



Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis de Grado para  
Licenciatura en Astronomía

ANÁLISIS DE SUPERNOVAS CON LÍNEAS ANCHAS Y SU  
CONEXIÓN CON ESTALLIDOS DE RADIACIÓN GAMMA

Lili Michelle Román Aguilar

Directora: Dra. Melina Cecilia Bersten

LA PLATA, ARGENTINA  
- ABRIL DE 2022 -



# Resumen

Sólo un grupo pequeño de supernovas (SNs) de colapso gravitatorio ha sido asociado a explosiones de radiación gamma de larga duración (LGRBs, por sus siglas en inglés). En todos los casos estas SNs fueron clasificadas como de tipo Ic, es decir careciendo de hidrógeno y helio. Al mismo tiempo, existe un subtipo de supernovas Ic que presentan líneas anchas en sus espectros (SNs Ic-BL), las cuales son indicadores de explosiones estelares más energéticas que las usuales. Ha sido sugerido que ambos grupos de SNs puedan estar asociadas, y que la no detección del LGRB del segundo grupo mencionado, sea debido a que hay una desalineación del *jet* con la línea de la visual. En este trabajo se plantea analizar en profundidad esta posible asociación. Con este fin, se realiza el análisis de una muestra de cuatro SNs de tipo Ic-BL. Para ello haremos uso de un código hidrodinámico que simula explosiones estelares y compararemos los modelos teóricos obtenidos con las curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas de cada uno de los objetos. De esta manera, obtendremos propiedades físicas como masas iniciales, energía de la explosión y cantidad de material radiactivo condensado durante la explosión. Luego compararemos estos parámetros con dos grupos distintos de SNs. Por un lado con los parámetros derivados para una muestra de SNs Ic asociadas a LGRB que ha sido recientemente analizada por nuestro grupo, y por otro con un conjunto más grande de supernovas Ib y Ic normales que se encuentran en la literatura. De este modelado, hemos obtenido resultados razonables para varios objetos de la muestra. Estos sugieren que uno de nuestros objetos puede haber sido mal clasificado dentro del subtipo de SNs Ic-BL, puesto que sus parámetros son consistentes con los de SNs Ic normales. Los remanentes compactos obtenidos indican la formación de estrellas de neutrones luego de la explosión de las SNs, con excepción de uno de los objetos. Para este último hemos obtenido que podría haberse formado un agujero negro de masa estelar como remanente del evento explosivo. Este objeto presenta asimismo más propiedades consistentes con aquellos que han sido asociados a LGRBs.



# Abstract

Only a small group of core-collapse supernovae has been associated with long duration gamma-ray bursts (LGRBs). In all cases these supernovae has been classified as type Ic, that is, they lack hydrogen and helium. At the same time, there is a subtype of Ic supernovae that show broad lines in their spectra (Ic-BL SNe), which are indicators of stellar explosions more energetic than the usual ones. It has been suggested that both groups of supernovae may be associated, and that the non-detection of the LGRB of the second group is due to a misalignment of the jet with the line of sight. This thesis intends to analyze more deeply this possible association. To this end, we have analyzed a sample of four Ic-BL SNe. We used a hydrodynamic code that simulates stellar explosions and we have compare the theoretical models obtained with the bolometric light curves and expansion velocities of each object. In this way, we will obtain physical properties as initial masses, explosion energies and amount of radioactive material condensed during the explosion. Then we will compare these parameters with two different groups of supernovae. On the one hand with the derived parameters for a sample of LGRBs supernovae that has been recently analyzed by our group, and on the other with a larger set of normal type Ib and Ic supernovae found in the literature. From this modeling, we have obtained reasonable results for some sample objects. These results suggest that one of our objects may have been misclassified within the subtype Ic-BL SNe, since that its parameters are consistent with those of normal Ic supernovae. The compact remnants obtained indicate the formation of neutron stars after the explosion, with exception of one of the objects. For the latter we have obtained that it could have been formed a stellar-mass black hole as a remnant of the explosive event. This object also presents more properties that are consistent with those that have been associated with LGRBs.



# Agradecimientos

A mi directora Melina Bersten, por todo su apoyo, paciencia y enseñanza que fueron fundamentales, especialmente para este último trayecto tan pesado de un largo recorrido.

A mi mamá y mi papá, Lili y John, quienes depositaron su confianza en mí desde el minuto cero y sobre todo supieron comprender que su hija única quería mudarse de país para estudiar la carrera que tanto la apasionaba. Gracias porque jamás dejé de sentirlos muy cerca mío, porque nunca dudaron de mí. Gracias porque permitieron que mi sueño se volviera realidad.

A toda mi familia que siempre ha sido tan unida, gracias por todas sus palabras de aliento, por no dejarme caer y tampoco dejarme sentir que estoy lejos de ustedes.

A mis amigas y amigos: Tamara, Leandro, Aldana, María, Julián y varios más, a mi pareja Axel; sin ustedes este momento tampoco sería posible. Gracias por ser mi segunda familia y brindarme su apoyo en todo momento. Gracias, por estar conmigo cuando más los necesité, cada uno acompañándome a su manera, con una llamada, con visitas sorpresa, con un mate, con un abrazo... Todo esto me daba los ánimos para seguir.

A la Universidad Nacional de La Plata, a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, a todos los profesores y profesoras y a este país tan lindo, Argentina, que supieron acogerme y aceptarme como una más. Gracias por la oportunidad de estar a un paso menos de convertirme en la profesional que siempre quise ser, y sobre todo por una educación de primer nivel.

No alcanzarían las palabras para agradecer a cada persona que impulsó esta ilusión de algún día convertirme en astrónoma. Dicen que “la gratitud es la memoria del corazón”(Lao Tse), y cuando es íntegra las palabras sobran. Por eso, simplemente gracias a cada uno por ser parte de este gran logro.



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>vii</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Supernovas y su clasificación	1
1.2. Métodos de derivación de parámetros físicos de Supernovas	4
1.2.1. Características de la curva de luz y velocidad fotosférica.	5
1.3. Supernovas con líneas anchas	7
1.4. Objetivos y metodología	8
<b>2. Modelo Teórico</b>	<b>11</b>
2.1. Código Hidrodinámico	11
2.1.1. Método de Cálculo y Ecuaciones	11
2.2. Modelos Iniciales o Pre-Supernova	14
2.3. Variación de Parámetros	15
2.3.1. Variación del modelo pre-SN	16
2.3.2. Variación de la Energía	17
2.3.3. Variación de la masa de $^{56}\text{Ni}$	18
2.3.4. Variación de la mezcla de $^{56}\text{Ni}$ (mix)	19
<b>3. Muestra observacional</b>	<b>21</b>
3.1. Selección de la muestra	21
3.2. Supernova 2010qts	23
3.3. Supernova 2014dby	23
3.4. Supernova 2015dqg	23
3.5. Supernova 2020bvc	23
<b>4. Resultados</b>	<b>27</b>
4.1. Modelado de la muestra de SNs.	27
4.1.1. Supernova 2020bvc: modelos estelares estándar	28
4.1.1.1. Supernova 2020bvc: modelo estelar más masivo.	31
4.1.1.2. Supernova 2020bvc: cambios en la masa del remanente compacto.	31
4.1.2. Supernova 2010qts.	35
4.1.3. Supernova 2014dby.	36
4.1.4. Supernova 15dqg.	38
4.2. Resumen de los resultados obtenidos.	41

## ÍNDICE GENERAL

---

<b>5. Discusiones</b>	<b>43</b>
5.1. Comparación con trabajos previos. . . . .	43
5.2. Comparación de parámetros físicos de SNs Ic-BL con LGRB-SNs y SE-SNs. .	45
5.3. Comparación de CLs y velocidades de la muestra de SNs Ic-BL con LGRB-SNs.	51
<b>6. Conclusiones y trabajo a futuro</b>	<b>55</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>57</b>

# Índice de figuras

1.1. Esquema de clasificación tradicional de supernovas (Turatto, 2003). . . . .	4
1.2. Diferentes fases de una CL típica para una SN tipo Ib o Ic . . . . .	5
1.3. Evolución de la velocidad fotosférica de una SN tipo Ic o Ib. . . . .	7
2.1. Perfiles de densidad en función de la masa y el radio para distintos modelos pre-SN . . . . .	15
2.2. Curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para diferentes modelos pre-SN. . . . .	16
2.3. Curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para diferentes valores de la energía. . . . .	17
2.4. Curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para diferentes valores de la masa de $^{56}\text{Ni}$ . . . . .	18
2.5. Curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para diferentes grados de mezcla del material radioactivo $^{56}\text{Ni}$ . . . . .	19
3.1. Curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas de nuestra muestra de supernovas. . . . .	22
3.2. Comparación de la SN 2020bvc con la SN 2010bh. . . . .	25
4.1. Comparación de las observaciones de SN 2020bvc con modelos obtenidos a partir del modelo pre-SN He4. . . . .	29
4.2. Comparación de las observaciones con modelos pre-SN He8 para la SN 2020bvc. . . . .	30
4.3. Comparación de las observaciones de la SN 2020bvc para modelo pre-SN He11. . . . .	32
4.4. Comparación de las observaciones de la SN 2020bvc con modelos pre-SN He11 y remanentes compactos masivos. . . . .	34
4.5. Modelado de SN 2010qts. . . . .	35
4.6. Modelado de SN 2014dby. . . . .	37
4.7. Comparación de observaciones de la SN 2015dqg con modelos estelares estándar. . . . .	39
4.8. Comparación de observaciones de la SN 2015dqg con modelos que asumen remanentes compactos más masivos. . . . .	40
4.9. Comparación de las observaciones de la SN 2015dqg con modelos de doble componente. . . . .	42
5.1. Correlaciones entre parámetros físicos obtenidos para 3 muestras distintas de supernovas. . . . .	47
5.2. Relación entre E y $M_{\text{preSN}}$ . . . . .	49
5.3. Modelos alternativos para SN 2014dby. . . . .	49
5.4. Relación entre E y $M_{\text{ey}}$ . . . . .	50
5.5. Relación entre E y $M_{\text{Ni}}$ . . . . .	51
5.6. Comparación de CLs bolométricas y velocidades obtenidas de la línea de Fe II. . . . .	53



# Índice de tablas

2.1. Parámetros físicos de los modelos estelares estándar . . . . .	15
3.1. Muestra seleccionada de supernovas tipo Ic-BL . . . . .	22
4.1. Parámetros físicos para modelos pre-SN He4 de la SN 2020bvc. . . . .	28
4.2. Parámetros físicos para modelos pre-SN He8 para la SN 2020bvc. . . . .	30
4.3. Parámetros físicos de modelos pre-SN 11 de la SN 2020bvc. . . . .	31
4.4. Parámetros físicos de modelos pre-SN He11 con remanentes compactos masivos de la SN 2020bvc. . . . .	33
4.5. Parámetros físicos para modelado de SN 2010qts. . . . .	35
4.6. Parámetros físicos para la SN 2014dby. . . . .	36
5.1. Comparación entre parámetros físicos derivados y los presentados en la literatura.	44
5.2. Parámetros físicos de nuestra muestra de SNs Ic-BL y 4 LGRB-SNs. . . . .	45
5.3. Parámetros físicos de una muestra de 31 SE SNs. . . . .	46



# Capítulo 1

## Introducción

Se conoce que las estrellas son formadas a partir de inhomogeneidades de nubes de gas y polvo. Estas inician su vida y pasan la mayor parte de ella generando reacciones nucleares en su interior. Durante esta etapa, las estrellas se encuentran en una situación de equilibrio entre su propia gravedad y la presión, generada por las diferentes fases de la quema nuclear. De la masa inicial del objeto dependerá hasta donde pueda llegar la quema de los diferentes elementos químicos. Las reacciones nucleares se inician desde elementos livianos como hidrógeno y helio, hasta llegar a elementos cada vez más pesados como el hierro. Durante este proceso de quema nuclear, las estrellas liberan grandes cantidades de energía que hace que puedan brillar a lo largo de su vida. Sin embargo, al llegar al hierro, la estrella no puede producir más energía a partir de la fusión nuclear. Al no tener más fuentes energéticas para contrarrestar la propia gravedad, el objeto se desestabiliza y se produce el colapso nuclear. Este colapso deriva en una explosión estelar, conocida como Supernova de colapso gravitatorio. El mecanismo último que lleva del colapso a la explosión de la estrella no es completamente conocido. Los modelos de evolución estelar predicen que es necesario que la estrella tenga una masa mayor a  $\sim 8$  veces la masa del Sol<sup>(i)</sup> para que se produzca dicho colapso y terminen su vida en una violenta explosión. Gran parte de las estrellas con estas masas, son conocidas como supernovas de colapso nuclear (Heger et al., 2003).

### 1.1. Supernovas y su clasificación

El término “nova” que viene de “nuevo”, fue introducido por el astrónomo Danés Tycho Brahe para designar a una categoría de objetos que se caracterizan por repentinamente aparecer brillantes en el cielo. En su momento los astrónomos veían que algunos objetos, que no habían sido vistos antes, aparecían en cielo. Esto era porque las estrellas antes de explotar eran muy débiles e indetectables y al momento de la explosión incrementaban tanto su brillo que parecían ser “nuevas” en el cielo.

Sin embargo el prefijo “super-” fue incluido posteriormente por el astrónomo Fritz Zwicky para caracterizar a un tipo de objetos que presentaban un brillo mucho más fuerte aún que las novas. Más adelante se supo que las supernovas (SNs) se trataban de explosiones estelares que liberaban enormes cantidades de energía, conduciendo a un incremento notable en su brillo y con luminosidades comparables al brillo de una galaxia completa. Luego, las SNs son unos de los fenómenos más espectaculares observados en el Universo.

Históricamente, se piensa que una de las SNs más antiguas registradas es 185 AD, obser-

---

<sup>(i)</sup>Este límite de  $\sim 8$  masas solares puede ser menor. Ver Cummings et al. (2018).

vada por astrónomos de China quienes notaron la aparición repentina de una “nueva estrella”. Mucho más adelante en 1006, fue registrada otra SN que presentó un brillo muy alto. Esta fue observada desde Europa, África, Medio Este, China y Japón y ha sido destacada por tener casi la mitad del brillo de la Luna. Dentro del grupo de SNs más brillantes que se tiene registro están también; SN 1054 causante del origen de la Nebulosa de Cangrejo, SN 1604 observada y documentada por Johannes Kepler, y SN 1987A observada en la Gran Nube de Magallanes (Alain & Stéphane, 2009). Esta última es uno de los objetos astrofísicos más estudiados. Debido a su cercanía fue posible observarla a simple vista, siendo la única SN en ser detectada de este modo desde la invención de los telescopios. Además, fue un hito astrofísico ya que representó el primer y único objeto para el cual se detectó un flujo de neutrinos (con la excepción reciente de una posible detección en un quasar (Rodrigues et al., 2021)). La detección de neutrinos fue fundamental para apoyar la teoría de evolución estelar que predice la existencia de un flujo enorme de los mismos al momento de la explosión.

Típicamente una SN presenta una luminosidad del orden de  $10^{10}L_{\odot}$  durante un período de semanas a meses. Esto lo hace comparable con la luminosidad de su galaxia huésped. Adicionalmente, del corrimiento Doppler de las líneas espectrales es posible estimar la energía cinética de estos objetos. Dichas SNs suelen presentar energías cinéticas del orden de  $10^{51}$ erg (cantidad conocida como 1 foe, y que utilizaremos a lo largo de esta tesis). Sin embargo, del total de la energía liberada en la explosión, solo  $\sim 1\%$  corresponde a energía cinética, mientras que el  $\sim 99\%$  restante se libera a través de neutrinos creados durante el colapso del núcleo. Así también se reveló que en promedio las velocidades de expansión del material eyectado son del orden de 2000 a 10000 km/s.

Antiguamente en la época de 1940, estos objetos se clasificaron observacionalmente por la presencia o ausencia de ciertos elementos en sus espectros. Un grupo denominado “Tipo I” mostraba ausencia de hidrógeno, mientras que el grupo llamado “Tipo II”, mostraba fuertes líneas de hidrógeno dominando su espectro. Al pasar el tiempo, se subclasificó a las SNs de tipo I según la presencia de la línea de  $\text{Si}_{\text{II}} \lambda 6355 \text{ \AA}$ . Si esta línea estaba presente, la SN se denominaba de tipo Ia, sino era de tipo Ib o Ic. Más adelante, a mediados de la década de los '80, se examinó más en profundidad los espectros, y se estableció que las SNs de tipo Ib estaban dominadas por líneas de helio. Mientras que las SNs que se denominaron de tipo Ic, no exhibían rasgos definidos de este elemento. Las supernovas de colapso gravitatorio que no poseen hidrógeno, o que presentan muy poca cantidad, en su conjunto se las denomina “*stripped-envelope SNe*” (SE SNs, de acá en adelante). Estas incluyen a las SNs Ib, Ic y también a las SNs IIb. Además, se ha observado un subtipo de SNs Ic que presentan líneas espectrales más anchas que las SE SNs normales. Se denomina conjuntamente como SNs Ic-BL (“*broad line (BL)*” por sus siglas en inglés). El ancho de sus líneas está asociado a altas velocidades de expansión con valores típicos de  $\sim 30000$  km/s. Esto indica que son explosiones más energéticas que las SNs normales, con energía cinética de aproximadamente un orden de magnitud mayor. Algunas de estas SNs han sido asociadas a la detección de LGRB, sin embargo existen aquellas pertenecientes al mismo subtipo que no han mostrado dicha asociación. Es precisamente este último tipo de objetos el que analizaremos en esta Tesis, razón por la cual los presentamos con más detalle en la sección 1.3.

Actualmente se sabe que las SNs de tipo II abarcan una amplia variedad de propiedades fotométricas y espectroscópicas. Se encuentran las subclases II-Plateau (IIP), II-Linear (IIL), IIn, IIb y las 87A-like. Las primeras dos corresponden a una clasificación según la morfología de su curva de luz (CL; evolución de su brillo). Las SNs IIP muestran una fase

aproximadamente constante de luminosidad durante un período de 100 días, mientras que las IIL muestran CLs que decrecen linealmente. En cuanto a las SNs IIn y IIb son subclases espectroscópicas. Las SNs IIn revelan un espectro dominado por líneas intensas y angostas de la serie de Balmer. Esto es indicativo de interacción con un medio circumestelar pre-existente. Y las SNs IIb muestran espectros tempranos con intensas líneas de hidrógeno, que luego evolucionan a SNs deficientes del mismo y sus espectros se asimilan a los de las SNs Ib. La clasificación espectroscópica se efectúa a partir del espectro óptico durante el máximo brillo de la SN. Es de gran relevancia mencionar que la división entre clases no es un tema tan simple, está en constante revisión, al igual que la aparición de nuevos tipos de objetos. Por ejemplo, en la última década particularmente, se ha admitido además un nuevo tipo de explosiones estelares conocidas como “supernovas súperluminosas” (SLSNs). Las SLSNs son objetos extremadamente brillantes, con luminosidades que superan en 10 a 100 veces las de SNs de colapso gravitatorio normales.

En la actualidad, se han podido identificar dos tipos de explosiones estelares: la explosión termonuclear de una enana blanca en un sistema binario interactuante, y por el colapso gravitatorio de una estrella masiva. En el primer caso, una enana blanca compuesta de carbono y oxígeno, acreta masa de una estrella compañera en un sistema binario. La compañera puede ser por ejemplo una estrella gigante, en cuyo caso se habla del mecanismo de explosión conocido como *single-degenerate*. Si la estrella donante se tratara de otra enana blanca, con la cual formarían un sistema binario cerrado y colapsan por efecto de la radiación gravitatoria, el mecanismo se conoce como *double-degenerate*. Cuando su masa se aproxima al límite de Chandrasekhar ( $\simeq 1.4 M_{\odot}$ ), las altas temperaturas provocan la ignición de reacciones nucleares, terminando en la explosión de la (o las) estrella, sin dejar remanente y produciendo una supernova denominada de tipo Ia (Nomoto et al., 1984; Mazzali et al., 2007). En la segunda clase, de colapso nuclear, se incluyen casi todos los otros tipos de SNs mencionados anteriormente.

En la figura 1.1 tomada del trabajo de Turatto (2003), se muestra un esquema de la clasificación tradicional de SNs y el tipo de mecanismo de explosión. Como puede verse, la gran mayoría de objetos caen en la categoría de explosiones por colapso nuclear. El criterio del esquema de clasificación se puede ver de manera detallada en el trabajo de Filippenko (1997). Notar que debido a su naturaleza empírica, el sistema de clasificación es incompleto y además evoluciona, dado que continuamente se descubren objetos que no caen dentro de esta clasificación.

Las SNs son de gran importancia para la astrofísica y la cosmología. Nos permiten estudiar los interiores estelares y entender los cambios que sufren a lo largo de su vida. Son objetos clave para entender la evolución química del Universo. Debido a sus altas luminosidades intrínsecas, en particular las SNs tipo Ia son utilizadas como medidores estándar de distancias cosmológicas y de la historia de la expansión cósmica.

A pesar de su gran relevancia en diferentes campos de la astronomía, hay muchas preguntas abiertas sobre los orígenes de las SNs, por ejemplo cómo y por qué algún subtipo particular de objetos presenta *jets* energéticos asociados.

