$ , lo cual

implica que la partícula está ligada al HN. Comparaciones entre simulaciones que toman en cuenta las ecuaciones de RG, o que toman en cuenta el pseudo-potencial de Paczynsky & Wiita (1980) (ambos con la misma EDE), muestran que utilizar el pseudo-potencial ya discutido reproduce con un 90 % los efectos de la RG.

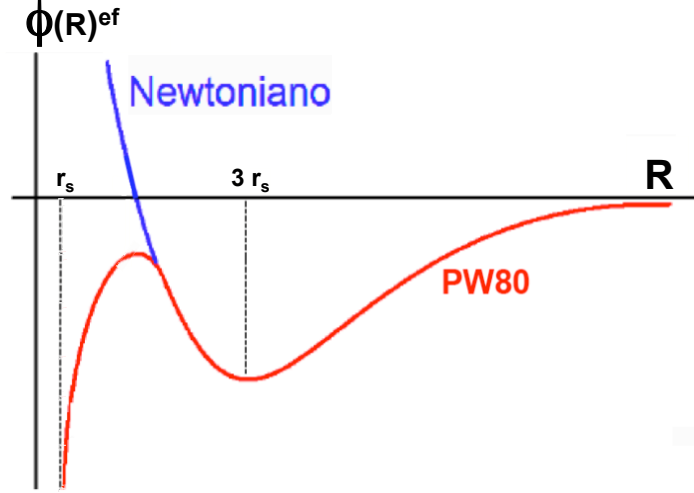


Figura 4.1: Potencial efectivo tomando en cuenta el momento angular además del pseudo-potencial de Paczynsky & Wiita (1980) (rojo), y su caso respectivo caso tomando en cuenta el potencial newtoniano (azul). Nótese como en  $r_{isco} = 3r_s$  se tiene la última órbita estable circular; y como para  $r < r_s$  las partículas están ligadas al HN.

#### 4.4.2 Ecuación de estado utilizada

En el estudio se utilizó una ecuación de estado (EDE) detallada. En ésta, la presión consideraba la contribución de un gas ideal ( $P_{\text{gas}}$ ) compuesto por partículas  $\alpha$  y de nucleones libres, radiación de cuerpo negro ( $P_{\text{rad}}$ ), neutrinos ( $P_{\nu}$ ), y pares de electrón/positrón relativistas con degeneración arbitraria ( $P_{e^{\pm}}$ ), esto es:

$$P = P_{\text{gas}} + P_{\text{rad}} + P_{\nu} + P_{e^{\pm}}. \quad (4.5)$$

La presión del gas estaba dada por:

$$P_{\text{gas}} = \left[ \frac{1 + 3X_{\text{nuc}}}{4} \right] \left[ \frac{\rho k_B T}{m_u} \right], \quad (4.6)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura, y  $m_u$  la unidad de masa atómica.

Debido a que el tiempo característico de acreción hacia un HN de  $1M_\odot$  (dentro del núcleo estelar), es del orden de  $dt_{\text{acre}} \sim 10^{-3}\text{s}$ , y que las reacciones nucleares se llevan a cabo en escalas temporales menores a  $dt_\beta \sim 10^{-5}\text{s}$  (Kohri & Mineshigue, 2002), entonces, las reacciones nucleares directas se equilibran con las reacciones reversas. Con lo cual, se tiene equilibrio nuclear estadístico, donde la fracción de nucleones libres ( $X_{\text{nuc}}$ ) está dada por (Qian & Woosley, 1996; Lee & Ramirez-Ruiz, 2006; Janiuk, Yuan, Perna & Di Matteo, 2007):

$$X_{\text{nuc}} = \min \left( 22.4 \left( \frac{\rho}{10^{10} \text{g cm}^3} \right)^{-3/4} \left( \frac{T}{10^{10} \text{K}} \right)^{9/8} \exp \left[ \frac{(-8.2 \times 10^{10} \text{K})}{T} \right], 1 \right) \quad (4.7)$$

La presión de radiación se obtenía mediante la siguiente ecuación (donde  $a_{\text{rad}}$  es la constante de la radiación):

$$P_{\text{rad}} = \frac{a_{\text{rad}} T^4}{3}, \quad (4.8)$$

Cabe señalar que, dado que el camino libre medio de los fotones dentro del disco era tan pequeño, éstos últimos no lograban escapar, con lo cual, la radiación emitía como cuerpo negro. Sin embargo, debido a que la radiación tiene como cota superior el límite de Eddington (véase la Ecuación 1.23), entonces para  $1M_\odot$  la luminosidad sería del orden de  $L = 1.3 \times 10^{38} \text{erg s}^{-1}$ , lo cual está muy por debajo de la luminosidad observada en los DRGs, y a partir del cual es evidente que se necesita otro mecanismo de emisión que logre producir luminosidades del orden de  $L = 10^{52} \text{erg s}^{-1}$ , como es el caso de la luminosidad obtenida mediante la acreción dominada por la emisión de neutrinos.

La presión de los pares de electrones y positrones se calculaba con una ecuación válida en el régimen relativista para degeneración arbitraria. Dicha expresión, determinada por Blinnikov, Dunina-Barkovskaya & Nadyozhin (1996), es la siguiente:

$$P_{e^\pm} = \frac{1}{12\pi^2(\hbar c)^3} [\eta_e^4 + 2(\pi\eta_e k_B T)^2 + \frac{7}{15}(\pi k_B T)^4], \quad (4.9)$$

donde  $\hbar = h/2\pi$ ,  $c$  es la velocidad de la luz. Cabe mencionar que la fracción de electrones ( $Y_e$ ), y el potencial químico ( $\eta_e$ ), eran previamente calculadas. Esto asumiendo neutralidad de carga y equilibrio estadístico para los electrones, protones y neutrones.

Beloborodov (2003) notó que para el equilibrio estadístico se tiene que hacer una distinción para el régimen ópticamente grueso y el delgado. Si el disco es transparente ante los neutrinos emitidos dentro de él, el equilibrio estadístico estará determinado

por la captura de electrones por protones, y por la captura de positrones por los neutrones. De este modo, para  $\tau < 1$ , se tiene:

$$Y_e = 0.5 + 0.487 \left( \frac{Q/2 - \eta_e}{k_B T} \right). \quad (4.10)$$

Por otro lado, para el caso ópticamente grueso, la condición de equilibrio estadístico se obtiene a partir de los potenciales químicos. Esto es:

$$\eta_n = \eta_e + \eta_p, \quad (4.11)$$

Lo cual, combinado con la distribución de Maxwell-Boltzmann para los nucleones:

$$\frac{n_p}{n_e} = \exp \left[ \frac{Q - \eta_e}{k_B T} \right], \quad (4.12)$$

así como con la definición de la fracción de electrones ( $Y_e = n_p / [n_p + n_n]$ ), se tiene:

$$Y_e = \exp \left[ \frac{\eta_e - Q}{k_B T} \right]. \quad (4.13)$$

Mientras tanto, la neutralidad de carga implica:

$$\frac{\rho Y_e}{\mu} = n_- - n_+ = \frac{1}{3\pi^2(\hbar c)^3} [\eta_e^3 + \eta_e(\pi k_B T)^2]. \quad (4.14)$$

De este modo, combinando los resultados para el equilibrio estadístico, ya sea para el régimen transparente (eq. 4.10), o el régimen opaco (eq. 4.13), junto con la neutralidad de carga (eq. 4.14), se puede deducir finalmente los valores de  $Y_e$  y  $\eta_e$  para una cierta profundidad óptica, densidad y temperatura.

$$Y_e = \frac{1 - X_{\text{nuc}}}{2} + X_{\text{nuc}} \left[ \left( 0.5 + \frac{0.487(Q/2 - \eta_e)}{k_B T} \right) F(\tau_\nu) + \left( 1 + \exp \left( \frac{\eta_e - Q}{k_B T} \right) \right) G(\tau_\nu) \right], \quad (4.15)$$

donde  $Q = (m_n - m_p) c^2 \approx 1.29 \text{ MeV}$ . Y  $F(\tau_\nu) = e^{-\tau_\nu}$ , y  $G(\tau_\nu) = 1 - e^{-\tau_\nu}$ , son los factores de peso que permiten la transición entre el régimen transparente y el régimen opaco. Se puede ver inmediatamente que cuando, el fluido está compuesto únicamente por partículas  $\alpha$  ( $X_{\text{nuc}} = 0$ ) se tiene  $Y_e = 0.5$ .