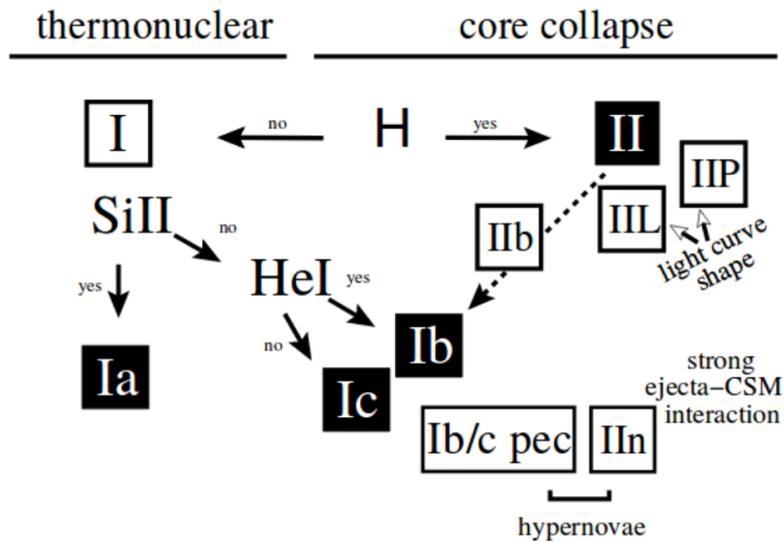


Figura 1.1. Esquema de clasificación tradicional de supernovas (Turatto, 2003).

## 1.2. Métodos de derivación de parámetros físicos de Supernovas

En este trabajo vamos a focalizarnos en el estudio de SNs de colapso gravitatorio, particularmente en las de tipo Ic-BL. Se sabe que algunas de ellas han sido asociadas con la detección de LGRBs (Cano et al., 2017). En un trabajo reciente de Favaro & Bersten (2020), modelando un conjunto de SNs con LGRBs asociados que presentaban buena cobertura fotométrica y espectroscópica, encontraron que para modelar aquellos objetos se necesitó asumir progenitores significativamente más masivos ( $M_{ZAMS} > 30M_{\odot}$ )<sup>(i)</sup> que los usualmente asumidos para SE SNs normales (ver Drout et al. (2011); Lyman et al. (2016); Taddia et al. (2018)). En este estudio pretendemos enfocarnos en derivar parámetros físicos para SNs Ic-BL sin detección de LGRBs. Buscamos identificar posibles diferencias sistemáticas entre este grupo y el grupo de LGRB-SNs. Esto puede ayudarnos a entender su origen y el por qué de esta diferencia.

Uno de los temas más estudiados en el área, es derivar parámetros físicos de los progenitores de SNs. Existen distintos métodos para llevar a cabo esto. El más directo es utilizando datos de archivo previos a la explosión, pero sólo puede ser usado si la explosión fue a una distancia  $< 30$  Mpc. Este método se llevó a cabo con éxito para SNs ricas en hidrógeno, como por ejemplo SNs de tipo II. En cambio, para las SNs Ib y Ic dicho método no ha tenido éxito por el momento, salvo algunos pocos candidatos (ver caso de la SN 2013bvn, Folatelli et al. (2016)). Por lo tanto, para estos objetos sólo podemos analizar las propiedades de sus progenitores mediante métodos indirectos. Entre estos se encuentra el modelado de espectros, análisis de galaxias huésped, estudio de espectros nebulares y el modelado hidrodinámico de las curvas de luz y sus velocidades fotosféricas, que resulta ser uno de los más utilizados y el que llevaremos a cabo en esta Tesis.

Las curvas de luz de las SNs son sumamente sensibles a las propiedades físicas de sus progenitores (masas y radios), así como también a las propiedades de la explosión en sí misma

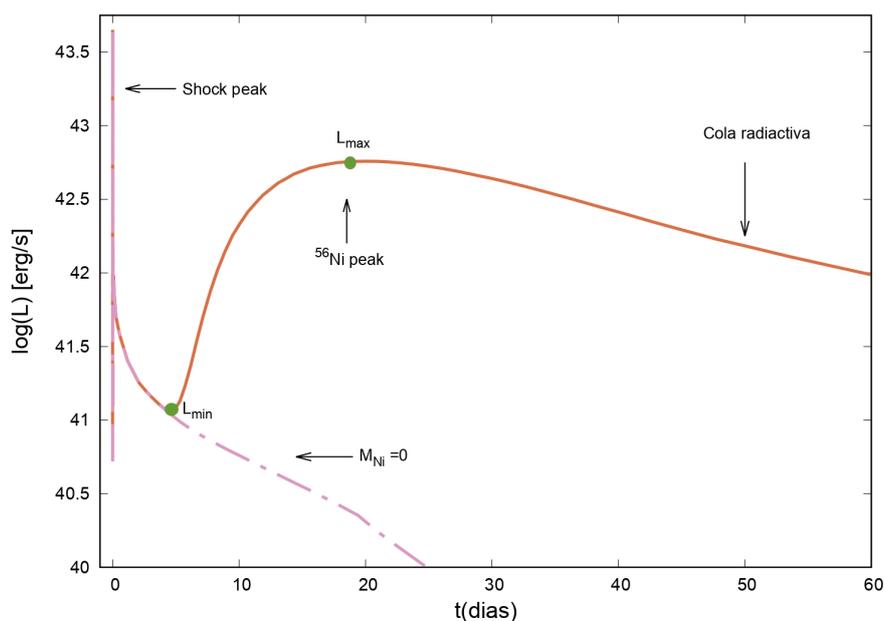
<sup>(i)</sup> $M_{ZAMS}$  representa la masa del objeto cuando se encuentra en la secuencia principal de edad cero.

(energía liberada, cantidad de níquel radiactivo sintetizado y su distribución). Luego, es posible determinar estos parámetros mediante la comparación entre modelos y observaciones (por ejemplo Hamuy (2003); Bersten et al. (2012); Morozova et al. (2018)).

### 1.2.1. Características de la curva de luz y velocidad fotosférica.

Como se mencionó brevemente, la curva de luz de una SN es la evolución de su brillo al pasar el tiempo. Estas se pueden obtener en diferentes bandas fotométricas. En particular las CLs bolométricas son el resultado de integrar el flujo sobre todas las frecuencias. Estas son a las que haremos referencia de ahora en adelante, puesto que el código hidrodinámico que utilizaremos produce luminosidades bolométricas.

En la figura 1.2 se muestra una CL bolométrica obtenida con el código descrito en el capítulo 2, para una estrella progenitora sin hidrógeno, como los esperados para SNs Ic-BL que se analizarán en esta Tesis. En dicha figura se indican las diferentes fases características, a las cuales haremos mención a lo largo de este trabajo.



**Figura 1.2.** Diferentes fases de una CL típica para una SN tipo Ib o Ic en línea continua. En línea discontinua se muestra el comportamiento esperado en caso de ausencia de material radiactivo.

Es posible simular la explosión de SNs inyectando una cierta cantidad de energía cerca del centro de su progenitor. El código hidrodinámico que disponemos para esta Tesis, permite esta simulación para su posterior análisis.

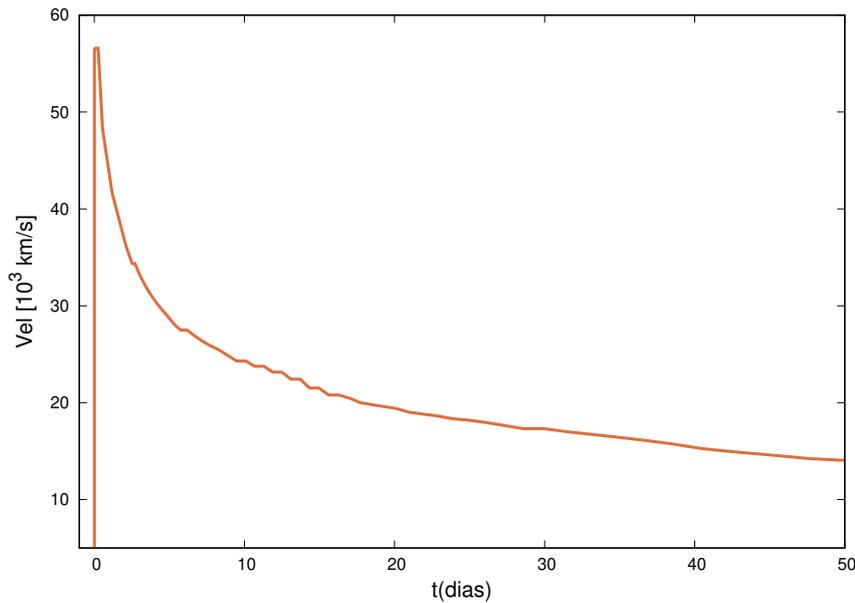
Cuando la energía es inyectada cerca del centro del progenitor, se produce una potente onda de choque que se propaga hacia afuera de la estrella. Esto es debido a que la energía inyectada se convierte rápidamente en energía cinética y las velocidades de expansión del material son tan altas que superan la velocidad del sonido en el medio. La onda de choque acelera y calienta la materia a medida que avanza por las capas, depositando energía mecánica y térmica

y reacomodando su estructura interna hasta llegar a la superficie de la estrella, donde se produce el *shock breakout* (SBO). Inmediatamente después, hay una liberación de fotones y se genera la primera señal electromagnética de una SN. En este momento la temperatura y la luminosidad bolométrica aumentan hasta alcanzar el máximo horas o minutos después de la explosión (*shock peak*). Luego de esto, empieza una fase de expansión, dando lugar al enfriamiento de las capas más externas y a un aumento del radio fotosférico. Durante la expansión, sólo una pequeña parte de la energía puede ser radiada al espacio, pues la opacidad es muy alta debido a que el material está completamente ionizado. Como consecuencia la luminosidad bolométrica disminuye hasta alcanzar un valor mínimo ( $L_{\min}$ ). A tiempos menores a los correspondientes a  $L_{\min}$  es a lo que llamaremos “épocas tempranas” en esta Tesis.

La nucleosíntesis explosiva que se produce durante la propagación de la onda de choque, provoca que parte del material del progenitor se queme en elementos cada vez más pesados y se sinteticen isótopos inestables del grupo del hierro. El isótopo radiactivo que más se produce es el  $^{56}\text{Ni}$  que decae con una vida media de 6.1 días al isótopo  $^{56}\text{Co}$ , y este a su vez decae a  $^{56}\text{Fe}$  estable con una vida media de 77.7 días. Del decaimiento de estos se produce radiación gamma que es mayormente termalizada, depositando energía extra en la eyecta (parte de la radiación podría escapar según las condiciones específicas que presente la eyecta). Esto genera que haya un aumento de temperatura y un incremento de la luminosidad. Es justamente el decaimiento del material radiactivo el responsable de que se observe un segundo máximo en la CL denominado  *$^{56}\text{Ni}$  peak*. En esta tesis se denomina  $L_{\max}$  a este segundo máximo, o máximo principal. En adelante, haremos referencia a este, puesto que el primer máximo de la CL (*shock peak*) es sumamente difícil de detectar por su muy corta duración, con algunas excepciones (ver [Bersten et al. \(2018\)](#)). La fase que sigue a  $L_{\max}$  es conocida como *cola radiactiva*. Hemos agregado además en la figura 1.2 el caso de una CL en carencia de material radiactivo (línea discontinua en color rosa). Se ve claramente que en ausencia de este material el máximo principal no es producido, lo que generalmente es observado, y el evento se torna transitorio, muy rápido y difícil de observar, si es que existe.

Como mencionamos anteriormente, las CLs son dependientes de propiedades físicas como las masas y radios de los progenitores, así como también de la energía de explosión, cantidad de material radiactivo y de la mezcla de este material en la eyecta. Modelando las CLs a partir del código hidrodinámico, es posible derivar estos parámetros físicos. Sin embargo, al modelar únicamente CLs mediante la variación de estos, es probable que exista una degeneración entre algunos de ellos. Para romper con esta degeneración, suele completarse el modelado fotométrico con información espectral. Particularmente, se ha mostrado que el uso de la evolución de la velocidad fotosférica en comparación con alguna línea espectral que sea indicadora de la fotosfera, puede ayudar a una derivación más precisa de parámetros. La velocidad fotosférica, como lo indica su nombre, es la velocidad que adopta la fotosfera durante la expansión. En particular, los modelos hidrodinámicos que consideraremos, asumen la posición de la fotosfera como la capa donde la profundidad óptica total del continuo es  $\tau = 2/3$ . En la práctica, las velocidades fotosféricas son estimadas a partir de algunas líneas espectrales. En este trabajo de tesis se utilizarán velocidades medidas a partir de la línea de Fe II  $\lambda 5169$  Å, ya que esta línea se forma en regiones internas de la SN y se ha propuesto como un buen estimador de la velocidad fotosférica ([Dessart & Hillier, 2005](#)). En la figura 1.3 se muestra la evolución de la velocidad de la fotosfera para un modelo progenitor similar al presentado en la figura 1.2, y de ahí útil para el tipo de objetos que analizaremos.

Como se observa, en los primeros días la velocidad es muy alta, puesto que la fotosfera se encuentra en las capas más externas de la eyecta. A medida que pasa el tiempo, la envol-



**Figura 1.3.** Evolución de la velocidad fotosférica de una SN tipo Ic o Ib.

tura eyectada se va enfriando y la fotosfera se mueve hacia adentro en coordenada masa. La velocidad empieza a disminuir hasta que la fotosfera alcanza la región central del objeto.

A lo largo de esta Tesis haremos mención a las fases y parámetros mencionados en esta sección y en la figura 1.2

### 1.3. Supernovas con líneas anchas

Como se mencionó brevemente en la sección 1.1, observaciones a inicios del siglo, revelaron un nuevo subtipo de SNs dentro de la clasificación de SNs Ic, que presentaban líneas espectrales mucho más anchas que las típicas de esta clase. A estas se las denomina SNs Ic-BL. El ancho de sus líneas indican altas velocidades de expansión y de allí una alta energía cinética en el material eyectado. Las velocidades alrededor del máximo de la CL se acercan a 15000 y 30000 km/s, y sus energías cinéticas se estima un orden de magnitud mayor que las SNs Ic normales  $\sim 10^{52}$  erg. Sin embargo, aún se encuentra en debate una distinción exacta entre una SN Ic normal y una SN Ic-BL, así como también si hay algo de He oculto en los espectros de SNs Ic-BL (Modjaz et al., 2016).

Uno de los aspectos que genera grandes interrogantes en este tipo de SNs Ic, es la existente conexión entre este tipo de objetos y los estallidos de radiación gamma de larga duración (LGRB; Woosley & Bloom (2006)). La confirmación de esta relación se ha realizado tanto fotométrica como espectroscópicamente. La primera asociación con un LGRB fue la SN 1998bw (Galama et al., 1998). Pasaron 5 años hasta volver a encontrar otra asociación, en este caso fue la SN 2003dh. Luego del lanzamiento del satélite Swift, el número de SNs con detección de LGRB se ha incrementado notoriamente. En la actualidad se han reportado el descubrimiento de  $\sim 20$  asociaciones LGRB-SN y, en todos los casos, las SNs fueron clasificadas como de tipo Ic con líneas anchas en sus espectros. Sin embargo, numerosos objetos han sido clasificados como SNs Ic-BL, para los cuales no se ha detectado un GRB asociado (Cano et al., 2017). La razón de esta diferencia se encuentra aún en debate. Por esto, muchas

preguntas surgen respecto a estos objetos, por ejemplo: ¿Por qué sólo SNs Ic-BL presentan LGRB asociados?, ¿Por qué algunas SNs Ic-BL muestran la presencia de un LGRB y otras no?, ¿Es esto debido a un efecto geométrico o físico?, ¿Cuál es el mecanismo responsable de remover la envoltura rica en helio?, ¿y cuál el de la formación de *jets*?

Existen modelos teóricos propuestos para entender estos fenómenos. El modelo teórico propuesto por [MacFadyen & Woosley \(1999\)](#) para explicar la formación de un LGRB partiendo del colapso gravitatorio de una estrella masiva, es conocido como *collapsar* y es el más aceptado hasta el momento. Este modelo establece que luego del colapso del núcleo de la estrella, el remanente compacto que se forma puede ser una estrella de neutrones o un agujero negro. Cualquiera de ellos, bajo ciertas condiciones, podrían funcionar como el motor central para producir un LGRB. La acreción de material alrededor del remanente compacto, llevaría a la formación de un *jet* relativista con emisión de radiación gamma. Dicho modelo supone que hay energía cinética suficiente en el viento del disco de acreción (20-50 foe) para inducir a la explosión de la estrella. Otro escenario posible es el modelo de magnetar ([Usov, 1992](#); [Metzger et al., 2007](#); [Bucciantini et al., 2008](#); [Metzger et al., 2011](#)). El remanente compacto formado en este caso, es una estrella de neutrones fuertemente magnetizada. Este magnetar se caracteriza por tener campos magnéticos grandes ( $B \sim 10^{14-15} \text{G}$ ) y alta rotación ( $P \sim 1-10 \text{ ms}$ ). Un ejemplo reciente que fue modelado satisfactoriamente asumiendo la formación de un magnetar es el de la SN 2011kl ([Bersten et al., 2016](#)) que tuvo asociado un LGRB (GRB 111209; [Hoversten et al. \(2011\)](#)). Así también, esta propuesta ha sido sugerida para explicar las altas luminosidades observadas de las SNs superluminosas (SNsLs), a pesar de que no ha sido el único mecanismo propuesto.

### 1.4. Objetivos y metodología

Las SNs de tipo Ic-BL con y sin GRB asociado, ¿proviene de una misma población?. Las SNs de tipo Ic-BL con y sin GRB asociado, ¿tienen el mismo tipo de progenitores y/o mecanismos de explosión?.

Para responder estas preguntas abiertas en la literatura nos proponemos derivar propiedades físicas como masas, radios, energías, cantidad y distribución de material radiactivo producido en la explosión; de un grupo selecto de SNs Ic-BL sin LGRB asociado. Se precisa que los objetos a analizar tengan buen seguimiento fotométrico y espectroscópico para poder derivar los parámetros antes mencionados a partir del modelado hidrodinámico de sus CLs y velocidades. Luego, se procederá a comparar nuestros resultados con los parámetros derivados de una muestra de SNs con LGRB asociado, que fue modelada recientemente por [Favaro & Bersten \(2020\)](#). De la misma manera se hará una comparación con los parámetros derivados para grandes muestras de SNs Ib y Ic normales. El propósito de estas comparaciones es tratar de identificar si se encuentran diferencias sistemáticas entre algunos de los parámetros obtenidos entre los diferentes grupos.

Para iniciar este trabajo, es necesario realizar un estudio exhaustivo de la literatura para seleccionar una muestra de objetos con las características fotométricas y espectroscópicas mencionadas. Luego, el método que utilizaremos para derivar parámetros será la comparación de las observaciones con modelos hidrodinámicos que simulan la explosión estelar. Para tal fin, contamos con un código hidrodinámico lagrangiano unidimensional, que simula la explosión de una estrella y nos permite calcular curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión de la SN resultante ([Bersten et al., 2011](#)). Se ha mostrado que este tipo de mo-

delado permite derivar parámetros físicos confiables (ver por ejemplo [Bersten et al. \(2018\)](#)). Es de gran importancia mencionar que, para poder derivar parámetros es necesario modelar la curva de luz y las velocidades de expansión en forma simultánea. De esta forma es posible reducir la degeneración entre parámetros físicos, que no sería factible si se modela únicamente la curva de luz, como se hace muy frecuentemente en la literatura.

Existen algunos pasos intermedios que deben llevarse a cabo para poder comparar nuestros modelos con las observaciones. Por un lado es necesario tener CLs bolométricas, debido a que nuestro código reproduce esta cantidad. Por otro lado, es necesario tener medidas las velocidades de expansión de la línea de Fe II  $\lambda 5169$  Å, que vamos a usar como estimador de la velocidad fotosférica de la SN. Sin embargo, estos cálculos no se realizarán en esta tesis de licenciatura, sino que haremos una selección de objetos existentes en la literatura para los cuales estas cantidades estén medidas.

En cuanto a los modelos, necesitaremos asumir algún tipo de estructura inicial que esté en equilibrio hidrostático y que simule las condiciones de la estrella antes de la explosión. Se van a utilizar estructuras provenientes de cálculos de evolución estelar. Actualmente se dispone de una grilla de este tipo de modelos calculados por el grupo del Prof. Ken'ichi Nomoto de la Universidad Nacional de Tokio, Japón. Asimismo, se tiene a disposición el código de evolución estelar MESA ([Paxton et al., 2011](#)) para realizar nuestros propios cálculos evolutivos, si fuera necesario.

Finalmente se realizará la debida comparación de parámetros derivados de nuestra muestra con los de LGRB-SNs, así como también con los de SE-SNs. De esta forma abordaremos uno de los problemas fundamentales existentes en el área de la evolución estelar y supernovas: determinar el camino evolutivo que lleva a la producción de un dado tipo de SN. En nuestro caso nos focalizaremos en entender por qué algunas de las SNs Ic-BL muestran asociaciones a GRBs y otras no.



## Capítulo 2

# Modelo Teórico

En este capítulo se desarrolla una introducción al código utilizado para calcular los modelos teóricos que se realizaron en esta Tesis de Licenciatura. Para empezar, se mencionan el método de cálculo y las ecuaciones básicas que fueron necesarias para calcular las curvas de luz y velocidades de expansión que luego al comparar con las observaciones, nos permiten determinar los parámetros físicos de la muestra de SNs Ic-BL. A continuación, presentamos un resumen de los modelos iniciales en equilibrio hidrostático necesarios para simular las condiciones iniciales de la estrella antes de explotar. Finalmente, presentamos un análisis del efecto sobre diversas cantidades observables a variaciones de algunos parámetros físicos como la masa, energía, cantidad y mezcla del material radiactivo, útiles para luego derivar parámetros físicos de la muestra. Los detalles más específicos del código hidrodinámico lagrangiano que simula explosiones estelares, pueden encontrarse en [Bersten et al. \(2011\)](#), o en la Tesis Doctoral de [Bersten \(2010\)](#).