También se tomó en cuenta la emisión de neutrinos a través de varias reacciones (véase la sección § 4.4.3, más adelante). Una vez que se ha formado un neutrino éste puede (i) escapar el disco y por ende enfriar el flujo, o (ii) quedar capturado dentro del disco de modo que sea dispersado o capturado calentando así el flujo. La presión de los neutrinos atrapados, asumiendo la aproximación de dos flujos, es (Popham



& Narayan, 1995; Di Matteo, Perna & Narayan, 2002; Janiuk, Yuan, Perna & Di Matteo, 2007):

$$P_\nu(\tau) = \frac{1}{3} \left( \frac{7\pi^2(k_B T)^4}{8 \cdot 15(\hbar c)^3} \right) \left( \frac{(\tau_{\text{abs}} + \tau_{\text{scat}})/2 + 1/\sqrt{3}}{(\tau_{\text{abs}} + \tau_{\text{scat}})/2 + 1/\sqrt{3} + 1/3\tau_{\text{abs}}} \right), \quad (4.16)$$

donde  $\tau_{\text{abs}}$  y  $\tau_{\text{scat}}$  son las profundidades ópticas correspondientes a la absorción y a la dispersión (véase la sección § 4.4.3)). Es preciso notar que no distinguimos entre los sabores de los neutrinos.

### 4.4.3 Calentamiento y enfriamiento.

Se incluyeron los efectos del tensor de esfuerzos de la viscosidad tanto en la ecuación de la energía como en las ecuaciones de los momentos, tomando en cuenta a la disipación de energía y el transporte de momento angular. A diferencia de estudios previos, en este estudio no solo se calcularon los términos dominantes del tensor de esfuerzos, si no que se calcularon todos los términos. La magnitud del coeficiente de la viscosidad estaba dada por la receta de Shakura & Sunyaev (1973), básicamente  $\eta_v = \alpha \rho c_s H$  donde  $c_s$  es la velocidad local del sonido,  $H$  la escala de altura de la presión, dada por  $H = c_s/\Omega_K$  ( $\Omega_K$  es la frecuencia angular kepleriana), y  $\alpha$  una constante menor o igual a la unidad.

Debido a que en el colapso estelar el núcleo tiene valores característicos de la temperatura y densidad del orden de  $T \simeq 10^9 - 10^{10}$  K, y  $\rho \simeq 10^8 - 10^{10}$  g cm<sup>-3</sup>, que las tasas de reacción que dominarán en la emisión de neutrinos serán la captura de pares ( $e^\pm$ ) por nucleones libres, así como la aniquilación de pares. El decaimiento plasmónico y la emisión Bremsstrahlung (entre nucleón y nucleón) también son consideradas, sin embargo, son considerablemente inferiores a las tasas previamente mencionadas.

Para la emisión debida a la captura de  $e^\pm$  por nucleones libres ( $\dot{q}_{\text{cap}}$ ) se realizó una interpolación sobre las tablas de Langanke & Martínez-Pinedo (2001). El rango válido para la temperatura y la densidad es  $10 \leq \rho Y_e (\text{g cm}^{-3}) \leq 10^{11}$ , y  $10^7 \leq T(\text{K}) \leq 10^{11}$  respectivamente. Es preciso mencionar que en estas tablas no se ha hecho ningún tipo de suposición sobre la degeneración de los pares, a diferencia de estudios previos (Popham, Woosley & Fryer, 1999; Narayan, Piran & Kumar, 2001; Kohri & Mineshige, 2002; Di Matteo, Perna & Narayan, 2002; Lee, Ramirez-Ruiz & Page, 2004).

La emisión debida a la aniquilación de pares ( $\dot{q}_{\text{ann}}$ ) se calculó mediante las ecuaciones dadas por Itoh *et al.* (1996). En éstas los rangos de la temperatura y de la densidad son  $10^{10} \leq T(\text{K}) \leq 10^{11}$ ; y  $10^9 \leq \rho(\text{g cm}^{-3}) \leq 10^{12}$ , respectivamente.

El decaimiento plasmónico ( $\dot{q}_{\text{plasmon}}$ ) y la emisión Bremsstrahlung entre nucleón

y nucleón ( $\dot{q}_{\text{brem}}$ ) fueron:

$$\dot{q}_{\text{plasmon}} = 1,5 \times 10^{32} \left( \frac{T}{10^{11}\text{K}} \right)^9 \gamma_p^6 \exp[-\gamma_p] (1 + \gamma_p) \left( 2 + \frac{\gamma_p^2}{1 + \gamma_p} \right) \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.17)$$

$$\dot{q}_{\text{brem}} = 10^{29} \left( \frac{\rho}{10^{10}\text{g cm}^{-3}} \right) \left( \frac{T}{10^{11}\text{K}} \right)^{5,5} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.18)$$

Donde  $\gamma_p = 5,5 \times 10^{-2} [\pi^2 + 3(\eta_e/k_B T)^2] / 3^{1/2}$ .

También se tomó en cuenta la pérdida energética debida a la fotodesintegración de partículas  $\alpha$  ( $\dot{q}_{\text{photo}}$ ), del siguiente modo:

$$\dot{q}_{\text{photo}} = 10^{29} \left( \frac{\rho}{10^{10}\text{g cm}^{-3}} \right) \frac{dX_{\text{nuc}}}{dt} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.19)$$

Cuando el flujo es ópticamente delgado, el enfriamiento total es simplemente la suma de todas las emisividades descritas anteriormente.

$$\dot{q}(\tau \ll 1) = \dot{q}_{\text{cap}} + \dot{q}_{\text{ann}} + \dot{q}_{\text{plasmon}} + \dot{q}_{\text{brem}} + \dot{q}_{\text{photo}} \quad (4.20)$$

Sin embargo, como se mencionó en la sección § 4.4.2, una profundidad óptica finita afectará el flujo. Así que resulta importante tomar esta variable en cuenta. La profundidad óptica se puede dividir en la componente debida a la absorción y otra debida a la dispersión.

$$\tau_\nu = \tau_{\text{scat}} + \tau_{\text{abs}} \quad (4.21)$$

La componente debida a la absorción se debe a la reacción inversa de la captura de los pares ( $e^\pm$ ) por nucleones ( $\tau_{\text{abs-cap}}$ ), así como por el proceso inverso de la aniquilación de los pares ( $\tau_{\text{abs-ann}}$ ) (Di Matteo, Perna & Narayan, 2002).

$$\tau_{\text{abs}} = \tau_{\text{abs-cap}} + \tau_{\text{abs-ann}}, \quad (4.22)$$

Donde

$$\tau_{\text{abs-cap}} = \frac{2 \dot{q}_{\text{cap}} H}{7 \sigma_{SB} T^4} \quad (4.23)$$

$$\tau_{\text{abs-ann}} = \frac{2 \dot{q}_{\text{ann}} H}{7 \sigma_{SB} T^4}. \quad (4.24)$$

donde  $\sigma_{SB}$  es la constante de Steffan-Boltzmann,  $T$  la temperatura<sup>1</sup>,  $H$  la escala de altura, y  $\dot{q}_i$  la pérdida de energía correspondiente a cada caso.