### 2.1. Código Hidrodinámico

Para el modelado de las SNs se utilizó el código hidrodinámico que desarrolló la Dra. Bersten durante su tesis doctoral ([Bersten, 2010](#)). Este es un código lagrangiano unidimensional pensado para modelar curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas. El código ha sido utilizado para modelar numerosos tipos de supernovas, incluyendo objetos extremos como SLSNs (ver por ejemplo [Bersten & Benvenuto \(2016\)](#)).

Debido a la dificultad numérica que presenta el modelado de la explosión de una estrella desde los momentos iniciales del colapso gravitatorio, se plantea una aproximación muy usada en la literatura, que permite desacoplar al evento de la explosión en dos partes, y ser tratadas de manera independiente. Por un lado el colapso gravitatorio y la formación de la onda de choque (parte interna). Y por otro lado la eyección de la envoltura (parte externa), donde la energía de explosión, que es transferida a la envoltura, toma el rol de parámetro de acople entre las partes interna y externa del problema. Esto puede ser aproximado de esta manera debido a las grandes diferencias energéticas y temporales que presentan ambas partes, tratándose de segundos para el colapso y de algunos días para la expulsión de la envoltura.

#### 2.1.1. Método de Cálculo y Ecuaciones

Nuestros modelos de supernovas se calculan mediante la integración numérica de las ecuaciones hidrodinámicas asumiendo simetría esférica de un gas autogravitante. El transporte radiativo se trabaja bajo la aproximación de difusión con la prescripción del limitador de

## 2. Modelo Teórico

flujo dado por [Levermore & Pomraning \(1981\)](#). El evento explosivo es simulado mediante la inyección de cierta cantidad de energía cerca del centro del progenitor en un período muy corto de tiempo en comparación con los tiempos hidrodinámicos. Esta energía induce a la formación de una onda de choque muy potente que se propaga a través del progenitor y transforma la energía térmica y cinética en energía radiada por la superficie estelar.

Las ecuaciones diferenciales para la descripción de la parte hidrodinámica y radiativa del sistema con simetría esférica y aproximación de difusión en coordenadas lagrangianas son:

- a) Definición de velocidad:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u, \quad (2.1)$$

- b) Conservación de la masa:

$$V = \frac{1}{\rho} = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial r^3}{\partial m}, \quad (2.2)$$

- c) Conservación del momento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -4\pi r^2 \frac{\partial}{\partial m} (P + q) - \frac{Gm}{r^2}, \quad (2.3)$$

- d) Conservación de la energía:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \epsilon_{Ni} - \frac{\partial L}{\partial m} - (P + q) \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (2.4)$$

- e) Transporte de energía radiativa:

$$L = -(4\pi r^2)^2 \frac{\lambda_{ac}}{3\kappa} \frac{\partial T^4}{\partial m}, \quad (2.5)$$

donde  $m$  es la coordenada de masa lagrangiana que se elige como la variable independiente en lugar del radio ( $r$ ) para describir la estructura del objeto.  $u$  es la velocidad,  $V$  es el volumen específico,  $P$  es la presión total, es decir se toma en consideración tanto a la presión del gas ( $P_{\text{gas}} = P_{\text{ion}} + P_{e^-}$ ) como a la presión de radiación ( $P_{\text{rad}}$ ). Las expresiones para la  $P_{\text{rad}}$  y  $P_{\text{ion}}$  tienen la forma:

$$P_{\text{rad}} = \frac{a}{3} T^4 \quad P_{\text{ion}} = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad (2.6)$$

donde  $\mu$  es el peso molecular del material. Para la  $P_{e^-}$  la función es mucho más complicada, está influenciada por el grado de ionización (dado por la ecuación de Saha) y efectos de degeneración. La viscosidad artificial está determinada por  $q$  la cual está incluida en las ecuaciones de momento (2.3) y energía (2.4) con el fin de distribuir la presión y la energía en distintas regiones de masa en el frente de choque.  $E$  es la energía interna total por unidad de masa incluyendo gas y radiación,  $\epsilon_{Ni}$  es la energía depositada debido al decaimiento radiativo del níquel. Como la energía de la onda de choque supera a otras fuentes de calentamiento o enfriamiento tales como pérdidas por procesos de neutrinos o reacciones termonucleares, estas no fueron tomadas en consideración para la ecuación de conservación de la energía (2.4).

$L$  es la luminosidad,  $T$  es la temperatura tanto de la materia como de la radiación,  $\kappa$  es la opacidad media de Rosseland que es una función de  $T$ ,  $\rho$  y de la composición química, así como también lo son  $E$  y  $P$ . Existen tablas disponibles en la literatura de las que se

pueden obtener opacidades para un amplio rango de temperaturas, densidades y composición química. En este código se usan las tablas de opacidad OPAL de [Iglesias & Rogers \(1996\)](#) para  $T > 6 \times 10^3$  K, mientras que para temperaturas mas bajas las tablas de opacidad que se usan son las de [Alexander & Ferguson \(1994\)](#). Dichas tablas fueron interpoladas con el fin de garantizar una transición suave entre las temperaturas. Por último,  $\lambda$  es el llamado “limitador de flujo” incluido en la ecuación de difusión para obtener una suave transición también entre los regímenes de difusión, y transmisión libre para asegurar la causalidad. Su expresión está dada por:

$$\lambda = \frac{6 + 3R}{6 + 3R + R^2}, \quad (2.7)$$

donde

$$R = \frac{|\nabla T^4|}{\kappa \rho T^4} = \frac{4\pi r^2}{\kappa T^4} \left| \frac{\partial T^4}{\partial m} \right| \quad (2.8)$$

Podemos notar que cuando  $\kappa \rho \rightarrow \infty$  (camino libre medio corto) entonces  $R \rightarrow 0$  y  $\lambda \rightarrow 1$  como es lo esperado para el límite de difusión. Pero si  $\kappa \rho \rightarrow 0$  (camino libre medio largo),  $R \rightarrow \infty$  y  $\lambda \rightarrow \frac{3}{R}$ , por lo tanto vemos que el flujo está limitado por  $caT^4$  como se requiere físicamente.

El objetivo principal es determinar y calcular la estructura completa del objeto, es decir, determinar las variables dependientes en función de la masa y el tiempo. Para esto se debe resolver el sistema de cinco ecuaciones en derivadas parciales acopladas (2.1) – (2.5) junto a sus relaciones constitutivas y las expresiones para  $q$ ,  $\lambda$  y  $\epsilon_{Ni}$  (ver [Bersten \(2010\)](#)). Además, para resolver este sistema es necesario plantear condiciones iniciales y de borde. Para las condiciones de borde se adopta que  $u = 0$  cerca del centro (en  $m = M_c$  donde  $M_c$  es la masa del remanente compacto, usualmente asumida como  $1.4 M_\odot$ ) y que  $P_{gas} = \rho = 0$  en la superficie ( $m=M$  donde  $M$  es la masa total).

En cuanto a las condiciones iniciales, se usan diferentes modelos iniciales (modelos Pre-SN, ver capítulo 2.2) en equilibrio hidrostático, los cuales simulan las condiciones de la estrella antes de la explosión.

El código utiliza un esquema explícito para la resolución de las ecuaciones. Este tipo de esquemas imponen restricciones fuertes sobre el paso de tiempo para garantizar la estabilidad numérica, lo que se conoce como Condicion de Courant. Esta condición establece que la información no puede propagarse a través de la red a una velocidad mayor que la velocidad característica definida por el problema, siendo:

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{v}, \quad (2.9)$$

donde  $v$  es la velocidad del sonido, comúnmente utilizada en cálculos hidrodinámicos y  $\Delta x$  es el ancho de cada punto de la grilla.

La explosión en sí, es simulada agregando artificialmente una cierta cantidad de energía interna. Esta energía es incluida como un término extra en la ecuación de conservación de la energía y se la denomina “Bomba Térmica”. Otra posibilidad hubiera sido incluir una zona con material en movimiento, modificando la ecuación 2.3. A esto se lo conoce como “pistón”. La energía interna es depositada cerca del núcleo del objeto y de manera casi instantánea, lo cual genera una potente onda de choque que se propaga dentro del objeto, hasta que llega al borde del mismo donde la profundidad óptica es mucho mas baja. Esto permite el escape de

la radiación y de ahí la emisión electromagnética de la supernova.

### 2.2. Modelos Iniciales o Pre-Supernova

Como hemos mencionado antes, para iniciar los cálculos hidrodinámicos es necesario partir de algún modelo en equilibrio hidrostático que simule las condiciones de la estrella antes de explotar. A modo general, podemos dividir estos modelos iniciales o pre-SN (en adelante, usaremos estos términos en forma indistinta en esta tesis) en dos grandes familias: los que provienen de modelos evolutivos y los que se calculan de manera paramétrica, como por ejemplo asumiendo una polítropa. En este trabajo utilizaremos modelos evolutivos, obtenidos de la evolución completa de una estrella desde la Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS; por sus siglas en inglés) hasta la etapa de pre-supernova (pre-SN).

A lo largo de este trabajo, vamos a caracterizar los modelos iniciales con varios parámetros físicos como: la masa de la estrella en la ZAMS ( $M_{\text{ZAMS}}$ ), la masa de la misma antes de la explosión ( $M_{\text{preSN}}$ ), el radio estelar ( $R_{\text{preSN}}$ ) al momento del evento explosivo, la masa del remanente compacto que puede resultar tanto en una estrella de neutrones como en un agujero negro ( $M_c$ ), y la masa eyectada definida por  $M_{\text{ej}} = M_{\text{preSN}} - M_c$ .

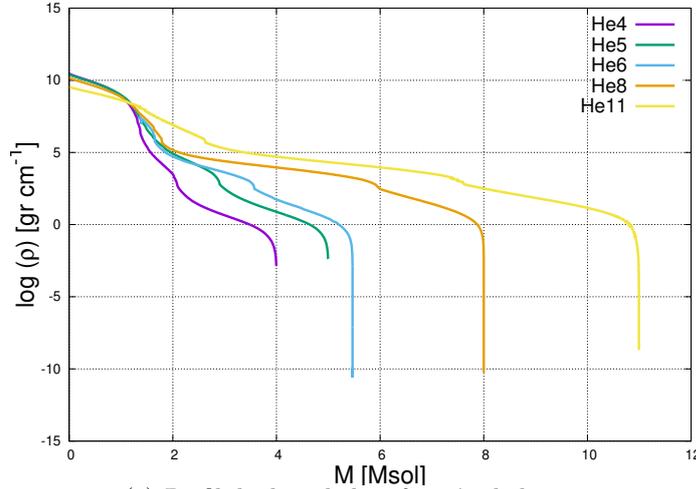
Se ha encontrado en numerosos trabajos que para modelar supernovas de tipo Ib o Ic, los modelos progenitores necesitan tener masas pre explosión  $\leq 8 M_{\odot}$  (ver por ejemplo [Drouot et al. \(2011\)](#) o [Taddia et al. \(2018\)](#)). A los modelos iniciales que simulan este tipo de objetos, los denominaremos en esta Tesis como modelos estelares estándar. Para que una estrella llegue a tener estas masas antes de la explosión y poder remover todo el hidrógeno (en algunos casos el helio), se ha observado que es necesario que provengan de evolución binaria. Esto debido a que para que una estrella de evolución simple pueda remover su envoltura, necesita tener vientos muy fuertes. Estos vientos se alcanzan para estrellas más masivas que tienen núcleos con masas más grandes que las  $8 M_{\odot}$  necesarias para modelar a la mayoría de las SE SNs. Es por ello que se piensa que la gran mayoría de los progenitores de SE SNs provienen de evolución binaria.

Una grilla de modelos de este tipo han sido calculados por [Nomoto & Hashimoto \(1988\)](#). En esta Tesis hemos usado dichos modelos para analizar la dependencia de ciertos observables como la curva de luz y las velocidades, a variaciones de diferentes parámetros físicos. En la tabla 2.1 se presentan algunas características de dichos modelos. Se estudiaron 4 modelos iniciales correspondientes a:  $4 M_{\odot}$  (He4),  $5 M_{\odot}$  (He5),  $6 M_{\odot}$  (He6) y  $8 M_{\odot}$  (He8) cuyas masas en la ZAMS eran de 15, 18, 20 y  $25 M_{\odot}$  respectivamente ([Nomoto & Hashimoto, 1988](#); [Tanaka et al., 2009](#)). Cabe mencionar que estos modelos corresponden a progenitores ricos en He. Si bien las SNs clasificadas como de tipo Ic no presentan He en sus espectros, en este trabajo haremos uso de estos modelos debido a la falta de progenitores que hayan removido este material. Desde el punto de vista evolutivo, no existen modelos auto-consistentes que produzcan progenitores sin He. Por lo tanto, esta consideración presentará una limitación en nuestro análisis.

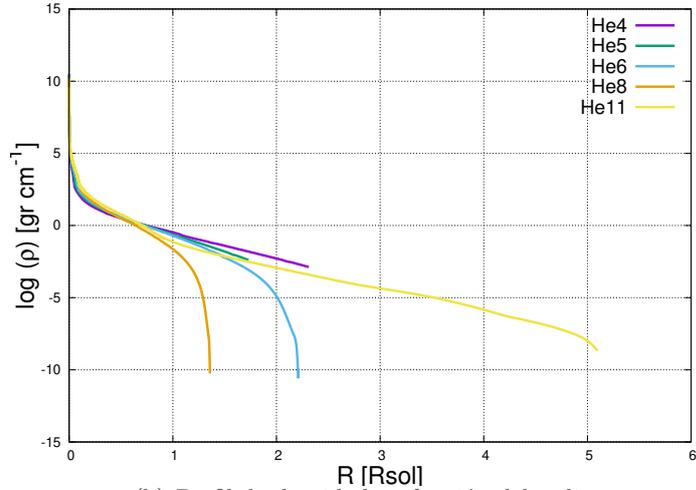
En la mencionada tabla se presentan los valores de parámetros físicos de cada modelo, seguido de los gráficos con sus perfiles de densidad en función de la masa y el radio al momento de la explosión (ver figura 2.1). Notar que se agrega a la figura 2.1 el modelo He11 a pesar de no considerarse un modelo estándar. Este será utilizado más adelante.

Modelo	$M_{ZAMS}[M_{\odot}]$	$M_{preSN}[M_{\odot}]$	$R_{preSN}[R_{\odot}]$	$M_c[M_{\odot}]$	$M_{ej}[M_{\odot}]$
He4	15	4	2.3	1.4	2.6
He5	18	5	1.7	1.5	3.5
He6	20	6	2.2	1.65	4.35
He8	25	8	1.3	1.8	6.2

Tabla 2.1. Parámetros físicos de los modelos estelares estándar



(a) Perfil de densidad en función de la masa



(b) Perfil de densidad en función del radio

Figura 2.1. Perfiles de densidad en función de la masa (a) y el radio (b) para distintos modelos pre-SN presentados en la tabla 2.1.

### 2.3. Variación de Parámetros

Para modelar las curvas de luz bolométricas (CLs) y velocidades fotosféricas de nuestra muestra de objetos, resultó necesario primero familiarizarnos con el código hidrodinámico y el efecto de la variación de ciertos parámetros libres que afectan a los mencionados observables. Puesto que la explosión de cada SN es diferente, existe una gran variedad de CLs con diversos anchos, luminosidades,  $t_{\text{máx}}$ ,  $t_{\text{mín}}$ , etc. Es esperable entonces obtener distintos valores en los parámetros físicos, pues se piensa que dichas diferencias están asociadas a distintos valores en

## 2. Modelo Teórico

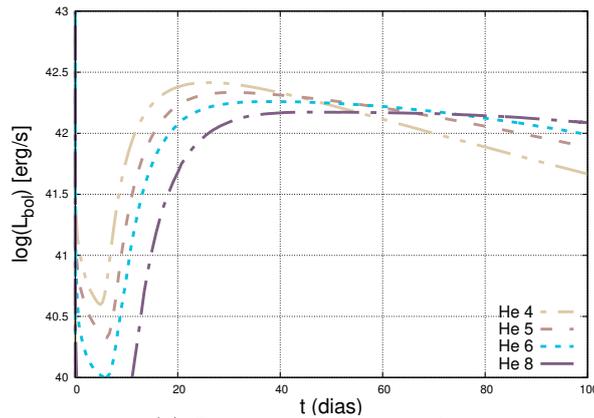
los mismos. En esta sección se exploran de forma arbitraria las variaciones, aunque pueden tener un sustento físico como en el caso del parámetro de mezcla, donde se conoce que los distintos valores se deben a las inestabilidades hidrodinámicas.

Los parámetros libres son: la energía de la explosión ( $E$ ), el modelo pre-SN, la cantidad de  $^{56}\text{Ni}$  generada durante la nucleosíntesis explosiva ( $M_{\text{Ni}}$ ) y la mezcla de la misma dentro del progenitor ( $\text{mix}$ ). El parámetro de mezcla determina hasta qué fracción de la masa pre-SN se extiende la masa de  $^{56}\text{Ni}$ . Decir por ejemplo que  $\text{mix} = 0.5$ , significa que hasta el 50% de la masa pre-SN es hasta donde se extiende la mezcla de níquel. La distribución de dicho elemento se asume como constante dentro del progenitor, en la región donde la masa de  $^{56}\text{Ni}$  existe.

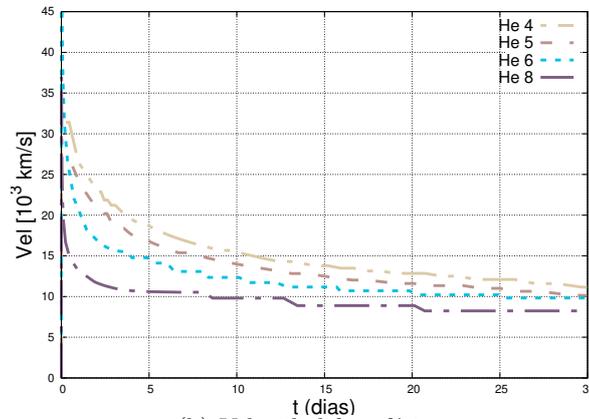
En lo que sigue, se muestra un análisis de la variación en los observables sobre los siguientes valores de los parámetros libres: **E**: 1 foe, 1.5 foe, 2 foe. **Modelo pre-SN**: He4, He5, He6, He8.  **$M_{\text{Ni}}$** :  $0.05 M_{\odot}$ ,  $0.1 M_{\odot}$ ,  $0.2 M_{\odot}$ . **Mezcla**: 0.5, 0.8, 1.0.

Como modelo base se utilizó: pre-SN He4,  $E = 1.5$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.2 M_{\odot}$ ,  $\text{mix} = 0.8$  y a partir de estos valores, se tomaron 3 de ellos fijos y se hizo variar los valores del parámetro restante.

### 2.3.1. Variación del modelo pre-SN



(a) Curva de luz Bolométrica



(b) Velocidad fotosférica

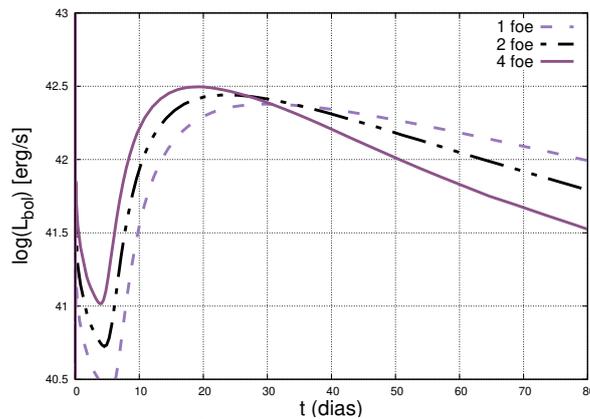
**Figura 2.2.** Curvas de luz bolométricas (a) y velocidades fotosféricas (b) para diferentes modelos pre-SN. Modelo:  $E = 1.5$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.2 M_{\odot}$ ,  $\text{mix} = 0.8$

En la figura 2.2 se presenta cómo varían las curvas de luz y velocidades cuando se cambian los modelos iniciales.

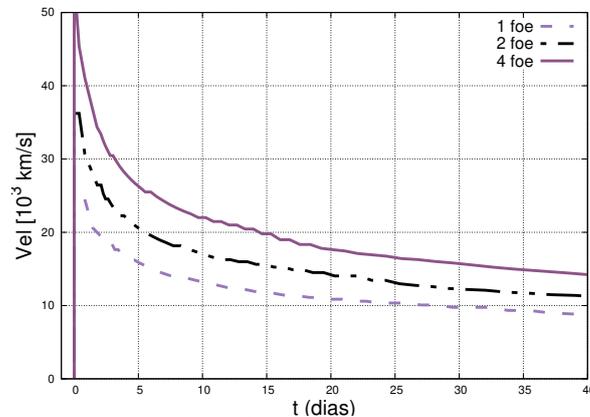
Podemos notar que mientras menos masivo sea el objeto, la evolución de la curva de luz es más rápida, alcanzando su máximo antes que los modelos más masivos. Así también la cola radiactiva disminuye su luminosidad más rápido mientras menos masivo sea el modelo. Los valores de  $L_{\text{máx}}$  y  $L_{\text{mín}}$  alcanzados son más altos para modelos con menores masas y las curvas son más angostas.

En cuanto a las velocidades de expansión, notamos que a lo largo del tiempo sostienen velocidades más altas mientras menos masivo sea el modelo.

### 2.3.2. Variación de la Energía



(a) Curva de luz Bolométrica



(b) Velocidad fotosférica

**Figura 2.3.** Curvas de luz bolométricas (a) y velocidades fotosféricas (b) para diferentes valores de la energía. Modelo: pre-SN He4,  $M_{\text{Ni}} = 0.2M_{\odot}$ , mix= 0.8 .

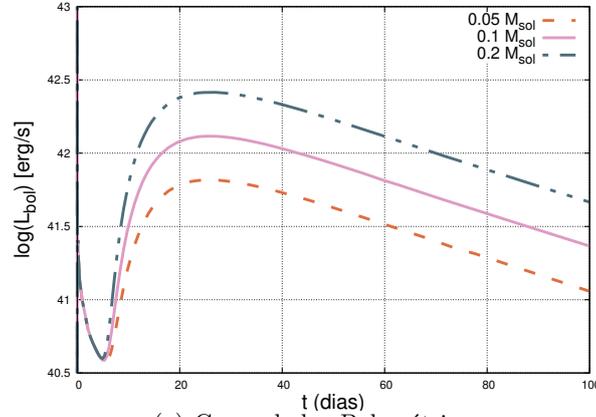
Los resultados que se muestran en la figura 2.3 corresponden a las CLs y velocidades fotosféricas de un modelo pre-SN He4, cuando se modifica el parámetro de energía de explosión.

Se puede ver de forma general en estos gráficos que a mayor energía la curva de luz bolométrica se vuelve más angosta, más brillante y más temprana. Esto quiere decir que las  $L_{\text{máx}}$  son mayores y ocurren a tiempos menores que para energías más bajas. Así también la disminución de la luminosidad sucede más rápido en comparación a menores energías. Los valores de  $L_{\text{mín}}$  son más altos mientras mayor sea la energía de explosión. En la parte de la cola radiactiva se nota una mayor luminosidad cuando el objeto es menos energético.

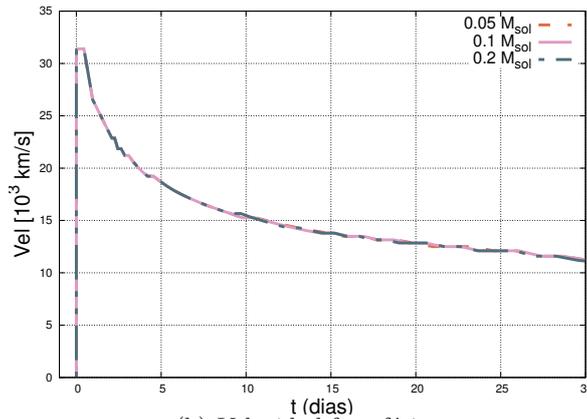
## 2. Modelo Teórico

Por otro lado, cuando observamos las velocidades podemos determinar que la influencia de energías cada vez mayores conlleva a mantener velocidades más altas a lo largo de los días.

### 2.3.3. Variación de la masa de $^{56}\text{Ni}$



(a) Curva de luz Bolométrica



(b) Velocidad fotosférica

**Figura 2.4.** Curvas de luz bolométricas (a) y velocidades fotosféricas (b) para diferentes valores de la masa de  $^{56}\text{Ni}$ . Modelo: pre-SN He4,  $E = 1.5\text{foe}$ ,  $\text{mix} = 0.8$

La figura 2.4 expone las CLs y velocidades fotosféricas como resultado de la variación de la masa de  $^{56}\text{Ni}$  para un modelo pre-SN de He4, energía de 1 foe y una mezcla de níquel de 0.8.

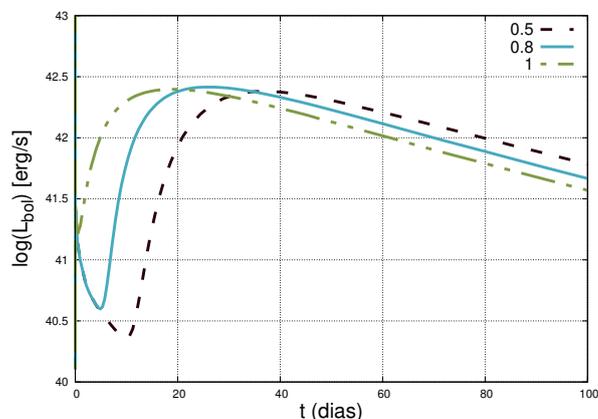
De dichos gráficos podemos inferir que mientras mayor sea la masa de  $^{56}\text{Ni}$  generada en la nucleosíntesis, las CLs serán cada vez más luminosas a partir de un cierto  $t > t_{\text{mín}}$ , donde  $t_{\text{mín}}$  es el tiempo en el que la luminosidad de la CL es mínima. Esto quiere decir que  $L_{\text{máx}}$  alcanzará valores más altos mientras más grande sea la masa de níquel. Así mismo, dichas curvas se vuelven ligeramente más anchas y mantienen luminosidades superiores en la cola radiactiva mientras mayor es la masa de  $^{56}\text{Ni}$ .

Por otra parte, el gráfico de las velocidades no muestran diferencia entre sí y por tanto parecen no verse afectadas por el cambio en este parámetro.

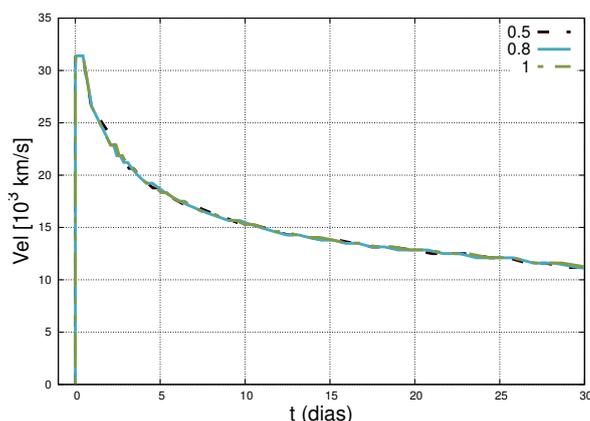
Vemos que el efecto de la masa y la energía están bastante degenerados, ya que modelos más energéticos causan un efecto en la CL similar al de asumir modelos menos masivos. Sin embargo el efecto no es exactamente igual en todas las fases de la CL. Por lo cual, modelando

conjuntamente CLs y velocidades de expansión, generalmente es posible encontrar una mejor solución para un dado conjunto de parámetros al comparar con las observaciones.

### 2.3.4. Variación de la mezcla de $^{56}\text{Ni}$ (mix)



(a) Curva de luz Bolométrica



(b) Velocidad fotosférica

**Figura 2.5.** Curvas de luz bolométricas (a) y velocidades fotosféricas (b) para diferentes grados de mezcla del material radioactivo  $^{56}\text{Ni}$ . Modelo: pre-SN He4,  $E = 1.5\text{foe}$ ,  $M_{\text{Ni}} = 0.2M_{\odot}$

Finalmente vamos a considerar la dependencia con la mezcla de  $^{56}\text{Ni}$  dentro del progenitor, dejando fijos los parámetros de modelo inicial He4,  $E = 1.5\text{foe}$  y  $M_{\text{Ni}} = 0.2M_{\odot}$ . Una de las motivaciones para la variación de este parámetro proviene de las observaciones. Suele notarse la necesidad de asumir mayores valores de mezcla cuando de otra forma no se puede explicar el rápido crecimiento en las CLs.

En la parte superior de la figura 2.5 tenemos las curvas de luz bolométricas que nos muestran que la influencia de la mezcla de  $^{56}\text{Ni}$  parece afectar más notoriamente a la parte alrededor de  $L_{\text{máx}}$  y  $L_{\text{mín}}$  de las mismas. Esta variación vuelve a estas fases más tardías, lo que quiere decir que tanto  $L_{\text{máx}}$  como  $L_{\text{mín}}$  se desplazan hacia tiempos posteriores, y además genera CLs más angostas mientras menor sea dicha mezcla en el progenitor. Sin embargo, los valores que alcanza  $L_{\text{máx}}$  no presentan grandes diferencias entre sí, al igual que la cola radiactiva.

Y en cuanto a las velocidades fotosféricas ubicadas en la parte inferior, la variación de la mezcla no parece afectarlas a lo largo de su evolución.



## Capítulo 3

# Muestra observacional

Como hemos mencionado, las SNs de tipo Ic-BL es el único tipo de SN que se ha encontrado en asociación con estallidos de radiación gamma de larga duración (LGRBs). Sus líneas anchas indican velocidades de expansión que pueden estar entre 15.000 y 30.000 km/seg, indicando energías cinéticas mayores a las esperadas en objetos normales (Modjaz et al., 2016). Existen numerosos objetos en la literatura clasificados como SNs Ic-BL que no han sido asociados a LGRB. Luego, no es claro si la mera presencia de líneas anchas es o no una condición necesaria para la presencia de radiación gamma colimada.

Para poder entender mejor a este tipo de supernovas hemos comenzado por seleccionar una muestra de ellas para realizar su modelado hidrodinámico, y de allí poder determinar sus parámetros físicos para posteriormente compararlos con los objetos que si presentan LGRB.

### 3.1. Selección de la muestra

Al elegir la muestra observacional para el desarrollo de este trabajo, se puso especial atención en que las SNs clasificadas como tipo Ic con líneas anchas tuvieran una buena cobertura temporal tanto en sus curvas de luz bolométricas como en sus velocidades de expansión, calculadas a partir de la línea de Fe II  $\lambda 5169$  Å. Dichas propiedades son necesarias para un correcto modelado hidrodinámico y para la determinación de los parámetros físicos.

Partimos de una muestra recientemente publicada en el trabajo de Taddia et al. (2019), donde se analizan 34 SNs Ic-BL, representando la muestra más grande y homogénea existente de este tipo de objetos. De todas las SNs publicadas hemos seleccionado en primera instancia aquellas que contengan al menos dos velocidades observadas en épocas diferentes, con un intervalo temporal de al menos 10 días. La submuestra que cumple con este requisito contiene 10 SNs.

Como un segundo requisito, decidimos quedarnos con aquellas que tuvieran una buena cobertura temporal en sus curvas de luz, presentando datos antes, durante y después del máximo principal. Aquellas SNs que cumplieron con estas condiciones y que por lo tanto forman parte de este trabajo son: SN 2010qts, SN 2014dby y SN 2015dgg. Adicionalmente a estos objetos, hemos incorporado en este análisis a la SN 2020bvc debido a que este objeto es uno de los más recientemente publicados de este tipo, y presenta una excelente cobertura temporal, fotométrica y espectroscópica (ver figura 3.2).

En la tabla 3.1 se presenta cada uno de los objetos de la muestra seleccionada con la fecha

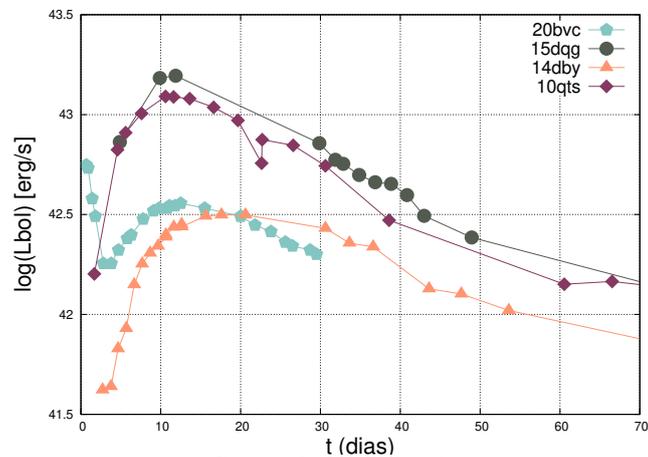
### 3. Muestra observacional

de explosión, corrimiento al rojo ( $z$ ), distancia ( $d$ ), fuente astronómica de observación y la correspondiente referencia.

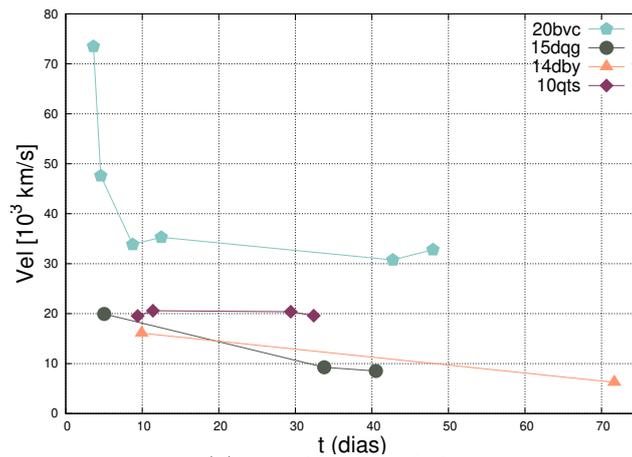
Supernova	Fecha de explosión	$z$	$d$ [Mpc]	Fuente	Referencia
10qts	03 Agosto 2010	0.0907	419.6(29.8)	PTF <sup>(i)</sup>	Taddia et al. (2019)
14dby	19 Junio 2014	0.0736	339.3(24.1)	iPTF	Taddia et al. (2019)
15dqg	02 Noviembre 2015	0.0577	254.3(18.0)	iPTF	Taddia et al. (2019)
20bvc	03 Febrero 2020	0.0252	114	ZTF <sup>(ii)</sup>	Ho et al. (2020)

**Tabla 3.1.** Muestra seleccionada de supernovas tipo Ic-BL

A continuación, en la figura 3.1 presentamos las curvas de luz bolométricas y las velocidades fotosféricas de las supernovas seleccionadas para desarrollar esta Tesis de Licenciatura.



(a) Curvas de luz Bolométricas



(b) Velocidad fotosférica

**Figura 3.1.** Curvas de luz bolométricas (a) y velocidades fotosféricas (b) de nuestra muestra de supernovas.

<sup>(i)</sup>Palomar Transient Factory

<sup>(ii)</sup>Zwicky Transient Facility

### 3.2. Supernova 2010qts

Este objeto fue detectado el 5 de Agosto de 2010 gracias al telescopio de 48 pulgadas de PTF (Palomar Transient Factory). Sus coordenadas fueron  $\alpha = 16^{\text{h}}41^{\text{m}}37^{\text{s}}.60$  y  $\delta = +28^{\circ}58'21''.1$  (J2000). Se piensa que su galaxia anfitriona es SDSS J164137.53+285820.3, una galaxia muy pequeña y tenue. El corrimiento al rojo  $z = 0.0907$  fue medido de la línea de emisión  $\text{H}\alpha$  y  $[\text{OII}]$  en espectros de PTF10qts. A la misma distancia de su anfitrión (414.9 Mpc), la SN 2010qts se encuentra desplazada una distancia proyectada equivalente a 2.4 kpc del centro de la galaxia.

Visualmente, el espectro de este objeto presenta algunas similitudes en algunas fases con otras SNs Ic-BL conocidas como SN 2003jd y SN 2004aw (Valenti et al., 2007; Taubenberger et al., 2006) y en menor medida con SN 1998bw, sin mostrar presencia de  $\text{O}_I$ , lo cual puede ser indicativo de una masa eyectada más pequeña (Walker et al., 2014).

### 3.3. Supernova 2014dby

Este objeto fue descubierto el 24 de Junio de 2014. Las observaciones se realizaron posteriormente mediante el telescopio de 10m Keck-I de PTF. El tiempo de exposición fue de 300 s y la masa de aire de 1.19. Sus coordenadas fueron  $\alpha = 15^{\text{h}}17^{\text{m}}06^{\text{s}}.29$  y  $\delta = +25^{\circ}21'11''.4$  (J2000). Se calculó un corrimiento al rojo de  $z = 0.074$  y una distancia de  $\sim 337$  Mpc dentro de su galaxia anfitriona SDSS J151706.24+252111.5.

El espectro de la SN 2014dby obtenido con PTF, revela un gran parecido con el espectro correspondiente a la SN 1998bw (asociada a un LGRB) a  $t \sim 18$  días desde la explosión (Corsi et al., 2016).

### 3.4. Supernova 2015dqg

Se observó este objeto el 7 de Noviembre de 2015, con el telescopio Keck-II de PTF. Se estima que el momento de la explosión sucedió el 2 de Noviembre de 2015. Sus coordenadas fueron  $\alpha = 00^{\text{h}}09^{\text{m}}21^{\text{s}}.68$  y  $\delta = -00^{\circ}04'06''.60$  (J2000). Presentó una magnitud bolométrica máxima de  $M_{\text{bol}} = 19.28$ . Su galaxia anfitriona SDSS J000921.56000413.2, está ubicada a una distancia  $d \sim 254.3$  Mpc y corrimiento al rojo de  $z = 0.0577$ .

### 3.5. Supernova 2020bvc

La primera detección de este objeto fue el 4 de Febrero del 2020 por medio del telescopio de 48 pulgadas Samuel Oschin Schmidt con datos de alta cadencia de ZTF (Zwicky Transient Facility) del Observatorio Palomar ubicado en California, Estados Unidos. Fue ubicada a  $\alpha = 14^{\text{h}}33^{\text{m}}57^{\text{s}}.01$  y  $\delta = +40^{\circ}14^{\text{m}}37^{\text{s}}.5$  (J2000) y se encuentra a  $13''$  (o 7.2kpc) del centro de su galaxia huésped UGC 09379, una galaxia masiva comparable con la Vía Láctea y otras galaxias espirales.

Esta SN fue la primera de tipo Ic-BL detectada con una curva de luz en el óptico que muestra más de una emisión con morfología de doble pico, y una contraparte muy luminosa en rayos X y radio, sin un LGRB asociado. La emisión previa al máximo principal, se propuso que puede estar asociada al enfriamiento adiabático del progenitor en presencia de

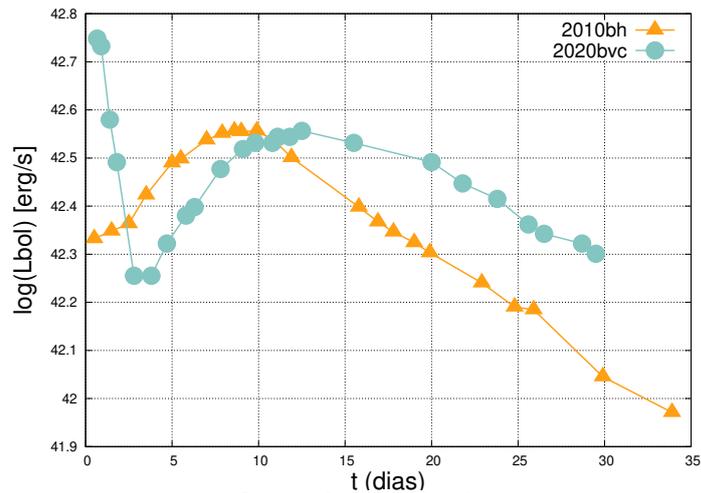
### 3. Muestra observacional

---

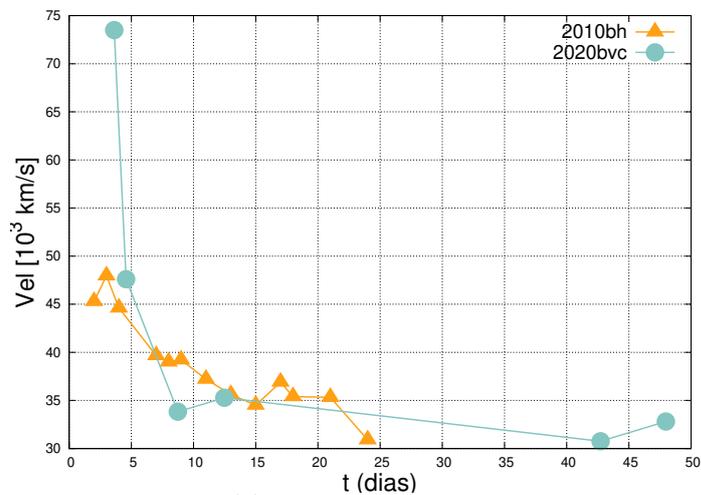
un material circumestelar de baja masa. Mientras que el resto de la CL puede ser entendida como debida al decaimiento radiativo de  $^{56}\text{Ni}$  (Ho et al., 2020). La luminosidad de 10 GHz en radio ( $L_{\text{radio}} = 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ ) indica que es más brillante en esta frecuencia que otras SNs de colapso gravitatorio, pero aún así más débil que aquellas asociadas a LGRBs de baja luminosidad (LLGRB-SNe), como por ejemplo SN 1998bw (en asociación con LLGRB 980425). Las observaciones con VLA se modelaron como emisión sincrotrón de un *shock* medianamente relativista ( $v \gtrsim 0.3c$ ). Sin embargo, la emisión en rayos X que se detectó con *Swift* y *Chandra* con una luminosidad  $L_X = 10^{41} [\text{erg}]$ , no pudo ser explicada como emisión Compton Inversa o como parte del mismo espectro sincrotrón de la emisión en radio, sino que se piensa que puede deberse a la actividad prolongada de un motor central y a la dispersión de polvo.

Explorando dentro de la literatura y haciendo algunas comparaciones con SNs que estuvieran asociadas a LGRBs, encontramos que esta SN tiene una cierta similitud a la SN 2010bh (Bufano et al., 2012), tanto en las curvas de luz como en las velocidades (ver figura 3.2). La SN 2010bh es una LGRB-SN cuyas observaciones indicaron velocidades de expansión muy altas (de hasta 47000 km/s), aunque débil en cuanto al brillo, lo que es un indicador de poca producción de material radiactivo, asumiendo que este objeto es principalmente potenciado por dicho material. Debido a estas similitudes, al momento de modelar a la SN 2020bvc se utilizaron los parámetros de la SN 2010bh como parámetros de partida.

Podemos notar que las curvas de luz tienen valores de  $L_{\text{m}\acute{\text{a}}\text{x}}$  similares, aunque la SN 2020bvc presenta un máximo principal más tardío y esta región de la CL es mucho más ancha que la SN 2010bh, con un decrecimiento de la curva un poco más lento. Respecto a las velocidades, vemos que son bastante parecidas, aunque el primer dato observado de la SN 2020bvc alcanza valores mucho más altos, llegando velocidades de  $\sim 72000$  km/s. Por otro lado, al comparar a esta SN con las otras analizadas vemos que la SN 2020bvc presenta las velocidades más altas de toda la muestra (ver figura 3.1). Esto nos da la idea de que se trata de un objeto sumamente energético, suponiendo simetría esférica.