Mientras tanto, tomando en cuenta las fracciones de protones y neutrones ( $Y_n$  y  $Y_p$  respectivamente), la componente de la dispersión de la profundidad óptica es:

$$\tau_{\text{scat}} = 13,8 (C_{s,p} Y_p + C_{s,n} Y_n) \frac{\sigma}{m_u} \left( k_B T / m_e c^2 \right)^2 \rho H, \quad (4.25)$$

---

<sup>1</sup>Temperatura correspondiente a la distribución de Fermi-Dirac.

Donde  $C_{s,p} = (1 + 5\alpha^2)/24$ ,  $C_{s,n} = [4(C_v - 1)^2 + 5\alpha^2]/24$ ,  $C_v = 0,5 + 2\sin^2\theta_w$ ,  $\sin^2\theta_w \approx 0.23$ ,  $\sigma = 1.76 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$  y  $\alpha = 1.25$  (Shapiro & Teukolsky, 1983).

Los valores típicos para una colapsar son  $T \sim 10^{11} \text{ K}$  y  $\rho \sim 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ , así que aproximadamente se tiene:  $\tau_{\text{abs}} \approx 5 \tau_{\text{scat}}$ .

Consistentemente con la ecuación de estado (véase la sección § 4.4.2), para calcular la energía interna ( $E_\nu$ ) y las tasa de enfriamiento de los neutrinos ( $\dot{q}_\nu$ ), tomando en cuenta los efectos de la profundidad óptica, se utilizó la aproximación de dos flujos (“two stream approximation”) (Popham & Narayan, 1995; Di Matteo, Perna & Narayan, 2002; Janiuk, Yuan, Perna & Di Matteo, 2007). Esto es:

$$E_\nu(\tau) = 3P_\nu(\tau) = \frac{7\pi^2(k_B T)^4}{8 \cdot 15(\hbar c)^3} \left( \frac{(\tau_{\text{abs}} + \tau_{\text{scat}})/2 + 1/\sqrt{3}}{(\tau_{\text{abs}} + \tau_{\text{scat}})/2 + 1/\sqrt{3} + 1/3\tau_{\text{abs}}} \right) \text{ erg cm}^{-3}, \quad (4.26)$$

$$\dot{q}_\nu(\tau) = \frac{7}{8} \left( \frac{4\sigma_{SB}T^4/3}{(\tau_{\text{abs}} + \tau_{\text{scat}})/2 + 1/\sqrt{3} + 1/3\tau_{\text{abs}}} \right) \left( \frac{H}{\text{cm}} \right) \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (4.27)$$

Por último, la luminosidad de los neutrinos (en  $\text{erg s}^{-1}$ ) se calculó fácilmente como:

$$L(\tau) = \int \dot{q}_\nu(\tau) dV \text{ erg s}^{-1}. \quad (4.28)$$

#### 4.4.4 Paso temporal numérico (criterio de Courant).

El paso temporal de las simulaciones cumplía con el criterio de Courant. Este criterio, aseguraba que en dicho intervalo de tiempo ( $dt_C$ ) no se transmitirá información de una partícula a otra sin ser calculada (para el caso de un código SPH), o si se estuviera utilizando un código de malla fija,  $dt_C$  asegura que no se transmitiría información de una celda a otra que no esté en contacto directo con ella misma.

Para esto, se tomó el cociente de la menor distancia entre todas las partículas ( $h_i$ ), y la mayor velocidad de todas las partículas ( $u_i$ ). Esto es:

$$dt = \frac{h_i}{u_i} \quad (4.29)$$

Para estar totalmente seguros que el paso temporal era lo suficiente pequeño, se asumió que el paso temporal de Courant ( $dt_c$ ) fuera una fracción del paso temporal previo.

$$dt_c = C \cdot \frac{h_i}{u_i}, \quad (4.30)$$

con C un número entre 0 y 1.

Sin embargo, podía ocurrir que la velocidad con la que la información se propagara, esto es la velocidad del sonido ( $c_{\text{son}}$ ), fuera mayor que la velocidad de las

partículas. Para esto, se utilizó la siguiente expresión para  $dt_C$  (en la cual se aseguraba que se tomaría en cuenta la velocidad máxima, ya fuera  $u_i$  ó  $c_{\text{son}}$ ):

$$dt_c = C \cdot \min\left(\frac{h_i}{u_i}; \frac{h_i}{c_{\text{son}}}\right) \quad (4.31)$$

Para todas las simulaciones se utilizó  $C=0.25$ .

## Capítulo 5

# Momento angular variable y sus consecuencias.

Una de las simplificaciones consideradas en el primer estudio, fue la de tomar en cuenta la distribución del momento angular constante como función del radio esférico. Es así como en un segundo estudio se abordaron las consecuencias en la tasa de acreción, formación del disco y liberación energética, correspondientes a una distribución del momento angular variable.

### 5.1 Resumen

La distribución del momento angular ( $J$ ) dentro de los núcleos de las estrellas pre-supernova es un elemento muy importante, ya que puede afectar dramáticamente la evolución del colapso de la propia estrella, así como la liberación energética en SNs e incluso DRGs. La mayoría de los trabajos se han enfocado en estudiar casos en los que la distribución de  $J$  está muy por encima o muy por debajo del valor crítico ( $J_{\text{crit}}$ ) requerido para la creación de un disco centrífugo alrededor de un hoyo negro central y omiten aquéllos en los que los núcleos estelares se encuentran rotando muy cerca de éste valor.

De este modo, en un segundo estudio, el momento angular total  $J$  se separó en la contraparte angular y la esféricamente radial:  $J = J(R, \theta) = J(R) J(\theta)$ . Cabe señalar que la parte angular rotaba como capas de cuerpo rígido:  $J(\theta) = \sin^2 \theta$ , con  $\theta$  el ángulo polar medido desde el eje de rotación. Sin embargo, y a diferencia del estudio previo en donde se asumía que los núcleos estelares rotaban con una  $J(R)$  constante, en éste se exploraron los efectos que una  $J(R)$  variable produciría. En específico, se tomaron en cuenta tres tipos de distribuciones radiales del momento angular: el caso en que incrementaba linealmente con respecto al radio esférico:  $J(R) \propto R$  (como

se muestra en la Figura 5.1); el caso en que se tenía uno o más picos de momento angular sobrepuestos en una distribución constante de  $J(R)$  (véase la Figura 5.2); y la distribución de  $J(R)$  dada por Woosley & Heger (2006) en el modelo 16TI (véase la Figura 5.3), multiplicado por una factor del orden de la unidad.