(a) Curvas de luz Bolométricas



(b) Velocidad fotosférica

**Figura 3.2.** Comparación de la SN 2020bvc con la SN 2010bh. Al conocer los  $t_{\text{exp}}$  se pueden hacer las comparaciones temporales de ambas SNs.



# Capítulo 4

## Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos al realizar el modelado hidrodinámico de nuestra muestra de SNs Ic-BL elegidas en la sección 3.1. Lo que pretendemos es derivar los parámetros físicos (masas y energía) para cada uno de los objetos seleccionados. Esto fue realizado a partir del análisis de las CLs y de la evolución de las velocidades de expansión de manera simultánea. Los modelos teóricos que son comparados con las observaciones, fueron calculados mediante el de código descrito en el capítulo 2. La idea es explorar distintas combinaciones de los parámetros libres, guiados por las tendencias de los modelos estudiados en la sección 2.3, hasta lograr un conjunto de parámetros que mejor representen a las observaciones.

### 4.1. Modelado de la muestra de SNs.

Antes de presentar los resultados para cada uno de los objetos analizados, vamos a utilizar a la SN 2020bvc como un caso de ejemplo para mostrar más detalladamente como hemos llevado a cabo nuestra metodología. Para guiarnos en como debíamos variar un dado parámetro, hemos hecho uso de los resultados presentados en la sección 2.3, donde se analizaron justamente las variaciones de la CLs y las velocidades fotosféricas, cambiando los diferentes parámetros físicos.

Es importante mencionar que los modelos calculan velocidades fotosféricas, es decir velocidades en una capa donde  $\tau = 2/3$ , mientras que las observaciones nos permiten estimar velocidades de diferentes líneas (por ejemplo Fe II  $\lambda$  4924, 5018, 5169 Å). Esto se realiza a partir de las líneas que se observan en los espectros de las SNs, específicamente a partir del mínimo de absorción de una dada línea espectral a diferentes épocas. En nuestro análisis, vamos a asumir que las velocidades observadas de la línea de Fe II  $\lambda$ 5169 Å representan bien la velocidad de la fotosfera y luego compararemos las velocidades de esta línea con las derivadas del modelo. La suposición de que la línea de Fe II  $\lambda$ 5169 Å muestrea bien a la fotosfera, ha sido bien estudiada no sólo para el caso de SNs de colapso normales, sino también para SNs Ic-BL (Kwok et al., 2022).

Otro punto importante a tener en cuenta es que para derivar parámetros globales como masas y energía de una dada supernova, es suficiente con modelar su curva de luz (junto con las velocidades) en épocas dominadas por el material radioactivo (ver más detalles en sección 1.2.1). En épocas tempranas, la emisión de la supernova está dominada por el tamaño y la estructura de las capas más externas de la estrella progenitora. El modelado de esta etapa

## 4. Resultados

nos permite determinar radios y propiedades del material circunestelar en caso de que exista (ver más detalles en [Bersten et al. \(2012\)](#)). En esta Tesis no vamos a modelar esta fase, por lo cual es esperable que existan diferencias a épocas tempranas.

### 4.1.1. Supernova 2020bvc: modelos estelares estándar

Inicialmente se intentó reproducir las observaciones de la CL y velocidades de expansión de la SN 2020bvc haciendo uso de los modelos estelares estándar calculados por [Nomoto & Hashimoto \(1988\)](#). Estos corresponden a estrellas que al momento de la explosión son ricas en He, con masas de 4, 5, 6 y 8  $M_{\odot}$ . Un detalle de estos modelos se encuentran en la tabla 2.1 de la sección 2.2.

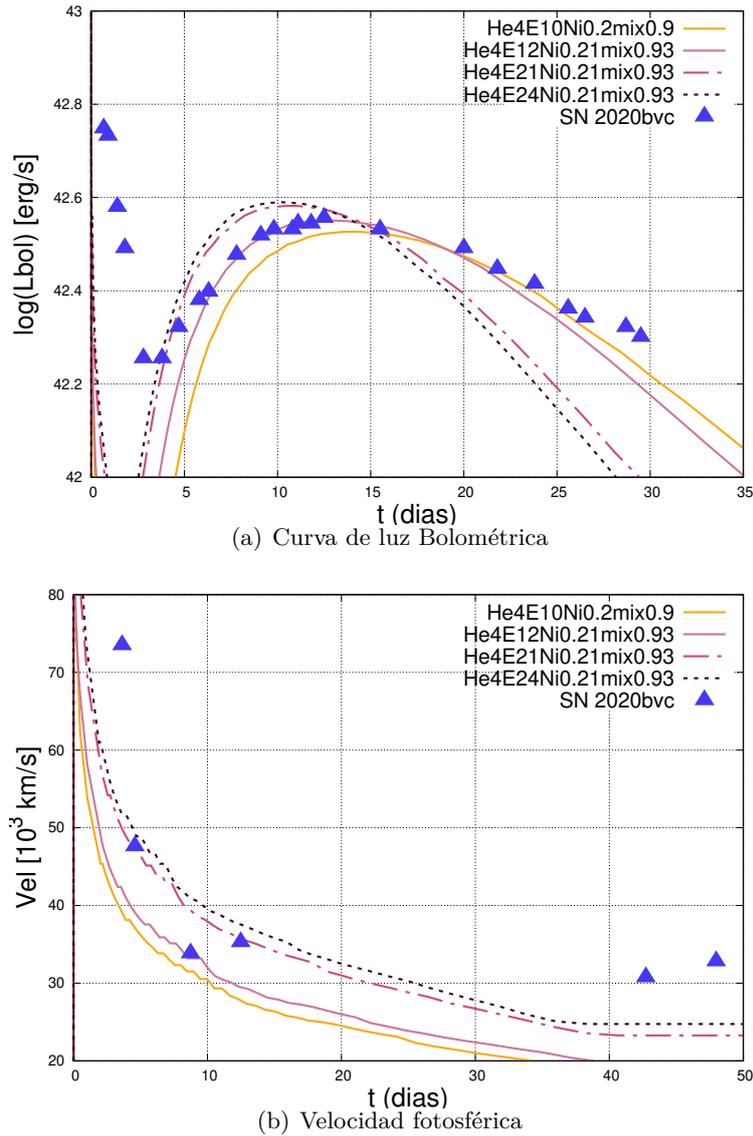
En la figura 4.1 se muestra una comparación entre las CLs y las velocidades de la SN 2020bvc con modelos hidrodinámicos calculados a partir del modelo pre-SN He4. Los parámetros físicos utilizados para estos modelos se presentan en la tabla 4.1. Notar que en cada uno de los casos se asumió una masa para el remanente compacto ( $M_c$ ) de 1.4  $M_{\odot}$ , coincidente con el valor canónico de la masa de una estrella de neutrones. Los modelos con menores energías son representados con líneas continuas. Como puede verse de la figura 4.1, con dichos modelos se logra representar de manera general la forma y luminosidad de las CLs de esta SN. Sin embargo cuando observamos las velocidades de expansión, notamos que estas energías son insuficientes para reproducir correctamente las observaciones, debido a que quedan por debajo de las mismas. Buscamos entonces, aumentar el valor de la energía, de manera de acercarnos un poco más a los valores de las velocidades de la SN. Esto se muestra en líneas discontinuas en la figura 4.1. En estos casos lo que se nota es que si bien nos acercamos a las velocidades observadas, las curvas de luz se vuelven cada vez más angostas y más luminosas, teniendo máximos en épocas más tempranas que las observadas y perdiendo la forma general de la SN.

Uno podría en principio pensar que esta discrepancia podría solucionarse si aumentáramos la masa de  $^{56}\text{M}_{\text{Ni}}$ , ya que esto nos produciría curvas más anchas, como vimos en la sección 2.3.3. Pero además, esto también causaría un aumento en la luminosidad, lo que resultaría en una mayor incompatibilidad con las observaciones. **Por lo tanto no se logró encontrar una solución en conjunto para CLs y velocidades fotosféricas para esta SN utilizando el modelo pre-SN He4.**

Modelo	Energía	$M_{\text{Ni}}$	mix	$M_c$
He4E10Ni0.2mix0.9	10 foe	0.21 $M_{\odot}$	0.9	1.4
He4E12Ni0.21mix0.93	12 foe	0.21 $M_{\odot}$	0.93	1.4
He4E21Ni0.21mix0.93	21 foe	0.21 $M_{\odot}$	0.93	1.4
He4E24Ni0.21mix0.93	24 foe	0.21 $M_{\odot}$	0.93	1.4

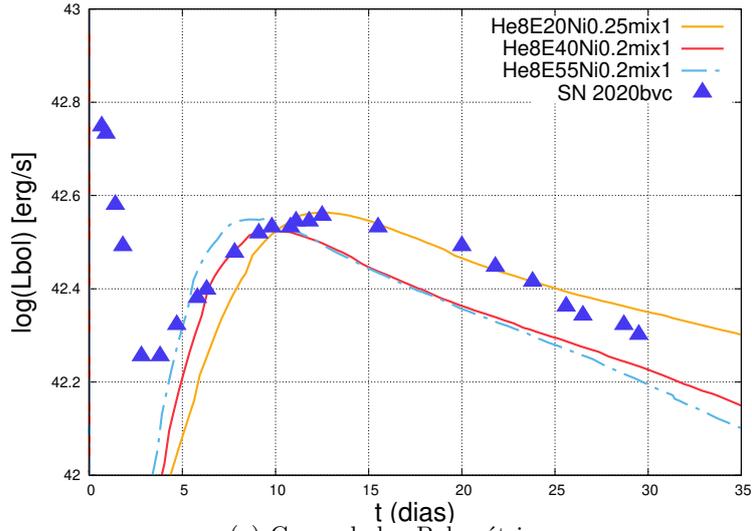
**Tabla 4.1.** Parámetros físicos utilizados para los modelos presentados en la figura 4.1 a partir del modelo estelar pre-SN He4.

Se repitió este procedimiento para los otros modelos pre-SN estándar disponibles. Al igual que para el caso de He4, no fue posible encontrar una solución satisfactoria para las CLs y las velocidades. En la figura 4.2 y en la tabla 4.2, se detallan algunos de los modelos calculados utilizando el modelo pre-SN de He8, que es el más masivo de los modelos estándares considerados. En general, se necesitaron asumir energías muy altas para llegar a las velocidades requeridas. Los modelos en líneas continuas representan energías de explosión menores con las cuales se intenta reproducir las CLs tanto en luminosidad como en la forma general. En

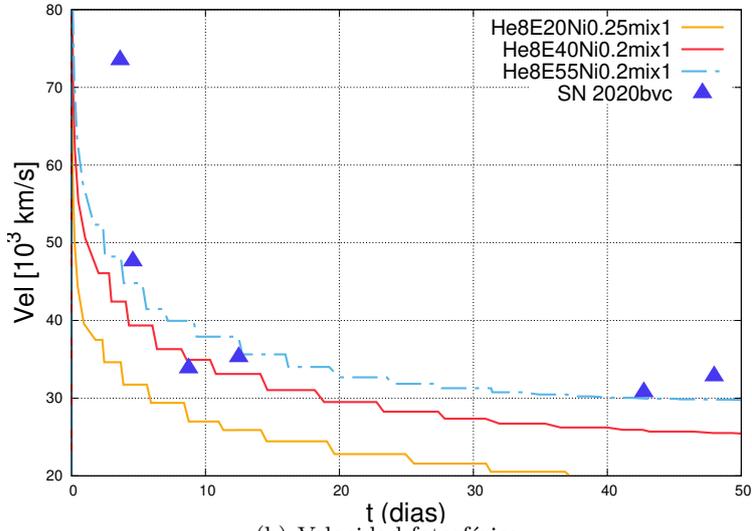


**Figura 4.1.** Comparación de las observaciones con modelos obtenidos del modelo pre-SN He4. Ver detalles de los parámetros de los modelos en la tabla 4.1. No hemos podido encontrar una solución satisfactoria para este modelo pre-SN.

color amarillo, con un modelo de energía de 20 foe y masa de  $^{56}\text{M}_{\text{Ni}}$  de  $0.25 M_{\odot}$  se logra representar de mejor manera la parte posterior a  $L_{\text{máx}}$  de la CL de la SN. En color rojo, con un poco más de energía, se logra representar mejor la parte anterior a  $L_{\text{máx}}$ , sin tener éxito con modelos intermedios. Como puede verse, ninguno de estos modelos logran reproducir correctamente las velocidades observadas. En línea discontinua mostramos un modelo bastante más energético con el que se logra alcanzar, de manera aproximada, las velocidades de expansión de la SN 2020bvc a costo de que la CL quede muy angosta y con un máximo en épocas mucho más tempranas, claramente incompatible con lo observado.



(a) Curva de luz Bolométrica



(b) Velocidad fotosférica

**Figura 4.2.** Comparación de las observaciones con modelos obtenidos a partir del modelo pre-SN He8. Ver detalles de los parámetros de los modelos usados en la tabla 4.2. No hemos podido encontrar una solución satisfactoria tampoco para este modelo pre-SN.

Modelo	Energía	$M_{\text{Ni}}$	mix	$M_c$
He8E20Ni0.25mix1	20 foe	0.25 $M_{\odot}$	1	1.85 $M_{\odot}$
He8E40Ni0.2mix1	40 foe	0.2 $M_{\odot}$	1	1.85 $M_{\odot}$
He8E55Ni0.2mix1	55 foe	0.2 $M_{\odot}$	1	1.85 $M_{\odot}$

**Tabla 4.2.** Parámetros físicos utilizados para los modelos presentados en la figura 4.2 a partir del modelo estelar pre-SN He8.

En base a los resultados obtenidos, vemos que con los modelos pre-SN estándar, cuyas masas se corresponden con valores típicamente usados para modelar a SNs Ib y Ic normales, no pudimos obtener soluciones satisfactorias para representar conjuntamente las CLs y las velocidades de expansión de la SN 2020bvc.

A pesar de ello, a partir del análisis que se realizó previamente en la sección 2.3.1 se

pudo determinar que el ancho de la CL depende también fuertemente con la masa del progenitor  $M_{\text{preSN}}$ , siendo más ancha para progenitores cada vez más masivos, y además dando velocidades fotosféricas menores. Por estas razones, se pensó que una posible solución consiste en utilizar modelos iniciales todavía más masivos que He8. Esta alternativa se explora a continuación.

#### 4.1.1.1. Supernova 2020bvc: modelo estelar más masivo.

En esta subsección pasamos a mostrar el modelado de la SN 2020bvc haciendo uso de un modelo inicial más masivo calculado por el Lic. Laureano Martínez (IALP-UNLP) utilizando el código abierto MESA (Paxton et al., 2011) que permite el cálculo evolutivo de estrellas desde la ZAMS hasta momentos previos a la explosión. A este modelo lo denotaremos por He11 y corresponde a una estrella con masa en la ZAMS de  $30 M_{\odot}$ , una masa inicial o pre-SN de  $11 M_{\odot}$  rica en helio y un radio previo a la explosión de  $5 R_{\odot}$ . Este último es ligeramente mayor que el valor de los radios pre-SN de modelos estelares estándar (ver tabla 2.1). Para este modelo además asumiremos una masa del remanente compacto ( $M_c$ ) de  $2.5 M_{\odot}$ . Para poder utilizar dicho modelo fue necesario desarrollar una rutina que nos permita leer el modelo e incorporarlo al código de explosión de supernova.

Hemos explorado un rango de parámetros físicos para tratar de reproducir los datos de este objeto con el modelo de He11. Sin embargo, nuevamente no hemos podido encontrar una solución satisfactoria. Ejemplo de algunos de los modelos calculados son presentados en la figura 4.3 y los parámetros de los modelos mostrados se presentan en la tabla 4.3.

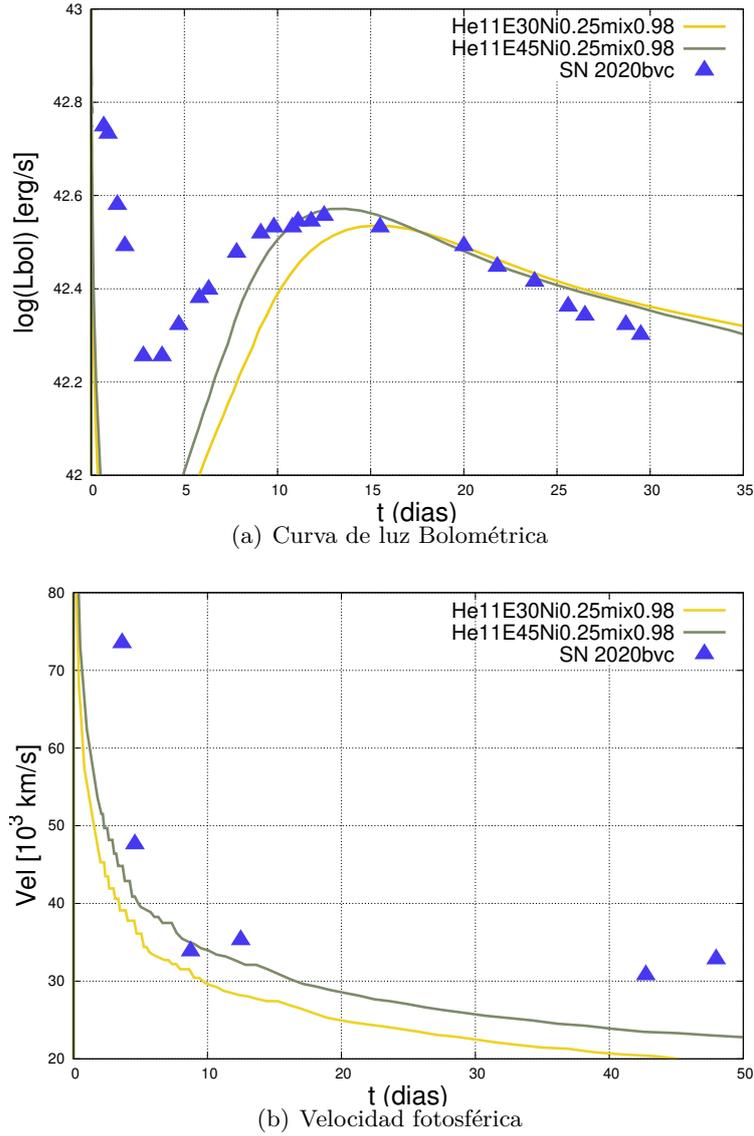
Modelo	Energía	$M_{\text{Ni}}$	mix	$M_c$
He11E30Ni0.25mix0.98	30 foe	$0.25 M_{\odot}$	0.98	$2.5 M_{\odot}$
He11E45Ni0.25mix0.98	45 foe	$0.25 M_{\odot}$	0.98	$2.5 M_{\odot}$

**Tabla 4.3.** Parámetros físicos utilizados para los modelos presentados en la figura 4.3 a partir del modelo estelar pre-SN He11 para remanentes compactos normales.

Con línea continua de color amarillo, mostramos un modelo con las siguientes propiedades:  $E = 30$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.25 M_{\odot}$  y  $\text{mix} = 0.98$ . Notamos que haría falta mayor energía para alcanzar las velocidades. Además, una mayor energía haría que el máximo de la CL se corra temporalmente a épocas más tempranas. Luego, en color gris mostramos un modelo más energético con:  $E = 45$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.25 M_{\odot}$  y  $\text{mix} = 0.98$  que usamos para aproximar un poco mejor las observaciones. En este nuevo modelo notamos que a pesar que las velocidades se acercan más a las observadas, las mismas no alcanzan para reproducir bien las muy altas velocidades de este objeto. Por otro lado, el máximo principal de la CL parece acercarse más a los datos observacionales, sin embargo vemos que las masas de níquel requeridas para aproximarse a las luminosidades observadas, son tales que hacen que la cola radiactiva sea más luminosa que las observaciones. **En conclusión, tampoco hemos podido encontrar una solución satisfactoria para este modelo más masivo.** A continuación analizamos la posibilidad de considerar remanentes compactos más grandes.

#### 4.1.1.2. Supernova 2020bvc: cambios en la masa del remanente compacto.

En las secciones anteriores hemos intentado modelar a la SN 2020bvc con modelos de masas bajas y con un modelo de masa mas alta (He11), sin encontrar una solución que pueda



**Figura 4.3.** Comparación de las observaciones con modelos obtenidos del modelo pre-SN He11.

representar razonablemente bien a los datos. Los modelos de baja masa, para alcanzar las velocidades necesarias requerían energías altas que hacían que la CL se vuelva muy angosta y que tengan sus máximos principales a épocas tempranas. Esto se pudo solucionar parcialmente usando un modelo más masivo, sin embargo para llegar a las luminosidades del máximo, se necesitó valores de la masa de níquel que hacían sobrestimar a la luminosidad en la cola radiactiva. Este problema de no encontrar un modelo satisfactorio para épocas alrededor del máximo y para la cola radiactiva ya ha sido notado en la literatura para otras SNs Ic-BL con y sin GRBs asociados (Maeda et al., 2003). En la Tesis de Licenciatura de la Licenciada Elizabeth Favaro (2020) bajo la dirección de la Dra. Bersten, se modeló un conjunto selecto de este tipo de SNs (ver más detalles en sección 5). En dicho trabajo, además se propuso una manera alternativa de poder solucionar el problema planteado. Lo que se exploró fue el efecto que causa variar la masa del remanente compacto, analizando valores mayores a los usualmente utilizados de  $\sim 2 M_{\odot}$ . Dado que con el modelo más masivo de He11 obtuvimos

una mejor representación de las observaciones, a continuación vamos a usar dicho modelo para estudiar el efecto de variar  $M_c$ . De esta manera veremos si es posible encontrar un modelo que represente satisfactoriamente los datos cerca de  $L_{\text{máx}}$  y en la cola radiactiva.