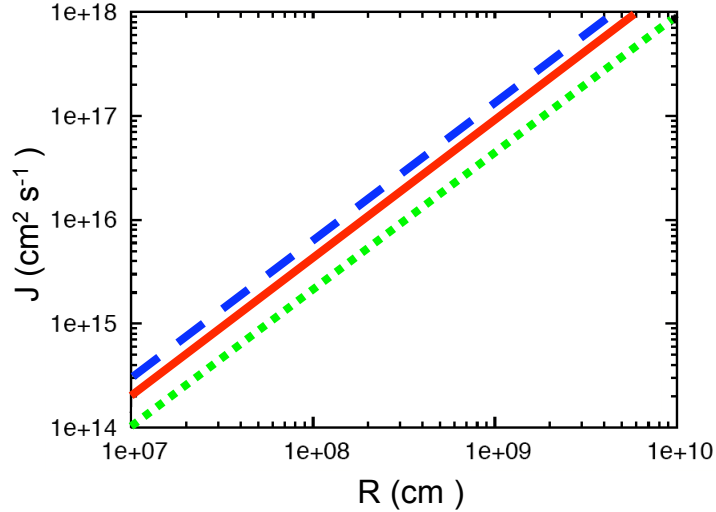


Figura 5.1: Ejemplos de distintas distribuciones radiales del momento angular para el caso en que éste incrementaba linealmente con respecto al radio esférico.

En específico se analizó el modo en que responde la tasa de acreción, la formación del disco y la liberación energética en función de la  $J(R)$  variable. A partir de este estudio se muestra como la transición de valores de  $J(R)$  de valores mayores a un valor crítico ( $J_{\text{crit}}$ , a valores por debajo de  $J_{\text{crit}}$ , se ve reflejada en la tasa de acreción y en la luminosidad —producida por la emisión de neutrinos dentro del disco—. De este modo, se pueden tener épocas en las que se libere energía así como periodos de calma. En los casos en los que el segundo pico tiene una magnitud mayor a la del primero existe la posibilidad de tener un pequeño destello previo al DRG, tal y como sucede con los precursores.

## 5.2 Resultados generales

Tomando en cuenta el valor crítico necesario del momento angular para formar un disco de acreción soportado por la fuerza centrífuga ( $J_{\text{crit}}$ ), para el caso en que:

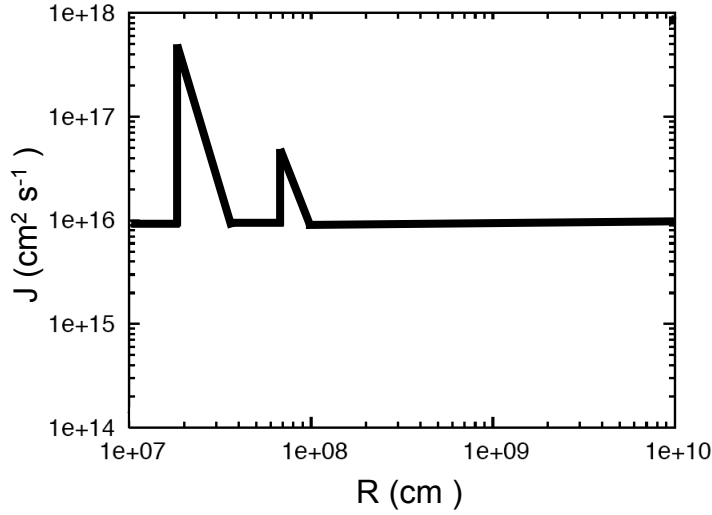


Figura 5.2: Ejemplo de una distribución radial del momento angular para el caso en que se tenía uno o más picos sobrepuestos sobre una distribución constante.

$J(R) < J_{\text{crit}}$ , el flujo resultaba ser cuasi radial –muy parecido al caso de Bondi–, con lo cual casi todo el material se acretaba directamente hacia el HN y no se lograba formar dicho disco. Es más, conforme aumentaba la masa del HN, el valor del  $J_{\text{crit}}$  correspondiente también crecía, inhibiendo aún más la formación de un futuro disco de acreción. En este caso, la energía liberada se debía a la compresión del gas que se acumulaba en la frontera interna, y cuya luminosidad promedio fue de  $L_{\nu} \simeq 10^{51}$  erg s<sup>-1</sup>. Por el contrario, cuando  $J(R) \geq J_{\text{crit}}$ , se formaba rápidamente un disco cuya tasa de acreción hacia el HN era del orden de  $\dot{M}_{\text{BH}} \sim 0.1\text{-}0.5 M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ . Debido a que la  $\dot{M}_{\text{BH}}$  obtenida no era suficientemente grande como para que la  $J_{\text{crit}}$  correspondiente se modificara dramáticamente y a que resultaba ser siempre menor que la distribución de  $J(R)$  del material que llegaba a la frontera interna, el disco de acreción no era destruido. En este caso la luminosidad producida por la emisión de neutrinos dentro del disco era del orden de  $L_{\nu} \simeq 10^{52}$  erg s<sup>-1</sup>.

Por otro lado, cuando se podía transitar de una solución cuasi-radial sin disco de acreción a una con disco, dependiendo de la forma de  $J(R)$ , se tomaron inicialmente distribuciones del momento angular que incrementaban linealmente <sup>1</sup> en función del

<sup>1</sup>Es cierto que este caso no se asemeja a la realidad, sin embargo, es necesario estudiarlo para

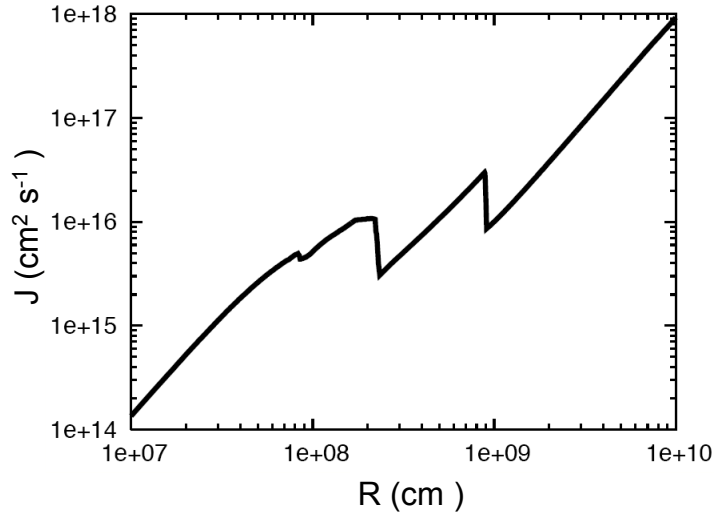


Figura 5.3: Distribución radial del momento angular dada por Woosley & Heger (2006) en el modelo 16TI.

radio esférico:  $J(R) = J_0 + m(R/R_{\text{out}})$ , con  $J_0$  y  $m$  variables —como se muestra en la Figura 5.1—. Vale la pena mencionar la distribución anterior también logramos reproducir las dos soluciones discutidas en el primer estudio. Esto, siempre y cuando se cumpliera en todo momento y dominio con  $J(R) < J_{\text{crit}}$  o con  $J(R) \geq J_{\text{crit}}$ . Es interesante observar que cuando  $J(R)$  pasaba de ser inferior a  $J_{\text{crit}}$  a ser mayor que  $J_{\text{crit}}$  —en alguna parte del núcleo estelar— se obtiene una solución sui géneris, ya que se iniciaba con un flujo cuasi radial, seguido por una etapa en la que se lograba formar el disco de acreción. En este caso la  $\dot{M}_{\text{BH}}$  obtenida era tan grande que la  $J_{\text{crit}}$  correspondiente se incrementaba notablemente y en algún punto resultaba ser mayor que la  $J(R)$  del material que llegaba a la frontera interna; por consiguiente, el disco de acreción se destruía. Durante la transición la luminosidad disminuía de  $L_\nu \simeq 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$  a  $L_\nu \simeq 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ .

También se estudiaron dos picos de igual o distinta magnitud y anchura —separados espacialmente entre sí— y sobrepuestos a una distribución de momento angular constante menor que  $J_{\text{crit}}$ , como se observa en la Figura 5.2. En esta distribución, y dado que el gas que inicialmente caía hacia el HN tenía  $J(R) < J_{\text{crit}}$ , se obtenía un flujo

---

entender las consecuencias del incremento lineal de  $J(R)$ .



cuasi-radial –sin la formación de un disco de acreción–. No obstante, que con el gas correspondiente a los picos de la distribución de momento angular con  $J(R) \geq J_{\text{crit}}$  se creaba un disco transitorio, éste se destruía en cuanto se acretaba nuevamente gas con  $J(R) < J_{\text{crit}}$ . Cabe mencionar que también se tomó en cuenta una distribución de momento angular similar a la distribución del modelo 16TI (ver Figura 5.3), de las simulaciones de presupernova de Woosley & Heger (2006) en la que se tiene un primer pico seguido por otro de mucha mayor magnitud. En este caso se obtuvo una curva de luz muy similar a la que se observa en los precursores de DRGs, en donde se ve un primer destello seguido por un segundo destello de mayor magnitud y duración. Es necesario señalar que ambos destellos están separados entre sí por un periodo de calma, en el cual la luminosidad se mantiene  $\sim$  constante, muy por debajo de la que emanan cuando éstos aparecen.

Por otra parte, debemos reconocer que una de las mayores limitaciones de esta investigación radica en la escala de tiempo utilizada. La escala temporal real de los DRGLs es mayor a los dos segundos, mientras que en nuestro estudio la escala de tiempo máxima fue de medio segundo. Esto se debe a que seguimos la evolución de las zonas más cercanas al HN en donde, por un lado, la mayor parte de la energía es liberada; pero por el otro, el tiempo de Courant en las simulaciones es muy corto ( $dt_c \sim 10^{-5}$ s); y por lo tanto, para poder reproducir más de dos segundos, hubiera sido necesario correr las simulaciones durante varios meses<sup>2</sup>. Aún así, dentro de este rango temporal, los cálculos demuestran que la liberación energética, debida a la emisión de neutrinos, depende enteramente de la magnitud del  $J(R)$  dentro de la estrella progenitora. Cuando se da la transición del régimen mayor a  $J_{\text{crit}}$  hacia el menor, la luminosidad disminuye al menos por un orden de magnitud. Por otra parte, en la curva de luz obtenida, se observa una variabilidad con escala temporal de milisegundos, lo cual se ajusta a las observaciones de los DRGs (Koshut *et al.*, 1995), la cual es causada por las fluctuaciones de la acreción en la vecindad del HN.

Esto significa que al escalar los resultados hacia radios mayores, la escala temporal se acercaría a las duraciones observadas en los DRGLs, pero siempre y cuando la transición entre los dos regímenes de la  $J$  se sostuviera, causando posibles periodos de calma, como los observados por Ramirez-Ruiz *et al.* (2001).

Una vez que se ha depositado energía en la región interna de la estrella se podría generar un jet relativista capaz de atravesar la envoltura estelar, en la cual se produciría aún más variabilidad. Esta propuesta no ha sido explorada a fondo y requiere de estudios posteriores que la validen o refuten.

---

<sup>2</sup>Para simular medio segundo se requirió entre dos y cuatro semanas, dependiendo del modelo.

### 5.3 Artículo.

A partir de este estudio también se escribió un artículo, que será enviado a la revista internacional ApJ letters (López-Cámara, Lee, & Ramírez-Ruíz, 2009b), el cual se incluye a continuación.







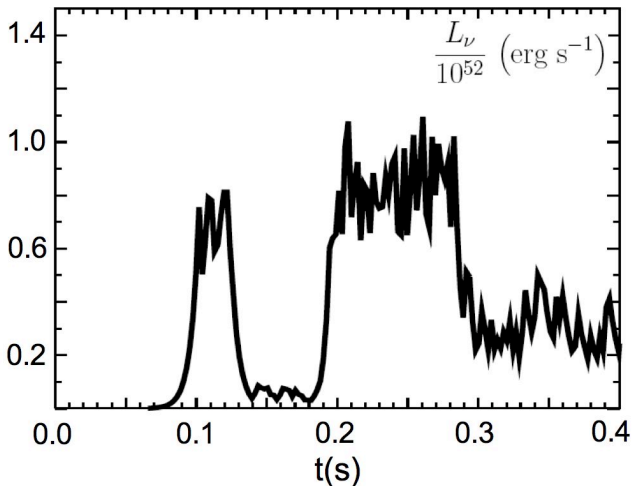


FIG. 4.— Evolution of the neutrino luminosity for the collapse of model 16TI with the original distribution of angular momentum multiplied by a factor 3.2. The transitions between accretion states lead to sharp drops and rises in  $L_\nu$  on short time scales ( $\simeq 10$  ms).

Within this range, the current calculations clearly show that the characteristics of the energy output are closely correlated, indeed follow the distribution of specific angular momentum in the progenitor star. The state transitions are abrupt with the luminosity rising or dropping

by more than one order of magnitude, and reflect the naturally short (ms) time scales in the vicinity of the accretor. Simply scaling the results to greater radii would lengthen the time scales accordingly if the switching between accretion states were to hold, leading to quiescent periods such as those studied by Ramirez-Ruiz et al. (2001) in the context of central engine activity. Once the deposition of energy in the inner regions of the star has produced a relativistic jet capable of traversing the stellar envelope, further variability will likely be reproduced in the overall light curve. Determining whether this can power precursor activity is another matter, requiring the initial episode of accretion to create a low density polar funnel in the star.

We thank S.E. Woosley and A. Heger for making their pre-supernova models available. This work was supported in part by CONACyT (45845E, WL), PAPIIT-UNAM (IN113007, WL), NASA (Swift NX07AE98G, ER-R) and DOE SciDAC (DE-FC02-01ER41176, ER-R). DL-C acknowledges support through a CONACyT graduate scholarship.