En la figura 4.4 se presentan modelos para diferentes valores de masas de remanente compacto. Se puede notar que mientras más masivos sean los mismos, el efecto que causan en la CL es que en los alrededores de  $L_{\text{máx}}$  se alcanzan luminosidades mayores, dicho máximo se da a épocas un poco más tempranas y principalmente causa que la cola radiactiva disminuya su luminosidad. En cuanto a las velocidades, estas se vuelven mayores mientras mayor masa tiene el remanente compacto. Dicho efecto nos puede permitir acercarnos mejor a las observaciones de este objeto. Los modelos que se utilizaron tienen parámetros que se detallan en la tabla 4.4.

Modelo	Energía	$M_{\text{Ni}}$	mix	$M_c$
He11E40Ni0.22mix0.88Mc4	40 foe	0.22 $M_{\odot}$	0.88	4 $M_{\odot}$
He11E40Ni0.22mix0.88Mc5	40 foe	0.22 $M_{\odot}$	0.88	5 $M_{\odot}$
He11E40Ni0.22mix0.88Mc5.5	40 foe	0.22 $M_{\odot}$	0.88	5.5 $M_{\odot}$

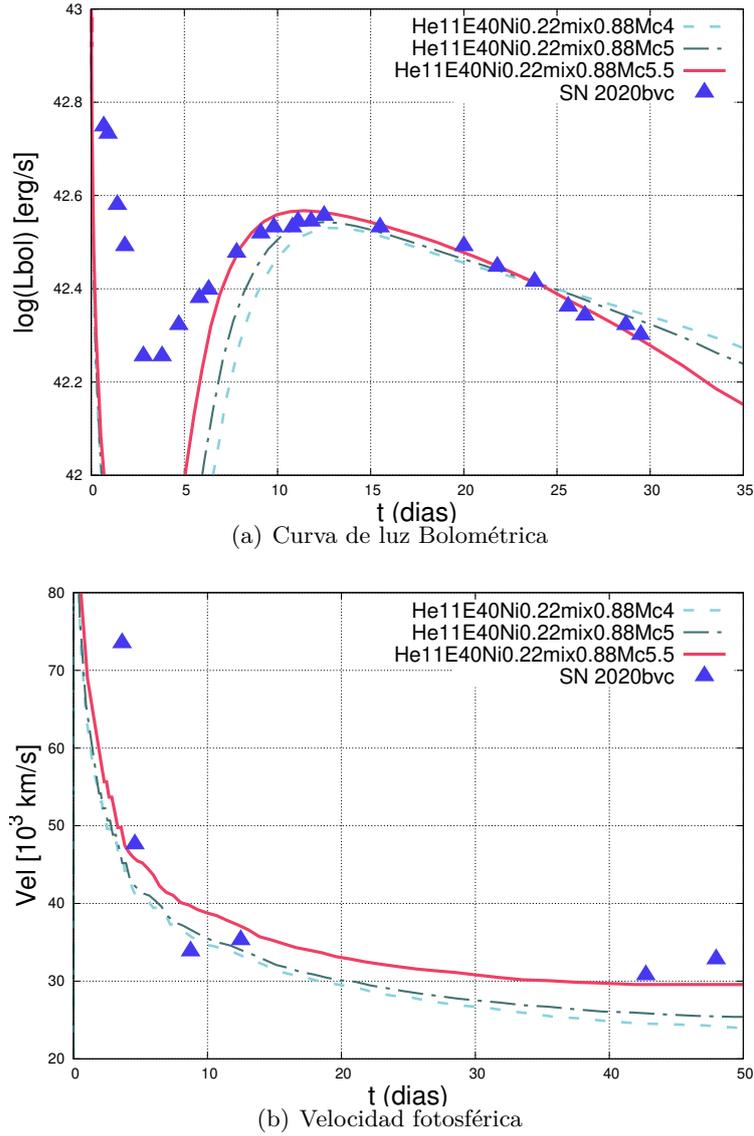
**Tabla 4.4.** Parámetros físicos utilizados para los modelos presentados en la figura 4.4 a partir del modelo estelar pre-SN He11. Con remanentes compactos masivos.

Físicamente lo que cambia al variar la masa del remanente compacto es el perfil de densidad inicial, haciendo que la deposición de los rayos  $\gamma$  cambien considerablemente en la eyecta, generando una disminución de la luminosidad en la cola radiactiva y un aumento de la misma alrededor de  $L_{\text{máx}}$ . Este efecto no es equivalente a asumir masas de eyecta mayores.

Lo que podemos notar en la figura 4.4 es que las CLs se adecúan mejor a las observaciones a medida que se aumenta la  $M_c$ . De igual manera las velocidades representan mejor a lo observado al incrementar  $M_c$ . En la figura, con línea roja continua, se exhibe un modelo que consideramos que representa bastante bien a las CLs y velocidades de este objeto, por lo que lo asumiremos como el mejor modelo obtenido. Ese tiene los siguientes parámetros:  $E= 40$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.22 M_{\odot}$ , mix= 0.88,  $M_c= 5.5 M_{\odot}$ .

Como se ve en la figura 4.4, hemos logrado encontrar un modelo, asumiendo una  $M_c$  de 5.5  $M_{\odot}$  que reproduzca razonablemente bien las observaciones en el máximo principal y en la cola radiactiva. Sin embargo, a épocas menores a 7 días desde la explosión, se ven diferencias. Como ya hemos mencionado anteriormente, el modelado de épocas tempranas no afecta el valor de los parámetros físicos derivados en este trabajo. Para modelarlas, es necesario analizar la estructura más externa del progenitor, estudiando la posibilidad de presencia de una envoltura tenue o material circunestelar cercano (ver por ejemplo estudio de Englert, Bersten & Cidale, BAAA 2020). En un trabajo a futuro planeamos analizar también esta fase temprana para este y otros objetos. En cuanto a las velocidades, vemos que el modelo reproduce los órdenes de magnitud esperados y la forma general. No contamos con los errores de las observaciones para realizar una mejor comparación.

Finalizamos esta sección concluyendo que de todo el análisis planteado, **la SN 2020bvc puede ser representada de manera satisfactoria por la explosión de una estrella que tiene una masa pre-SN de 11  $M_{\odot}$ , con una energía de explosión de 40 foe, una masa de níquel igual a 0.22  $M_{\odot}$ , un mix de 0.88, y una masa asumida para el remanente compacto de 5.5  $M_{\odot}$ .** Esto significa que la masa eyectada es de 5.5  $M_{\odot}$ .



**Figura 4.4.** Comparación de las observaciones con modelos obtenidos a partir del modelo pre-SN He11. Con remanentes compactos masivos.

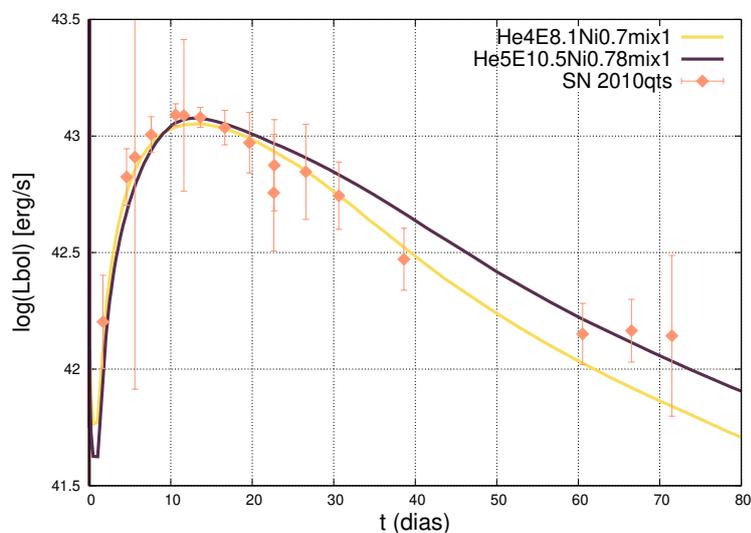
La suposición de un remanente compacto masivo fue necesaria para encontrar un modelo satisfactorio. Esto significa asumir la formación de un agujero negro estelar como resultado de la explosión, en lugar de una estrella de neutrones como es usualmente asumido para SNs de colapso normales. Esto sucede cuando estrellas muy masivas en rotación ( $M \gtrsim 30 M_{\odot}$ ) alcanzan el final de sus vidas. Puesto que el núcleo de hierro es  $> 2M_{\odot}$  (cercano a formar un agujero negro) y la acreción de material alrededor del mismo se produce a un ritmo elevado, el núcleo crece rápidamente y colapsa en un agujero negro, que luego de pocos segundos forma un *jet* relativista y produce un LGRB. De acuerdo al modelo de colapsar propuesto por MacFadyen & Woosley (1999), el tiempo que transcurre desde el colapso del núcleo de hierro hasta la formación de un disco de acreción, es de  $\sim 2$  segundos.

## 4.1.2. Supernova 2010qts.

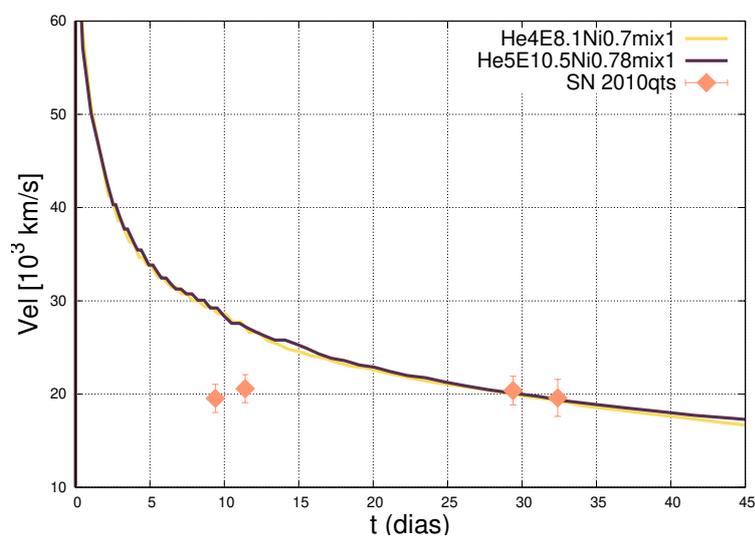
Luego de un extenso estudio y análisis de parámetros, en la figura 4.5 se presenta la comparación de las observaciones de la SN 2010qts y dos modelos con los parámetros que se detallan en la siguiente tabla:

Modelo pre-SN	Energía	$M_{\text{Ni}}$	mix	$M_c$
He4E8.1Ni0.7mix1	8.1 foe	$0.7 M_{\odot}$	1	$1.4 M_{\odot}$
He5E10.5Ni0.78mix1	10.5 foe	$0.78 M_{\odot}$	1	$1.5 M_{\odot}$

**Tabla 4.5.** Parámetros físicos utilizados para los modelos presentados en la figura 4.5 para la SN 2010qts.



(a) Curva de luz Bolométrica



(b) Velocidad fotosférica

**Figura 4.5.** Comparación de las observaciones con modelos obtenidos para la SN 2010qts.

En el panel de superior de la figura 4.5 se compara la luminosidad bolométrica de la SN 2010qts con ambos modelos. El modelo He4E8.1Ni0.7mix1 se muestra con color amarillo.

## 4. Resultados

Como puede verse, este modelo representa bien las observaciones dentro de los errores hasta el día  $\sim 40$ , pero subestima la luminosidad en la cola radiactiva. El otro modelo presentado, denominado He5E10.5Ni0.78mix1 y mostrado en color violeta, también da buenos resultados durante casi toda la evolución de la SN. En este caso existe solo un punto a  $\sim 40$  días desde la explosión, donde el modelo sobrestima la luminosidad. Dado que no existen datos entre  $\sim 40$  y 60 días y que la luminosidad a épocas cada vez más tardías es menos precisa en nuestros cálculos hidrodinámicos, es difícil decidirse por uno de los modelos.

Por otra parte, comparando la evolución de las velocidades de los modelos con las observaciones (panel de abajo figura 4.5), se ve que ambos modelos muestran un comportamiento muy similar. Por lo cual tampoco nos permite realizar una elección preferencial entre uno u otro. A la vez, vemos que ninguno de los dos modelos fue capaz de reproducir las bajas velocidades que se ven al comienzo de la evolución a  $\sim 10$  días. Esto tampoco fue posible con otros modelos explorados. Por el momento hemos decidido no seguir investigando cuál podría ser la causa de dicha discrepancia. Sin embargo, notamos que a épocas tempranas muchas veces suele haber problemas en la identificación y medidas de las velocidades de las líneas de hierro. Planeamos en un trabajo a futuro revisar la medida de dichas velocidades. Alternativamente, esto nos podría estar indicando que es necesario asumir alguna modificación en los modelos iniciales o en mecanismos que potencian a estos objetos. Lo cual también planeamos estudiar más detalladamente en el futuro.

Dado que ambos modelos reproducen las velocidades en un modo muy similar y que las luminosidades son bastante bien reproducidas por ambos, hemos decidido asumir que los dos modelos son aceptables. Tomaremos como parámetros físicos representativos un modelo promedio entre ambos, es decir con los siguientes valores: **E=9.3 foe**,  **$M_{\text{Ni}} = 0.74 M_{\odot}$** , **mix=1**,  **$M_c=1.45 M_{\odot}$** , **un modelo pre-SN He4.5** y  **$M_{\text{ey}} = 3.05 M_{\odot}$** . Notamos que fue necesario asumir una mezcla muy extrema de níquel casi hasta la superficie del objeto. Sin embargo, es importante mencionar que la mezcla de níquel está fuertemente afectada por el valor asumido para el momento de la explosión ( $t_{\text{exp}}$ ). En el caso de detectarse un GRB, el  $t_{\text{exp}}$  se puede determinar muy precisamente, pero en general es un parámetro bastante incierto y esta incerteza es directamente trasladable a la mezcla de níquel asumida.

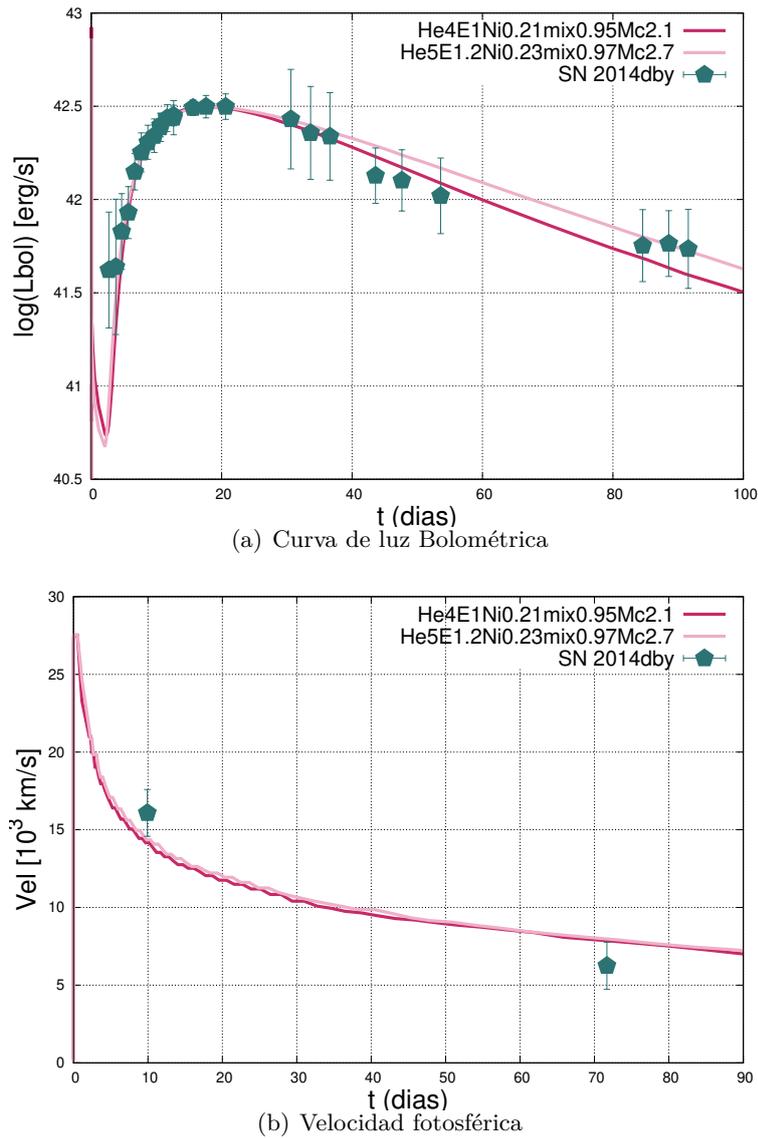
### 4.1.3. Supernova 2014dby.

Al explorar los parámetros físicos que mejor reprodujeran las observaciones de esta SN, se fueron utilizando cada uno de los modelos pre-SN vistos anteriormente en la sección 2.2, con el objetivo de asegurarnos que los elegidos, y que se presentan en la tabla 4.6, serían los más adecuados para describir las características de este objeto.

Modelo pre-SN	Energía	$M_{\text{Ni}}$	mix	$M_c$
He4E1Ni0.21mix0.95Mc2.1	1 foe	$0.21 M_{\odot}$	0.95	$2.1 M_{\odot}$
He5E1.2Ni0.23mix0.97Mc2.7	1.2 foe	$0.23 M_{\odot}$	0.97	$2.7 M_{\odot}$

**Tabla 4.6.** Parámetros físicos utilizados para los modelos presentados en la figura 4.6 para la SN 2014dby.

Inicialmente, durante la indagación de los parámetros físicos más propicios, se buscó modelar esta SN utilizando  $M_c$  correspondientes a los valores presentados en la tabla 2.1 y que se corresponden con regiones ricas de Fe. Sin embargo, de manera similar a lo que vimos



**Figura 4.6.** Comparación de las observaciones con modelos obtenidos para la SN 2014db

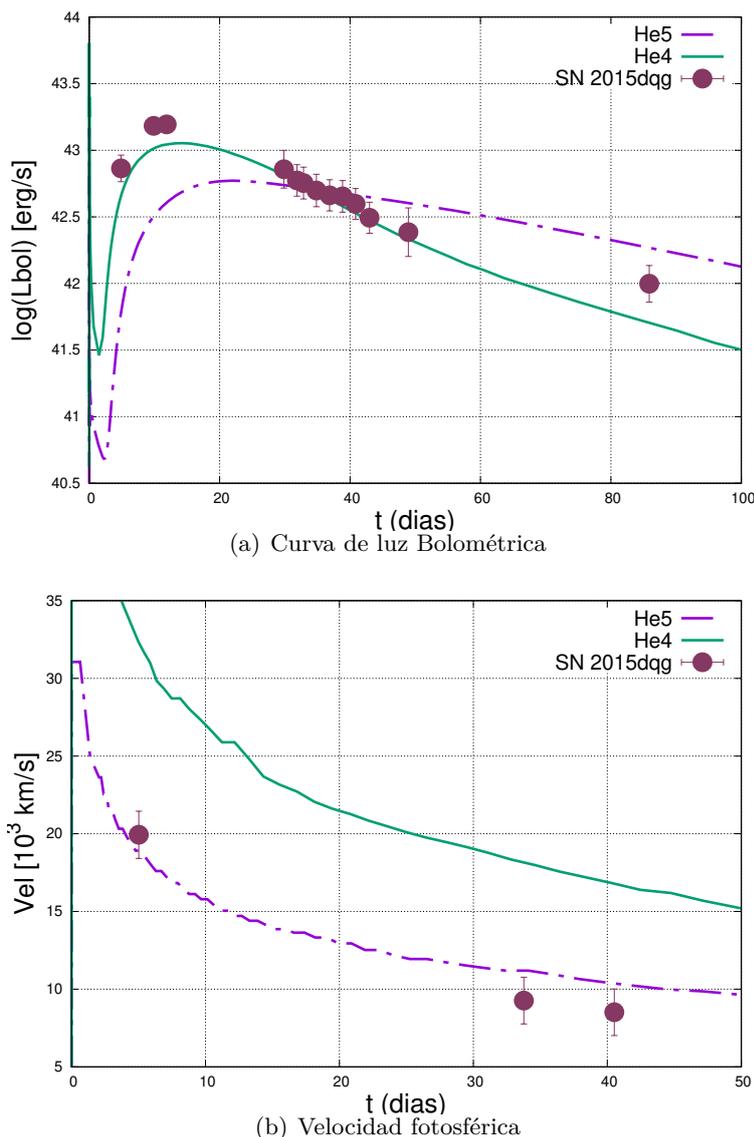
para la SN 2020bvc (ver sección 3.5), los modelos mostraban un buen resultado alrededor del máximo principal pero sobrestimaban la luminosidad en la cola radiativa. Por eso se optó por incrementar ligeramente el valor de  $M_c$ . En la figura 4.6 exponemos los resultados que mejor se aproximaron a las observaciones de la SN 2014db. En color fucsia se exhibe el modelo de He4E1Ni0.21mix0.95Mc2.1 cuyos parámetros fueron definidos en la tabla 4.6. Este modelo muestra una muy buena aproximación a los datos observados de la CL. Por otro lado, se presenta el modelo He5E1.2Ni0.23mix0.97Mc2.7 en color rosa, con una masa ligeramente más alta. Como puede verse en la figura 4.6, este modelo es prácticamente indistinguible al anterior hasta el día  $\sim 30$ . A partir de allí ambos modelos comienzan a diferenciarse. Dentro de los errores de las observaciones no es posible decidirse por uno de los modelos a través de sus CLs. Al analizar la evolución de las velocidades de expansión (ver panel inferior de figura 4.6), vemos que ambos modelos vuelven a dar resultados prácticamente iguales. Por lo cual, análogamente a lo sucedido para el caso de la SN 2010qts, hemos decidido considerar ambos modelos como válidos y tomar sus valores promedios como los representativos

para este objeto. Luego, los parámetros derivados son:  $E=1.1$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.22 M_{\odot}$ ,  $\text{mix}=0.96$ ,  $M_c=2.4 M_{\odot}$ , un modelo pre-SN He4.5 y  $M_{\text{ey}}= 2.1 M_{\odot}$ . Notamos que para este objeto, a diferencia de los otros dos previamente analizados, no fue necesario asumir modelos muy energéticos ni masivos pero sí se necesitó asumir una alta producción de material radiactivo, así como una explosión que lo haya distribuido en prácticamente toda la envoltura eyectada. Esto podría ser difícil de explicar desde el punto de vista evolutivo. Un análisis más profundo de esto será también analizado en un futuro. Por otro lado, es importante recalcar que para encontrar un buen modelo fue necesario nuevamente asumir (como en el caso de la SN 2020bvc) remanentes compactos más masivos. No obstante, en este caso el valor de  $M_c$  es más cercano al esperado para algunas estrellas de neutrones algo más masivas que las canónicas. Una vez más, recalcamos que fue necesario asumir un modelo con una mezcla bastante extrema para el níquel. Aunque, como en el caso anterior, este parámetro no es del todo preciso dada su dependencia con el  $t_{\text{exp}}$ .