#### REFERENCES

- Burlon, D., et al. 2008, ArXiv e-prints, 806, arXiv:0806.3076  
Cenko, S. B., et al. 2006, ApJ, 652, 490  
Di Matteo, T., Perna, T., & Narayan, R. 2002, ApJ, 579, 706  
Fujimoto, S.-i., et al. 2006, ApJ, 644, 1040  
Heger, A., et al. 2000, ApJ, 528, 368  
Heger, A., Woosley, S.E., Spruit, H.C. 2005, ApJ, 626, 350  
Itoh, N., et al. 1996, ApJS, 102, 411 Itoh et al. (1996)  
Janiuk, A., & Proga, D. 2008, ApJ, 675, 519  
Janiuk, A., Yuan, Y., Perna, R., & Di Matteo, T. 2007, ApJ, 664, 1011  
Koshut, T. M., et al. 1995, ApJ, 452, 145  
Kumar, P., Narayan, R., Johnson, J. L. 2008, MNRAS, 388, 1729  
Kumar, P., Narayan, R., Johnson, J. L. 2008, Science, 321, 376  
Langanke, K., & Martínez-Pinedo Lattimer, G. 2001, At. Data Nucl Data Tables, 79, 1  
Lazzati, D., & Begelman, M. C. 2005, ApJ, 629, 903  
Lee, W. H., & Ramirez-Ruiz, E. 2006, ApJ, 641, 961  
Lee, W. H., Ramirez-Ruiz, E., Page, D. 2005, ApJ, 632, 421  
Lopez-Camara, D., Lee, W. H., & Ramirez-Ruiz, E. 2008, ApJ in press, ArXiv e-prints, 808, arXiv:0808.0462  
MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, ApJ, 524, 262  
Murakami, T., et al. 1991, Nature, 350, 592  
Narayan, R., Piran, T., & Kumar, P. 2001, ApJ, 557, 949  
Paczynski, B., & Wiita, P. J. 1980, A&A, 88, 23  
Page, K. L., et al. 2007, ApJ, 663, 1125  
Piro, L., et al. 2005, ApJ, 623, 314  
Popham, R., & Narayan, R. 1995, ApJ, 442, 337  
Popham, R., Woosley, S. E., & Fryer, C. 1999, ApJ, 518, 356  
Proga, D., & Begelman M. C. 2003, ApJ, 582, 69  
Proga, D., MacFadyen, A. I., Armitage, P. J., & Begelman, M. C. 2003, ApJ, 599, L5  
Ramirez-Ruiz, E., MacFadyen, A. I., & Lazzati, D. 2002, MNRAS, 331, 197  
Ramirez-Ruiz, E., Merloni, A., & Rees, M. J. 2001, MNRAS, 324, 1147  
Romano, P., et al. 2006, A&A, 456, 917  
Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337  
Spruit, H.C. 2002, A&A, 381, 923  
Vanderspek, R., et al. 2004, ApJ, 617, 1251  
Wang, X.-Y., & Mészáros, P. 2007, ApJ, 670, 1247  
Woosley, S.E., Bloom, J.S. 2006, ARA&A, 44, 507  
Woosley S. E., & Heger A. 2006, ApJ, 637, 914  
Yoon, S.C., Langer, N., 2005, A&A, 443, 643

## Capítulo 6

# Conclusiones, perspectivas y bibliografía.

Para comprender la formación de los DRGs a partir de la acreción dentro de un colapsar, es esencial utilizar simulaciones numéricas que tomen en cuenta la mejor física. Esto, para poder acercarnos a la realidad del fenómeno. En los trabajos previos a éste, se han realizado diversas simplificaciones de la física que impiden tener un modelo realista. Asimismo, no se ha considerado el caso en el cual el núcleo estelar del colapsar rota muy cerca del valor crítico necesario para la formación de un disco de acreción centrífugo.

En esta tesis se realizaron simulaciones numéricas de acreción hacia un hoyo negro, en las cuales se consideró la rotación del colapsar con momento angular crítico. En éstas se incluyó: una condición inicial y una ecuación de estado realista (conformada por nucleones libres, un gas de pares de electrones y positrones –degenerados o no–, radiación, y neutrinos); además se trató correctamente el enfriamiento debido a la emisión de neutrinos, así como el calentamiento debido a los neutrinos que no lograban escapar del disco; auto gravedad; profundidad óptica ante los neutrinos; transporte de momento angular y calentamiento por la viscosidad –mediante el parámetro  $\alpha$  de Shakura & Sunyaev (1973)–; y los efectos de la relatividad general de un hoyo negro –esto utilizando el pseudo potencial de Paczynsky & Wiita (1980)–. Con base en lo anterior, se obtuvo información sobre los mecanismos que podrían producir destellos de rayos gamma.

Queda claro que las variables que determinaron la morfología global del disco de acreción y la liberación de energía fueron la distribución del momento angular, y la magnitud del transporte del momento angular, cuantificado por la prescripción  $\alpha$  de Shakura & Sunyaev (1973). Combinaciones distintas de estas dos dieron lugar a dos

tipos de soluciones, donde contrario a lo que se pensaba previamente incluso las distribuciones de bajo momento angular serían capaces de generar un destello de rayo gamma. Además para una distribución de momento angular alta era posible eyectar grandes flujos de material pesado (similar a una supernova) antes del destello. Por el contrario, para una distribución de momento angular baja, se podría producir un destello de rayo gamma poco energético sin la compañía de una supernova (como es el caso del destello DRG060505).

Para el caso en el que el momento angular variaba en función del radio esférico se tenía una tasa de acreción variable en el tiempo con lo cual se obtenía una luminosidad variable. Se mostró como la acreción de material sobre el hoyo negro central no es despreciable y como ésta al incrementar la masa de HN central podría evitar por completo la producción del disco de acreción y con ello la generación del DRG. Además, se encontró como un incremento y decremento rápido en el momento angular podría explicar los precursores (tema novedoso y que ha captado la atención de los especialistas en el área, y que hasta la fecha no se tiene un modelo que los logre reproducir perfectamente).

Es evidente que en los dos estudios realizados, la mayor limitación fue la escala temporal de los destellos de rayos gamma (DRGs). Los DRGs largos duran entre 2 segundos y decenas de segundos (duración relacionada con la escala temporal de la caída libre). Sin embargo, debido a que los estudios se centraron en seguir detalladamente la física en la parte interna del núcleo estelar (ya que es en esta zona donde la mayor parte de la energía es generada y lanzada), es que se requirió poner el límite interno en un radio muy pequeño. Con lo cual, a partir de la condición temporal de Courant, el intervalo de tiempo numérico necesario resultó ser sumamente pequeño (del orden de ms), y por lo tanto sólo se pudo simular la evolución de nuestro sistema por aproximadamente medio segundo. Aun así, dentro de este rango temporal, los cálculos demuestran claramente que las características de energía liberada están correlacionadas con la distribución del momento angular dentro de la estrella progenitora. Las transiciones de la tasa de acreción y de la luminosidad son muy abruptas e incrementan (o disminuyen) por más de un orden de magnitud, y reflejan escalas de tiempo muy cortas en la vecindad del acretor. Un escalamiento de la frontera externa en la condición inicial a radios mayores alargaría las escalas de tiempos obtenidos en nuestros resultados. Con esto, la duración de nuestros destellos pasan a tener escalas comparables con las observaciones. Sin embargo, queda por estudiar si la deposición energética en la frontera interna es suficiente para que el chorro que se produjera pudiera atravesar la envoltura estelar.

Sería recomendable realizar estudios utilizando nuevas variables que han sido abordadas mediante simplificaciones en los estudios realizados, y por medio de las



cuales se ampliaría el conocimiento en el campo de las colapsares. Para esto, se sugiere desarrollar nuevas simulaciones utilizando la misma física y condición inicial que en el trabajo realizado para este proyecto (López-Cámara *et al.* 2008a), pero tomando en cuenta correctamente los campos magnéticos, con lo cual se evitaría utilizar el parámetro  $\alpha$  de Shakura y Sunyaev (1973) como mecanismo de transporte de momento angular así como la realización de las simulaciones en 3 dimensiones. De igual modo, en futuros estudios es necesario corregir el modo en que se trataron los efectos relativistas del HN central. Esto es, en vez de reproducir los efectos relativistas por medio del potencial de Paczynsky y Wiita (1980) en las ecuaciones newtonianas de Navier Stokes, se debería utilizar el formalismo dado por la relatividad general.