### 4.1.4. Supernova 15dqg.

El procedimiento de búsqueda y análisis de posibles parámetros físicos que pudieran reproducir las observaciones de este objeto ha sido muy extenso. A pesar de los esfuerzos realizados no hemos encontrado una solución satisfactoria. Sin embargo, a continuación se presentan algunos de los intentos que hemos hecho. Empezamos por intentar modelar el objeto con modelos iniciales de masas estándares. Los resultados obtenidos se exponen en la figura 4.7. En línea continua se muestra un modelo de He4, cuyos parámetros se detallan en la descripción de la figura 4.7. Vemos que este modelo reproduce razonablemente bien las luminosidades, salvo por un punto en épocas tardías. Sin embargo, se ven discrepancias importantes en la representación de las velocidades, por lo cual este modelo ha sido descartado. Luego, en línea discontinua indicamos un modelo de He5, cuyos parámetros también se encuentran en la descripción de la figura. Este modelo, a diferencia del anterior, da una buena representación de las velocidades de expansión, considerando los errores, pero difiere considerablemente en la CL. Al intentar con otros modelos pre-SN disponibles como He6, He8 y He11, tuvimos dificultades similares a las presentadas.

Una vez considerados los ejemplos mencionados y al no obtener éxito alguno, probamos con reproducir modelos que tuvieran en cuenta remanentes compactos más masivos, como hemos hecho para la SN 2020bvc y la SN 2014dby. En la figura 4.8 se muestran algunos de estos intentos. En el caso del modelo He8 (curva de color rojo), cuyos parámetros se detallan en la descripción de la figura, podemos notar que se logra llegar al máximo principal. En cambio, a partir de los días posteriores al mismo, la CL del modelo sobrestima las luminosidades de la SN 2015dqg. Por otro lado, mirando el gráfico de la evolución de las velocidades fotosféricas, vemos que si bien alcanza la velocidad más temprana, a medida que pasa el tiempo se genera una mayor discrepancia con lo observado. Luego, vemos que las velocidades fotosféricas en su conjunto tampoco pueden ser reproducidas con este modelo. La CL podría ser mejorada si consideráramos remanentes compactos más masivos. No obstante, esto no sólo sería físicamente imposible dada la masa del progenitor y la masa de níquel considerada en el modelo presentado, sino que también produciría velocidades de expansión mayores siendo lo opuesto a lo que se necesita para una buena correspondencia con las velocidades observadas. Por otro lado, en color amarillo se presenta el modelo de He4 con sus parámetros descriptos al pie de la figura 4.8. Dicho modelo muestra una cercana aproximación a las observaciones en cuanto a las velocidades fotosféricas, pero la CL requeriría un aumento en la energía para alcanzar el máximo principal o un aumento en la masa de  $^{56}\text{Ni}$ . La primera opción afectaría

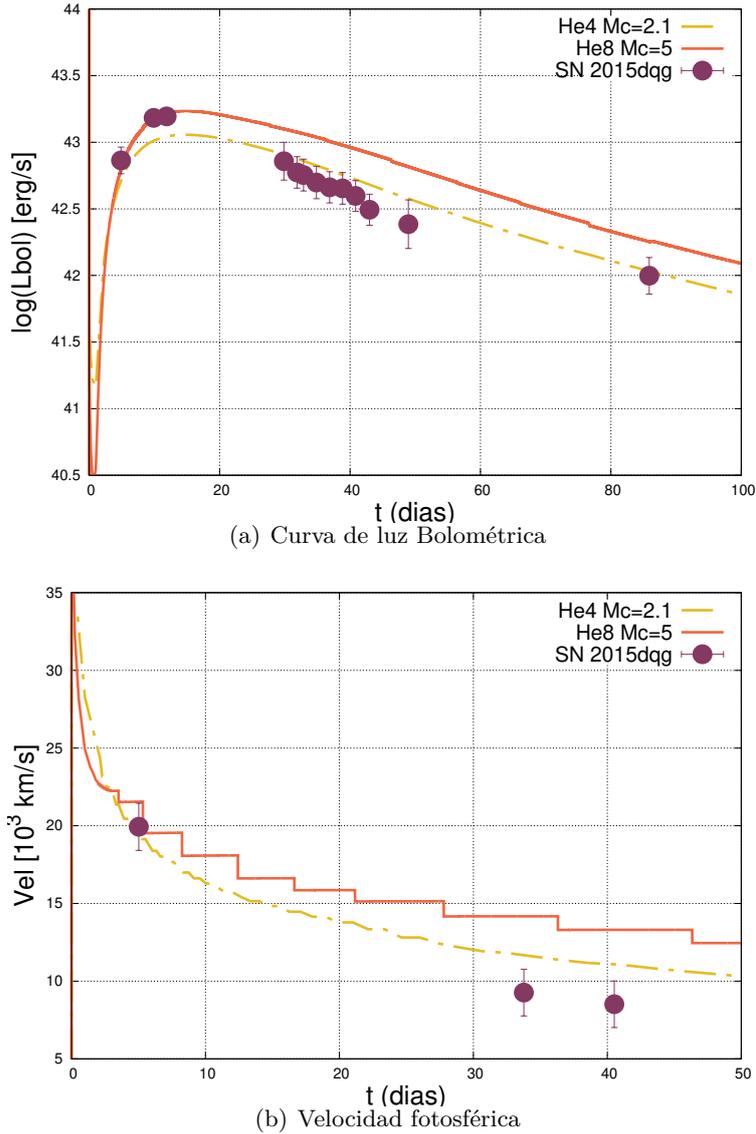


**Figura 4.7.** Comparación de las observaciones con modelos estelares estándar para la SN 2015dqg. En color verde se presenta un modelo de He4 con  $E=7$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.99 M_{\odot}$ ,  $\text{mix} = 0.95$  y  $M_c = 1.4 M_{\odot}$ . En color violeta se muestra un modelo de He5 con  $E=2$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.5 M_{\odot}$ ,  $\text{mix} = 0.95$  y  $M_c = 1.5 M_{\odot}$ . Claramente ninguno de estos modelos reproduce a ambos observables en simultáneo.

a las velocidades, las cuales se harían más altas, resultando en una peor comparación con las observaciones. Mientras que la segunda, si bien no afecta a las velocidades como hemos visto en la figura 2.4 de la sección 2.3.3, haría que la CL sea un poco más ancha pero sobre todo aumentaría la luminosidad de la cola radiactiva de la SN, produciendo una discrepancia con los datos en esta fase. Luego, no hemos podido encontrar una solución satisfactoria para ninguno de los modelos iniciales disponibles (He4, He5, He6, He8 y He11), aún asumiendo masas de remanentes mayores a las usuales.

Esto nos llevó a investigar una opción distinta. Para llegar a entender mejor el comportamiento observado de la luminosidad, se analizaron las diferentes contribuciones a la luminosidad bolométrica. Como se mencionó en la sección 1.2.1, la luminosidad durante el

## 4. Resultados



**Figura 4.8.** Comparación de las observaciones de SN 2015dqg con modelos que asumen remanentes compactos más masivos. En color amarillo se presenta un modelo de He4 con  $E = 1.5 \text{ foe}$ ,  $M_{\text{Ni}} = 1.3 M_\odot$ ,  $\text{mix} = 0.95$  y  $M_c = 2.1 M_\odot$ . En color rojo se muestra un modelo de He8 con  $E = 3 \text{ foe}$ ,  $M_{\text{Ni}} = 2 M_\odot$ ,  $\text{mix} = 0.99$  y  $M_c = 5 M_\odot$ . A pesar de que estos modelos son mejores a los presentados en la figura 4.7, no pueden considerarse como satisfactorios.

máximo principal y la cola radiactiva, es dominada por la energía que los rayos  $\gamma$  generados durante el decaimiento del  $^{56}\text{Ni}$  depositan en la eyecta. No obstante, no todos los fotones  $\gamma$  que se producen de este decaimiento van a depositar su energía, de hecho es esperable que una fracción no despreciable de los mismos pueda escapar. El código que disponemos calcula la energía depositada por los rayos  $\gamma$  en cada punto de la eyecta. Cabe mencionar que la deposición depende de dos factores principalmente; la opacidad asumida para los rayos  $\gamma$ , denominada  $\kappa_\gamma$  y del perfil de densidad de la eyecta.

En la literatura ya ha sido notada la dificultad de encontrar modelos exitosos para objetos energéticos como los analizados. El problema es que la masa de níquel necesaria para explicar la luminosidad del máximo principal es tal, que luego sobrestima la luminosidad en

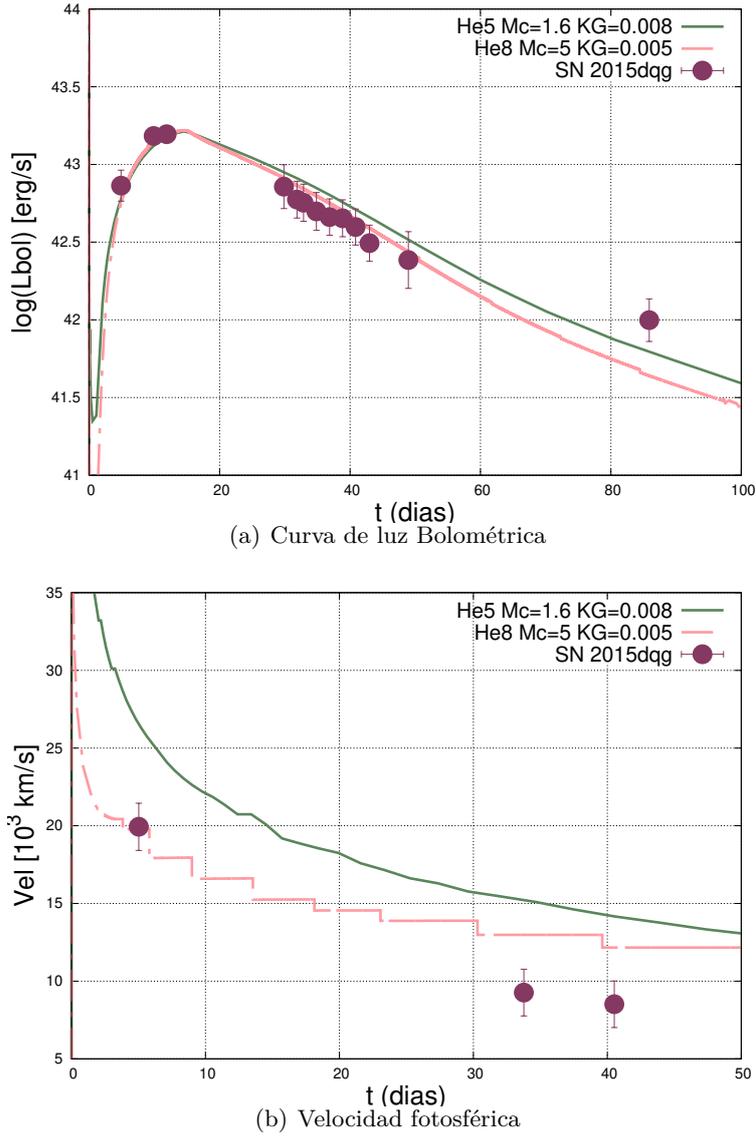
la cola radiactiva. Una posible solución que ha sido propuesta por [Maeda et al. \(2003\)](#), es considerar un modelo de dos componentes. Dicho modelo consiste en asumir valores distintos para la opacidad de la radiación  $\gamma$  en la región central de la estrella y en la región externa de la eyecta. Esto quiere decir que la radiación podría escapar más fácilmente en unas zonas que en otras. La justificación de este modelo de dos componentes vendría del hecho de que la explosión en este tipo de objetos, que pueden presentar *jets* energéticos, sería asimétrica. Debido a esto, el uso de modelos que asumen simetría esférica no serían los más adecuados para modelar las observaciones y podría solucionarse de forma parcial, considerando más de una componente en la eyecta.

En este trabajo exploramos esta posibilidad y los resultados de la misma se exponen en la figura 4.9. Notamos que el valor de  $\kappa_\gamma$  en condiciones normales es asumido como  $0.03 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ . En línea continua se presenta un modelo de He5 con un cambio en la opacidad para la radiación  $\gamma$  de  $0.03$  a  $0.008 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  a partir del día 15 desde la explosión (el resto de parámetros físicos se encuentran en la descripción de la figura). Lo que vemos es que este modelo produce un buen acuerdo con las observaciones de la SN 2015dqg hasta  $\simeq 55$  días, a partir de ahí la SN es más luminosa que el modelo. Sin embargo, al contemplar las velocidades de expansión para el mismo modelo, vemos una clara diferencia con los datos observacionales, quedando muy por arriba de los mismos. Una solución posible para la mejorar la cola radiactiva sería aumentar la  $M_c$ , pero esto iría en la dirección contraria a la necesaria para las velocidades fotosféricas, haciéndolas incluso mayores. Si en cambio buscáramos mejorar las velocidades de expansión tendríamos que optar por disminuir la energía, pero esto causaría que la CL se vuelva menos luminosa, más ancha y más tardía, lo cual no solucionaría el problema general. Otro modelo es presentado con línea discontinua, en este caso se usó un modelo pre-SN de He8. Se asumió un cambio en  $\kappa_\gamma$  de  $0.03$  a  $0.005 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  a partir de los 15 días desde que explota la estrella. Este modelo produce un mejor acuerdo a las luminosidades que el modelo He5, y reproduce razonablemente bien a las observaciones, con excepción nuevamente de la observación a  $\sim 85$  días. Respecto a las velocidades, vemos que se encontró una mejoría importante respecto al modelo anterior, pero todavía no llega a reproducir los valores observados a épocas  $> 30$  días. Por lo cual no podemos considerarlo como un modelo aceptable.

## 4.2. Resumen de los resultados obtenidos.

En vista de todo lo experimentado para la SN 2015dqg, y de no haber sido posible encontrar un modelo adecuado que pueda reproducir la CLs y las velocidades en simultáneo, se decidió excluirla para las discusiones que presentaremos en el capítulo 5. Sin embargo, es nuestra intención seguir analizándola en un trabajo a futuro, intentando modelarla con modelos progenitores más exóticos y/o fuentes de energía alternativa como podrían ser magnetares, que también han sido propuestos para estos objetos.

En cuanto a las SNs de la muestra elegida del trabajo de [Taddia et al. \(2019\)](#) que sí pudieron ser modeladas, debemos mencionar que las soluciones encontradas resultan razonables a pesar de que se nos ha dificultado mucho encontrar modelos que las representen de manera satisfactoria. Por ejemplo para la SN 2010qts (ver en 4.1.2), se ve que a dos de las velocidades observadas no logra ajustar el modelo elegido. Para la SN 2014dby (ver en 4.1.3), las velocidades del modelo quedan precisamente en medio de las observadas, incluso tomando en cuenta los errores cometidos. Al no haber encontrado modelos completamente satisfactorios, pretendemos a futuro volver a analizarlas, utilizando nuevos modelos progenitores u otras



**Figura 4.9.** Comparación de las observaciones de SN 2015dqg con modelos de doble componente propuestos por Maeda et al. (2003). En color verde se presenta un modelo de He5 con  $E=5$  foe,  $M_{\text{Ni}}=1.2 M_{\odot}$ ,  $\text{mix}=0.99$ ,  $M_c=1.6 M_{\odot}$  y  $\kappa_{\gamma}=0.008 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  a partir del día 15. En color rosa se muestra un modelo de He8 con  $E=2.5$  foe,  $M_{\text{Ni}}=2 M_{\odot}$ ,  $\text{mix}=0.99$ ,  $M_c=5 M_{\odot}$  y  $\kappa_{\gamma}=0.005 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  a partir del día 15. Estos modelos producen una mejora respecto a los presentados en la figura 4.8. El modelo He5 da diferencias importantes en las velocidades y en la cola radiativa. El modelo He8 si bien produce una mejor representación, todavía no alcanza para reproducir las velocidades.

posibles fuentes de energía.

En cuanto a la SN 2020bvc (ver en 4.1.1), hemos encontrado una solución satisfactoria, donde para entenderla recurrimos a modelos más masivos y asumimos remanentes compactos más grandes que los estándares. Sin embargo, todavía nos ha faltado modelar la fase temprana de su curva de luz, la cual pretendemos poderhacerlo en un futuro. A pesar de esto, dicha fase no afecta a los valores obtenidos de las masas y la energía.

# Capítulo 5

## Discusiones

En el capítulo 4 hemos modelado cada uno de los elementos de nuestra muestra, utilizando los modelos pre-SN presentados en la sección 2.2, y adicionalmente haciendo uso de un modelo estelar más masivo (He11). En este capítulo pretendemos discutir los resultados obtenidos en un contexto más amplio, para intentar obtener conclusiones sobre el origen de estos objetos. Para ello, vamos a comparar nuestros resultados con los obtenidos en la literatura. Específicamente, vamos a hacer comparaciones con una muestra de LGRB-SNs, que fue recientemente modelada por Favaro & Bersten (2020) y con SE-SNs del trabajo de Taddia et al. (2018). Toda la discusión que se presentará en esta sección, está sujeta a las precauciones señaladas en la sección anterior sobre los resultados que hemos obtenido.

### 5.1. Comparación con trabajos previos.

En esta sección presentamos una comparación de los parámetros estimados a partir de nuestro modelado conjunto de CLs y velocidades de expansión, con los obtenidos en trabajos previamente publicados.

Los resultados encontrados se muestran en la tabla 5.1 para las SNs 2020bvc, 2014dby y 2010qts. En dicha tabla se encuentran también los resultados para estos mismos objetos encontrados en otros trabajos. Estos valores han sido determinados mediante distintos métodos. Por ejemplo, Taddia et al. (2019) utilizó el modelo semianalítico de Arnett (Arnett, 1982) para estimar la masa eyectada de la explosión ( $M_{\text{ey}}$ ), la energía de explosión ( $E$ ) y la masa de níquel ( $M_{\text{Ni}}$ ). La masa eyectada se define  $M_{\text{ey}} = M_{\text{preSN}} - M_{\text{c}}$ . Para la estimación del grado de mezcla de  $^{56}\text{Ni}$  en cambio, usaron relaciones derivadas de modelos hidrodinámicos. Sin embargo, no hubo un modelado simultáneo para CLs y velocidades de expansión, sino que para estas últimas emplearon un ajuste polinomial escalado que ha sido aplicado en otros trabajos para reproducir perfiles de velocidad de SNs Ic.

Por otro lado, para derivar los parámetros de la SN 2020bvc, Ho et al. (2020) utilizaron el ancho y la luminosidad del máximo de la CL debido al decaimiento de  $^{56}\text{Ni}$ , y ajustaron también un modelo semianalítico de Arnett. Es importante destacar que la opacidad utilizada en dicho trabajo es de  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  para todo tipo de radiación, mientras que en nuestro trabajo, se utilizó la opacidad media de Rosseland derivada a partir de las tablas de opacidades para fotones ópticos y un valor de  $\kappa = 0.03 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  para los fotones  $\gamma$ . En dicho trabajo, tampoco realizaron un modelado en paralelo para las velocidades y CLs. Si bien midieron, a partir de observaciones espectroscópicas y utilizando el código público disponible en Modjaz et al. (2016), el corrimiento al azul de las líneas de Fe II  $\lambda = 4924, 5018, 5169$ . Estas líneas suelen usarse como indicadoras de las velocidades fotosféricas, y de hecho son las que hemos

modelado en este trabajo.

SN	Energía [foe]	$M_{\text{Ni}}$ [ $M_{\odot}$ ]	mix	$M_{\text{ey}}$ [ $M_{\odot}$ ]	Referencia
2020bvc	40	0.22	0.88	5.5	Este trabajo
	$7.1 \pm 2.8$	$0.13 \pm 0.01$	-	$2.2 \pm 0.4$	Ho et al. (2020)
2014dby	1.1	0.22	0.96	2.1	Este trabajo
	$3.5 \pm 1.4$	$0.155 \pm 0.050$	1.0	$5.1 \pm 4.0$	Taddia et al. (2019)
2010qts	9.3	0.74	1	3.05	Este trabajo
	$8.3 \pm 0.7$	$0.392 \pm 0.137$	1.0	$2.9 \pm 0.5$	Taddia et al. (2019)

**Tabla 5.1.** Comparación entre los parámetros físicos estimados en este trabajo y los presentados en la literatura para las tres SNs Ic-BL de nuestra muestra.