Otro estudio interesante sugiere extender los estudios realizados por López-Cámara *et al.* (2008), en los cuales sólo se pudo analizar la tasa de acreción hacia un HN hasta un tiempo máximo de evolución del orden de medio segundo. Sin embargo, el tiempo de un DRG largo es de al menos el doble, por lo cual es de vital importancia tener un seguimiento para poder concluir si se pudiera o no producir un DRG largo a partir de una distribución de bajo momento angular.

Por otro lado, es necesario realizar simulaciones numéricas basadas en nuestros resultados, en las cuales a partir de una distribución de momento angular crítica se siguiera la evolución del chorro (en dos y tres dimensiones), para ver si éste logra atravesar la envolvente estelar y con ello confirmar si fuera posible producir un DRG sin el acompañamiento de una SN. Bajo la misma línea de trabajo, se podrían realizar estudios sobre la evolución del chorro dentro de la envolvente estelar en la cual se asumiría una inyección de energía constante desde la frontera interna para producir el chorro relativista. De igual modo, este estudio se podría extender utilizando una tasa de inyección variable en el tiempo.

Otra posible línea de trabajo, se basa en el trato correcto de la aniquilación de los neutrinos (dentro del núcleo estelar), a partir del cual se produciría el DRG. Es preciso mencionar que en la actualidad existen muy pocos grupos de trabajo que han intentado resolver este problema, de los cuales ninguno lo ha hecho dentro del contexto de las colapsares. Aunque dicha línea de trabajo no sería a corto plazo, sería una propuesta novedosa que podría explicar muchos fenómenos astrofísicos de alta energía.

Por último, es necesario destacar que en futuras simulaciones numéricas de las colapsares, la ecuación de estado que se tome en cuenta debe ser comparable a la nuestra, y que no se puede ignorar el límite de bajo momento angular en la generación de los DRGs.



# Bibliografía

1. Artemova, I. V., Bjoernsson, G., & Novikov, I. D. 1996, ApJ, 461, 565
2. Artymowicz, P., Clarke, C. J., Lubow, S. H., & Pringle, J. E. 1991, ApJL, 370, L35
3. Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
4. Beloborodov, A. M., & Illarionov, A. F. 2001, MNRAS, 323, 167
5. Beloborodov, A. M. 2003, ApJ, 588, 931
6. Benz, W., & Hills, J. G. 1987, ApJ, 323, 614
7. Benz, W., & Thielemann, F.-K. 1990, ApJL, 348, L17
8. Bicknell, G. V., & Gingold, R. A. 1983, ApJ, 273, 749
9. Blinnikov, S. I., Dunina-Barkovskaya, N. V., & Nadyozhin, D. K. 1996, ApJ, 106, 171
10. Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, ApJ, 123, 1111
11. Bloom, J. S., *et al.* 2002, ApJL, 572, L45
12. Bondi, H. 1952, MNRAS, 112, 195
13. Campana, S., *et al.* 2006, Nature, 442, 1008
14. Castro-Tirado, A. J. *et al.* 2001, A&A, 370, 398
15. Chen, X., Taam, R. E., Abramowicz, M. A., & Igumenshchev, I. V. 1997, MNRAS, 285, 439
16. Chevalier, R. 1989, Nature, 339, 96
17. Coleman, C. S., & Bicknell, G. V. 1985, MNRAS, 214, 337
18. Coleman, C. S., & Bicknell, G. V. 1988, MNRAS, 230, 497

19. Burlon, D., *et al.* 2008, ArXiv e-prints, 806, arXiv:0806.3076
20. Berger, E., *et al.* 2007, ApJ, 664, 1000
21. Cenko, S. B., *et al.* 2006, ApJ, 652, 490
22. Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2002, MNRAS, 336, 1271
23. Davies, M. B., *et al.* 2007, arXiv:0704.1899v1
24. Della Valle, M., *et al.* 2003, A&A, 406, L33
25. Della Valle, M., *et al.* 2006a, ApJL, 642, L103
26. Della Valle, M., *et al.* 2006b, Nature, 444, 1050
27. Dezalay, J. P., *et al.* 1996, ApJ, 471, L27
28. Di Matteo, T., Perna, T., & Narayan, R. 2002, ApJ, 579, 706
29. Evans, C. R., & Kochanek, C. S. 1989, ApJL, 346, L13
30. Fruchter, A. S., *et al.* 2006, Nature, 441, 463
31. Fujimoto, S.-i., Kotake, K., Yamada, S., Hashimoto, M.-a., & Sato, K. 2006, ApJ, 644, 1040
32. Fynbo, J. P. U., *et al.* 2003, A&A, 406, L63
33. Fynbo, J. P. U., *et al.* 2006, Nature, 444, 1047
34. Galama, T. J., *et al.* 1998, Nature, 395, 670
35. Gal Yam, A., *et al.* 2006, Nature, 444, 1053
36. Gehrels, N., *et al.* 2006, Nature, 444, 1044
37. Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. 1977, MNRAS, 181, 375
38. Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. 1978, MNRAS, 184, 481
39. Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. 1979, MNRAS, 188, 39
40. Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. 1983, MNRAS, 204, 715
41. Goodman, J., & Hernquist, L. 1991, ApJ, 378, 637
42. Gorosabel, J., *et al.* 2005, A&A, 444, 711

43. Graham, J. F., *et al.* 2008, arXiv:0808.2610
44. Haensel, P., & Shaeffers, R. 1982, Nucl. Phys. A., A381, 519
45. Hashimoto, M., 1995, Progress of Theoretical Physics, 94, 663
46. Haugan, M. P., Shapiro, S. L., & Wasserman, I. 1982, ApJ, 257, 283
47. Hawley, J. F., Smarr, L. L., & Wilson, J. R. 1984, ApJ, 277, 296
48. Heger, A., *et al.* 2000, ApJ, 528, 368
49. Hernquist, L., & Katz, N. 1989, ApJs, 70, 419
50. Huerta, E.A., Mendoza, S. 2007, RMxAA, 43, 191
51. Igumenshchev, I. V., & Beloborodov, A. M. 1997, MNRAS, 284, 767
52. in 't Zand, J. J. M., Heise, J., van Paradijs, J., & Fenimore, E. E. 1999, ApJL, 516, L57
53. Itoh, N., Adachi, T., Nakagawa, M., Kohyama, Y., & Munakata, H. 1989, ApJ, 339, 354
54. Itoh, N., Kuwashima, F., & Munakata, H. 1990, ApJ, 362, 620
55. Itoh, N., *et al.* 1996, ApJS, 102, 411
56. Janiuk, A., Yuan, Y., Perna, R., & Di Matteo, T. 2007, ApJ, 664, 1011
57. Keto, E. R., & Lattanzio, J. C. 1989, ApJ, 346, 184
58. Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1999, ApJ, 513, 669
59. Koshut, T. M., *et al.* 1995, ApJ, 452, 145
60. King, A., Olsson, E., & Davies, M. B. 2007, MNRAS, 374, L34
61. King, A. R., Pringle, J. E., & Livio, M. 2007, MNRAS, 376, 1740
62. Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, ApJ, 182, L85
63. Kohri, K., & Mineshigue, S. 2002, ApJ, 577, 311
64. Lattanzio, J. C., Monaghan, J. J., Pongracic, H., & Schwarz, M. P. 1985, MNRAS, 215, 125
65. Lattimer, J. M., & Schramm, D. N. 1974, ApJ, 192, L145

66. Langanke, K., & Martínez-Pinedo Lattimer, G. 2001, *At. Data Nucl Data Tables*, 79, 1
67. Lazzati, D. 2005, *MNRAS*, 357, 722
68. Lazzati, D., & Begelman, M. C. 2005, *ApJ*, 629, 903
69. Le, T., & Dermer, C. D. 2007, *ApJ*, 661, 394
70. Lee, W. H. 2000, *MNRAS*, 318, 606
71. Lee, W. H., Abramowicz, M. A., & Kluźniak, W. 2004, *ApJL*, 603, L93
72. Lee, W. H., & Ramirez-Ruiz, E. 2002, *ApJ*, 577, 893
73. Lee, W. H., & Ramirez-Ruiz, E. 2006, *ApJ*, 641, 961
74. Lee, W. H., Ramirez-Ruiz, & E., Page, D. 2004, *ApJ*, 608, L5
75. Lee, W. H., Ramirez-Ruiz, & E., Page, D. 2005, *ApJ*, 632, 421
76. Lee, W. H., & Kluźniak, W. L. 1999, *ApJ*, 526, 178
77. Li, L.-X. 2007, *MNRAS*, 380, 621
78. Longair, M. S. (. S. ) 2006, *The Cosmic Century: A History of Astrophysics and Cosmology*. By Malcolm S. Longair. QB461.L66 2006; ISBN-10 0521-47436-1 (hardback); ISBN-13 978-0521-47436-8 (hardback). Published by Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006.
79. Lucy, L. B. 1977, *AJ*, 82, 1013
80. Lyutikov, M., & Blandford, R. 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv:astro-ph/0312347
81. Lyutikov, M., & Usov, V. V. 2000, *ApJL*, 543, L129
82. MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
83. MacFadyen, A. I., Woosley, S. E., & Heger, A. 2001, *ApJ*, 550, 410
84. Malesani, D., *et al.* 2004, *ApJ*, 609, L5
85. Marcinkowski, R., *et al.* 2006, *A&A*, 452, 113
86. McBreen, S., *et al.* 2006, *A&A*, 455, 433
87. Mendoza, S., Cantó, J., & Raga, A. C. 2004, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 40, 147

88. Meszaros, P., & Rees, M. J. 1992, ApJ, 397, 570
89. Meszaros, P., & Rees, M. J. 1997, ApJ, 482, L29
90. Mészáros, P., & Rees, M. J. 2000, ApJ, 530, 292
91. Metzger, M. R., *et al.* 1997, Nature, 387, 878
92. Mitrofanov, I. G. 1989, Ap&SS, 155, 141
93. Monaghan, J. J. 1992, ARA&A, 30, 543
94. Monaghan, J. J., & Varnas, S. R. 1988, MNRAS, 231, 515
95. Murakami, T., *et al.* 1991, Nature, 350, 592
96. Nagasawa, M., Nakamura, T., & Miyama, S. M. 1988, PASJ, 40, 691
97. Nakamura, T., & Sasaki, M. 1981, Physics Letters B, 106, 69
98. Nakar, E. 2007, Phys. Rep., 442, 166
99. Narayan, R., Piran, T., & Kumar, P. 2001, ApJ, 557, 949
100. Oohara, K.-I., & Nakamura, T. 1983, Physics Letters A, 98, 407
101. Paczynsky, B., & Wiita, P. J. 1980, A&A, 88, 23
102. Page, K. L., *et al.* 2007, ApJ, 663, 1125
103. Piran, T. 1999, Physics Reports, 314, 575
104. Piran, T. 2005, Reviews of Modern Physics, 76, 1143
105. Piro, L., *et al.* 2005, ApJ, 623, 314
106. Popham, R., & Narayan, R. 1995, ApJ, 442, 337
107. Popham, R., Woosley, S. E., & Fryer, C. 1999, ApJ, 518, 356
108. Preece, R. D. 2000, Gamma-ray Bursts, 5th Huntsville Symposium, 526, 115
109. Prochaska, J. X., *et al.* 2004, ApJ, 611, 200
110. Proga, D. 2003, ApJ, 585, 406
111. Proga, D., & Begelman M. C. 2003, ApJ, 582, 69
112. Proga, D., & Begelman, M. C. 2003, ApJ, 592, 767

113. Proga, D., MacFadyen, A. I., Armitage, P. J., & Begelman, M. C. 2003, ApJ, 599, L5
114. Qian, Y. Z., & Woosley, S. E. 1996, ApJ, 471, 331
115. Pruet, J., Thompson, T. A., & Hoffman, R. D. 2004, ApJ, 606, 1006
116. Ramirez-Ruiz, E., Merloni, A., & Rees, M. J. 2001, MNRAS, 324, 1147
117. Ramirez-Ruiz, E., Celotti, A., & Rees, M. J. 2002a, MNRAS, 337, 1349
118. Ramirez-Ruiz, E., MacFadyen, A. I., & Lazzati, D. 2002b, MNRAS, 331, 197
119. Ramirez-Ruiz, E., Merloni, A., & Rees, M. J. 2001, MNRAS, 324, 1147
120. Rees, M. J. 1966, Nature, 211, 468
121. Reeves, J. N., *et al.* Nature, 416, 512
122. Romano, P., *et al.* 2006, A&A, 456, 917
123. Rubio-Herrera, E., & Lee, W. H. 2005, MNRAS, 357, L31
124. Ruffini, R., *et al.* 2001, ApJL, 555, L117
125. Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1986, Radiative Processes in Astrophysics, by George B. Rybicki, Alan P. Lightman, pp. 400. ISBN 0-471-82759-2. Wiley-VCH, June 1986.
126. Salamanca, I., Terlevich, R. J., & Tenorio-Tagle, G. 2002, MNRAS, 330, 844
127. Setiawan, S., Ruffert, M., & Janka, H.-T. 2006, A&A, 458, 553
128. Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
129. Shapiro S. L., & Teukolsky, S. A. 1983, "Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Stars (New York: Wiley-Interscience).
130. Shapiro, S. L., & Wasserman, I. 1982, ApJ, 260, 838
131. Shen, H., *et al.* 1998, Nucl. Phys. A, 637, 435
132. Soderberg, A. M., *et al.* 2004, ApJ, 606, 994
133. Sollerman, J., *et al.* 2005, New Astronomy, 11, 103-115
134. Stanek, K. Z., *et al.* 2003, ApJ, 591, L17
135. Stone, J. M., *et al.* 1992, ApJs, 80, 791



136. Swesty, F. D., & Lattimer, J. M. 1991, BAAS, 23, 822
137. Tagliaferri, G., et al. 2005, Nature, 436, 985
138. Thompson, C. 1994, MNRAS, 270, 480
139. Ulrich, R. K. 1976, ApJ, 210, 377
140. Usov, V. V. 1992, Nature, 357, 472
141. Vanderspek, R., *et al.* 2004, ApJ, 617, 1251
142. Wang, X.-Y., & Mészáros, P. 2007, ApJ, 670, 1247
143. Wilson, J. R. 1972, ApJ, 173, 431
144. Woosley, S. E. 1993, ApJ, 405, 273
145. Woosley S. E., & Heger A. 2006, ApJ, 637, 914
146. Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, ApJs, 101, 181
147. Zurek, W. H., & Benz, W. 1986, ApJ, 308, 123