En el trabajo de Taddia et al. (2019), las incertezas en las mediciones correspondientes a  $M_{\text{ey}}$  y E que se presentan en la tabla 5.1, dependen principalmente de la incerteza en la velocidad de expansión. En cambio, para la  $M_{\text{Ni}}$  se debe mayormente a la incertidumbre en la extinción, pero también en la distancia a la SN. Por su parte, Ho et al. (2020) para hallar el valor de  $M_{\text{Ni}}$  y de su incerteza, se basan en la fórmula analítica de  $L_{\text{bol}}(t)$  como función de la  $M_{\text{Ni}}$ , presentada en Valenti et al. (2008). Comparan y ajustan las CLs bolométricas de la SN 2020bvc con la del mencionado trabajo y logran obtener una estimación para este parámetro con su error ( $M_{\text{Ni}} = 0.13 \pm 0.01$ ). Por otro lado, Lyman et al. (2016), tomando como opacidad  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  y velocidad fotosférica en el máximo de brillo  $v_{ph} = 18000 \text{ km s}^{-1}$ . La incerteza en  $M_{\text{ey}}$  está dominada en un 20% por la incerteza en  $v_{ph}$ .

En este contexto, nos parece importante mencionar que nosotros no hemos realizado un ajuste estadístico a los datos, por lo que no presentamos errores asociados. Hemos buscado simplemente un modelo que represente razonablemente bien los datos a simple vista. Un estudio estadístico detallado se encuentra fuera del alcance de esta Tesis de Licenciatura.

Como se puede ver de la tabla 5.1, hemos encontrado diferencias importantes entre nuestros resultados y los presentados en trabajos previos en varios de los parámetros derivados. Si bien un análisis exhaustivo sobre las posibles razones no será realizado, si vale la pena mencionar que los métodos utilizados para el cálculo de los parámetros fueron diferentes. Nosotros usamos un modelado hidrodinámico y los otros trabajos usaron un modelado analítico (solución analítica a un modelo hidrodinámico simplificado). Por otro lado, en los trabajos previos no han usado la evolución de las velocidades para el cálculo de los parámetros, ni han modelado la curva de luz completa. Creemos, que principalmente la no inclusión de las velocidades es el factor dominante de las discrepancias. Notar que en la sección 4 hemos mostrado que al no considerar las velocidades, los valores obtenidos por los parámetros podían ser bien diferentes.

Específicamente vemos que en el caso de la SN 2020bvc, los valores obtenidos son superiores a los determinados en el trabajo previo correspondiente. Lo mismo sucede con la SN 2010qts, a pesar que para esta son bastante más cercanos. Se encuentra que la masa de la eyecta para la SN 2010qts está dentro del rango del error determinado. Cabe mencionar además, que en el trabajo de Taddia et al. (2019), la CL de esta SN es modelada sin tomar en cuenta los últimos puntos de la cola radiactiva. Si para esta Tesis no se hubiera tomado en cuenta estos datos, el modelo que hubiéramos elegido habría sido el de He4 (ver tabla 4.5). Así se habría encontrado una buena compatibilidad, con excepción de la masa de níquel. Para este último parámetro no logramos encontrar una correspondencia adecuada entre nuestros

## 5.2. Comparación de parámetros físicos de SNs Ic-BL con LGRB-SNs y SE-SNs.

valores y los valores de  $M_{\text{Ni}}$  de los distintos trabajos. Esto apunta a favor de la hipótesis de probar una fuente de energía distinta que potencie a estos objetos.

Particularmente, notamos que para la SN 2014dby obtuvimos valores bastante discrepantes. Luego, para este caso, intentamos recalcular el modelo utilizando parámetros más acordes a los presentados en [Taddia et al. \(2019\)](#). Esto resultó posible bajo el costo de no reproducir las velocidades en épocas tardías a  $\sim 70$  días. En la figura 5.3 puede verse dicho modelo en línea de color rojo.

Asumimos que las diferencias que se advierten de manera general en la determinación de parámetros con la literatura, se deben principalmente a que nuestro modelado se encarga de reproducir tanto las curvas de luz bolométricas como las velocidades de expansión en simultáneo. Consideramos que no podemos dejar de lado la importante información que nos provee la evolución de la velocidad fotosférica. Es por esto que nos permitimos plantear que nuestros resultados han sido derivados de manera más sólida.

## 5.2. Comparación de parámetros físicos de SNs Ic-BL con LGRB-SNs y SE-SNs.

A continuación presentamos en la tabla 5.2 todos los parámetros físicos estimados a partir de nuestro modelado, y los de un grupo de SNs Ic-BL con LGRB detectados. Adicionalmente, en la tabla 5.3 mostramos los parámetros obtenidos por [Taddia et al. \(2018\)](#) para un conjunto de 31 SE SNs (Ib, Ic, Iib y Ic-BL). Ambas muestras también fueron modeladas haciendo uso del mismo código hidrodinámico descrito en el capítulo 2, los mismos modelos pre-SN utilizados en esta tesis y el modelado conjunto de las CLs y las velocidades. <sup>(i)</sup>

SN	Energía [foe]	$M_{\text{Ni}}$ [ $M_{\odot}$ ]	mix	$M_{\text{c}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$M_{\text{preSN}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$M_{\text{ey}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$M_{\text{ZAMS}}$ [ $M_{\odot}$ ]
2020bvc	40	0.22	0.88	5.5	11	5.5	30
2014dby	1.1	0.22	0.96	2.4	4.5	2.1	16.5
2010qts	9.3	0.74	1	1.45	4.5	3.05	16.5
2012bz	10	0.5	0.95	8.4	11	2.6	30
2010bh	30	0.18	0.98	7.7	11	3.3	30
2003dh	10	0.5	0.95	8.4	11	2.6	30
1998bw	19	0.6	0.85	7.4	11	3.6	30

**Tabla 5.2.** Parámetros físicos derivados para nuestra muestra de objetos y para una muestra de 4 LGRB-SNs, respectivamente. Con una línea horizontal se distinguen ambos grupos.

<sup>(i)</sup>También incluyen un modelo pre-SN de He3.3 que no fue utilizado en esta Tesis.

SN	$M_{\text{ey}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$M_{\text{c}}$ [ $M_{\odot}$ ]	Energía [foe]	$M_{\text{Ni}}$ [ $M_{\odot}$ ]	mix
2004ex	2.5	1.5	0.8	0.10	0.88
2004ff	1.9	1.4	1.0	0.135	0.88
2004gq	3.4	1.6	3.0	0.11	0.98
2004gt	3.4	1.6	1.2	0.16	1.00
2004gv	3.4	1.6	2.0	0.16	0.68
2005em	1.1	2.2	0.25	0.13	1.00
2006ba	1.9	1.4	1.0	0.19	1.00
2006bf	1.9	1.4	0.6	0.11	1.00
2006ep	1.9	1.5	1.0	0.12	1.00
2006ir	4.3	1.7	2.5	0.20	0.73
2006lc	3.4	1.6	1.3	0.14	0.45
2006T	3.4	1.6	1.5	0.12	0.65
2007ag	2.5	1.5	0.6	0.12	1.00
2007C	6.2	1.8	2.8	0.07	0.50
2007hn	1.5	1.8	0.4	0.25	1.00
2007kj	2.5	1.5	1.2	0.066	0.75
2007Y	1.9	1.4	0.6	0.03	0.75
2008aq	3.4	1.6	0.9	0.04	0.85
2009bb	4.3	1.7	8.0	0.25	0.90
2009dt	1.9	1.4	0.4	0.13	1.00
2009K	2.5	1.5	0.8	0.18	0.70
2009Z	2.5	1.5	1.3	0.28	0.82
2004fe	2.5	1.5	2.0	0.10	1.00
2005aw	4.3	1.7	2.5	0.38	1.00
2005bj	6.2	1.8	3.0	0.23	0.70
2005Q	2.5	1.5	1.0	0.22	0.80
2006fo	2.7	1.5	1.20	0.25	0.75
2008gc	2.5	1.5	0.6	0.16	0.85
2008hh	4.3	1.7	3.0	0.09	1.00
2009ca	6.2	1.8	10	2.40	1.00
2009dp	1.9	1.4	1.0	0.25	1.00

**Tabla 5.3.** Parámetros físicos de una muestra de 31 SE SNs (Ib, Ic, IIb, Ic-BL).

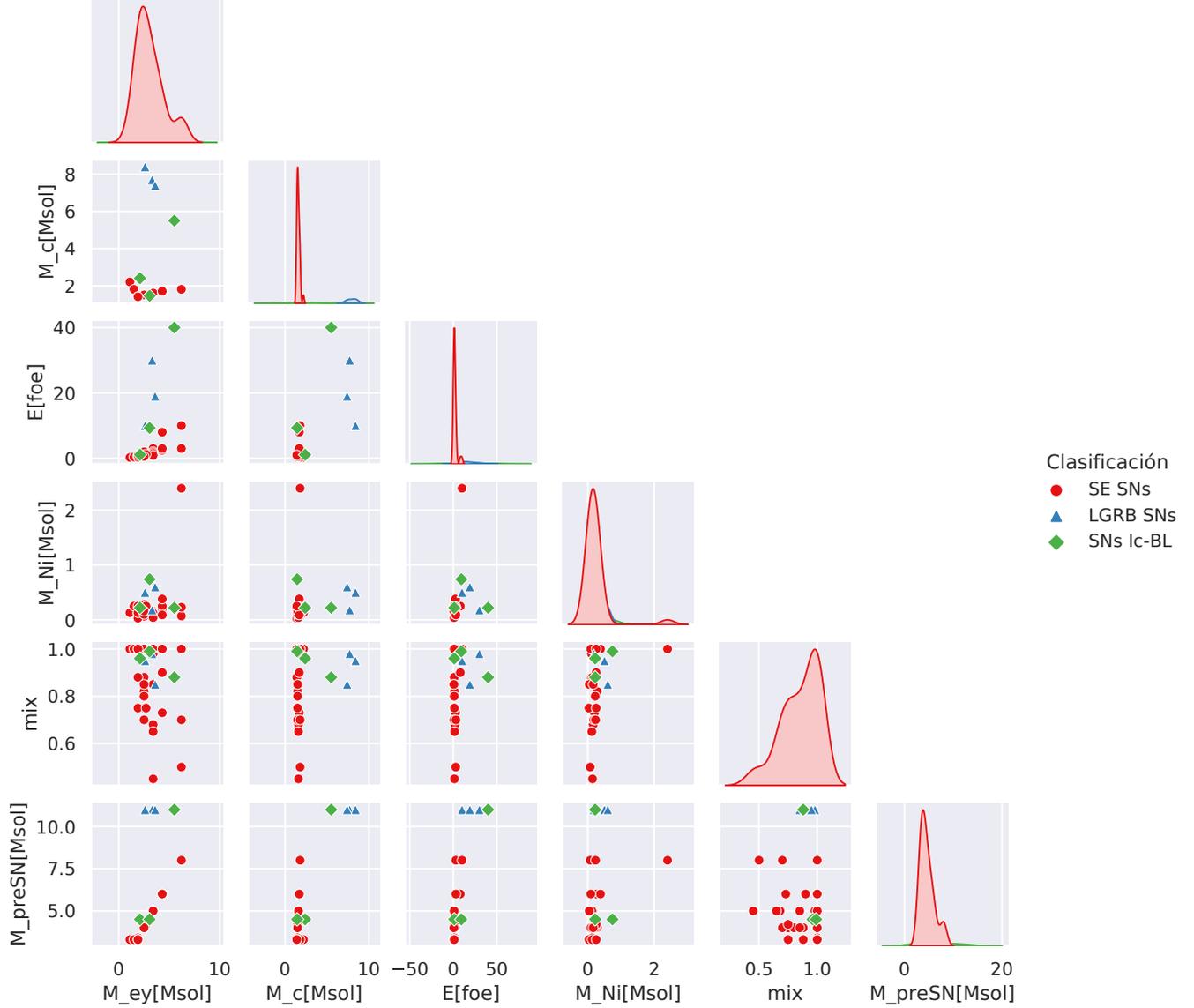
En la figura 5.1 presentamos correlaciones entre todos los parámetros de las muestras<sup>(ii)</sup>. De un primer análisis de esta figura, podemos mencionar que las SE SNs y las SNs Ic-BL (con excepción de la SN 2020bvc), muestran  $M_{\text{c}}$  con valores consistentes a los esperados para estrellas de neutrones. Por otra parte, los valores de  $M_{\text{c}}$  de las LGRB SNs son considerablemente más grandes, con valores muy por encima de los esperados para una estrella de neutrones. De ahí que estos objetos se piensan que deberían haber formado un agujero negro de masa estelar.

Asimismo, al observar los valores de mezcla de níquel (mix) de las tablas, vemos que se necesitó valores elevados para cada modelado. Lo que quiere decir que en la eyecta, el material radiactivo  $^{56}\text{Ni}$  se encuentra prácticamente mezclado en su totalidad. Esto es congruente también con otros estudios de SNs Ic-BL y GRB SNs, y generalmente también para SE SNs. El parámetro de mezcla está íntimamente relacionado con la fecha de explosión. Esta se puede

<sup>(ii)</sup>La masa preSN de Taddia et al. (2018) fue obtenida sumando  $M_{\text{ey}}$  y  $M_{\text{c}}$ .

## 5.2. Comparación de parámetros físicos de SNs Ic-BL con LGRB-SNs y SE-SNs.

conocer con mucha precisión para LGRB SNs, debido a que se puede observar el *jet* relativista antes de la explosión. Esto no ocurre con las SNs que no tienen un GRB detectado y por lo tanto la fecha de explosión es más inexacta.



**Figura 5.1.** Correlaciones entre los parámetros físicos correspondiente a las diferentes muestras. En rombos color verde se encuentran las SN Ic-BL de nuestra muestra, círculos color rojo la muestra de [Taddia et al. \(2018\)](#) y en triángulos color azul el modelado de [Favaro & Bersten \(2020\)](#).

En adelante, pasaremos a discutir más detalladamente algunas de estas relaciones, que son las que consideramos más relevantes.

En la figura 5.2 se presenta la correlación entre la energía de explosión y la masa pre-SN de las 3 muestras. En rombos de color verde se exhiben los objetos de nuestro modelado, en triángulos de color azul las LGRB-SNs y en círculos color rojo las SE SNs (esta será la notación que se use en adelante para analizar los gráficos). De este último grupo, se han señalado

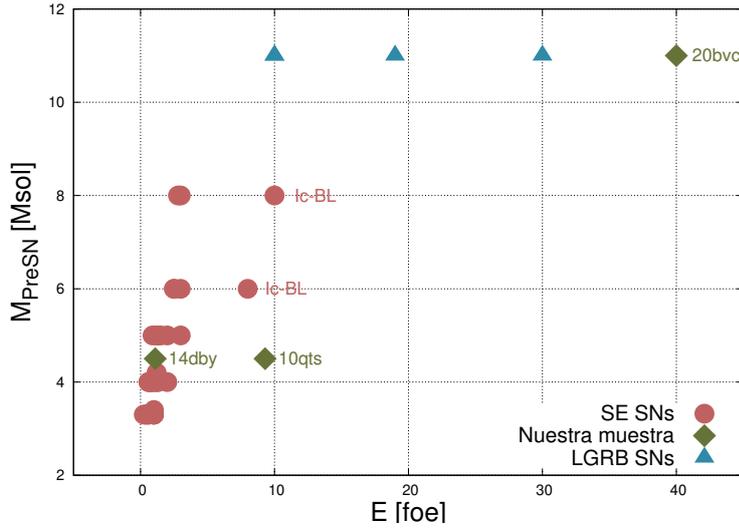
dos objetos que han sido clasificados de tipo Ic-BL. Hacer esta diferenciación nos permite identificar a los objetos de las distintas clasificaciones para lograr una mejor comparación de parámetros y por lo tanto conclusiones más claras para las distintas muestras.

A partir de este gráfico podemos ver que ningún objeto con GRB detectado pudo ser modelado con  $M_{\text{preSN}} < 8 M_{\odot}$ . Lo mismo sucedió con uno de nuestros objetos, la SN 2020bvc, que requirió de masas más grandes para ser modelada. Este objeto en particular presentó además otras características que podrían relacionarlo con la presencia de un *jet* relativista que veremos más adelante. No obstante, en nuestra muestra también encontramos que los dos ejemplos restantes (SNs 2010qts y 2014dby) sí pudieron ser modelados con masas pre-SN estándar, es decir con valores de masas similares a los utilizados para modelar a las SE SNs. Notamos también que las dos SNs Ic-BL que se distinguen de Taddia et al. (2018), muestran los valores más grandes de la  $M_{\text{preSN}}$  cuando se comparan con el resto de los objetos de esa muestra. Mirando los datos de las SE SNs de Taddia et al. (2018), se ve que parece existir una correlación entre estos parámetros, en el sentido de que objetos más energéticos tienen valores de masa más altos. Sin embargo, esa relación no se mantiene al comparar estos valores entre las diferentes muestras. De todos modos, esto puede ser debido a que en los objetos con LGRBs se necesitó  $M_c$  más grandes, entonces es posible que la relación se vea reflejada en  $M_{\text{ey}}$  vs.  $E$ , en vez de  $M_{\text{preSN}}$ . Esto se discute más adelante.

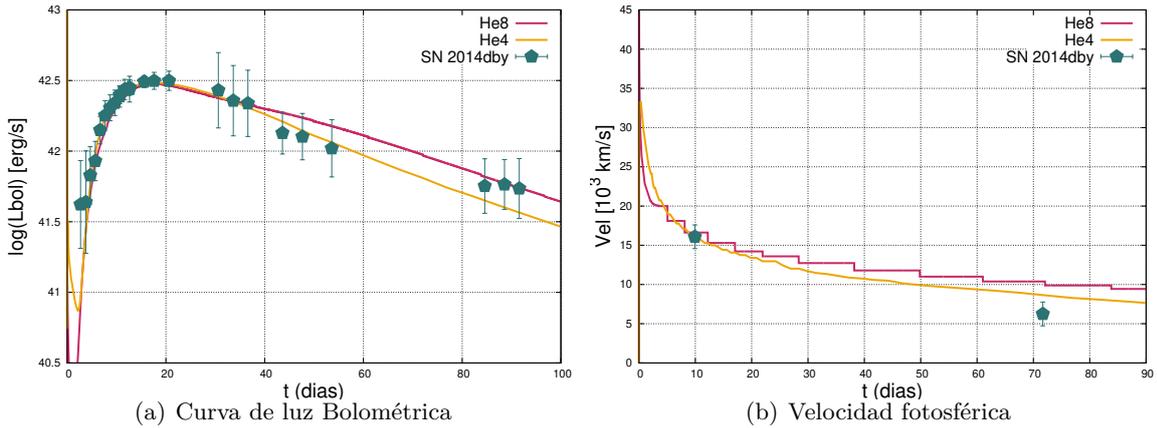
En relación a la energía de explosión vemos que, con excepción del objeto 2014dby, las SNs Ic-BL y LGRB SNs presentan energías  $E > 9$  foe. El valor obtenido para la SN 2014dby nos hace pensar que tal vez hubo algún problema en su clasificación. La clasificación de objetos como *broad line* es justamente debido a la presencia de líneas anchas en sus espectros, indicadores de energías cinéticas altas. Esto de algún modo es lo que se ve para todos los otros objetos de esta clase. Sin embargo para este objeto, la energía de la explosión encontrada toma un valor cercano al canónico de 1 foe. Dada esta diferencia, hemos intentado ver si era posible encontrar modelos más energéticos que puedan reproducir las CLs y velocidades. Para ello, hemos decidido no tomar en cuenta el valor de la velocidad a  $\sim 70$  días, pensando que de ese modo tal vez podríamos encontrar una solución más energética, además a esas épocas las aproximaciones del código empiezan a no ser válidas. Estas pruebas se muestran en la figura 5.3, donde se presentan dos modelos cuyas características se encuentran detalladas en la descripción de la misma figura. Si bien fue posible encontrar modelos un poco más energéticos, en todos los casos los valores encontrados hacen que la energía de la explosión caiga en el rango de valores de las SE SNs. Por lo cual nos inclinamos a pensar que tal vez este objeto estuvo mal clasificado.

Otra de las relaciones que vamos a discutir se presenta en la figura 5.4, donde se muestra la masa eyectada en función de la energía de explosión para las diferentes muestras. Lo primero que se puede observar es que estos parámetros parecen estar correlacionados. Objetos con masas de eyecta más grandes, presentan también energías mayores. Aunque la relación es distinta según el grupo de objetos que se considere.

Hemos realizado un ajuste lineal para cada grupo por separado. Para un primer ajuste (en color verde claro) utilizamos las SE SNs de Taddia et al. (2018), excluyendo aquellas dos clasificadas como Ic-BL. Para el segundo ajuste (en color violeta), tomamos en cuenta todas las SNs Ic-BL de nuestra muestra y las LGRB-SNs de Favaro & Bersten (2020). Ambos ajustes se presentan en la figura 5.4 y los coeficientes de correlación son de 0.839 y de 0.904 respectivamente. Como puede observarse, la relación para las SE SNs (ajuste en color verde)



**Figura 5.2.** Relación entre la energía de explosión y la masa pre-SN. En color verde se encuentran las SNs de nuestro modelado. En color azul las asociadas a LGRB. En color rojo SE SNs.



**Figura 5.3.** Modelos alternativos para SN 2014dby, sin considerar la velocidad a  $\sim 70$  días. Parámetros del modelo He8:  $E = 3$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.21 M_{\odot}$ ,  $\text{mix} = 0.98$ ,  $M_{\text{ey}} = 4.1 M_{\odot}$ . Parámetros del modelo He4:  $E = 1.5$  foe,  $M_{\text{Ni}} = 0.21 M_{\odot}$ ,  $\text{mix} = 0.95$ ,  $M_{\text{ey}} = 2.2 M_{\odot}$ .

es más empinada que para el ajuste en color violeta.

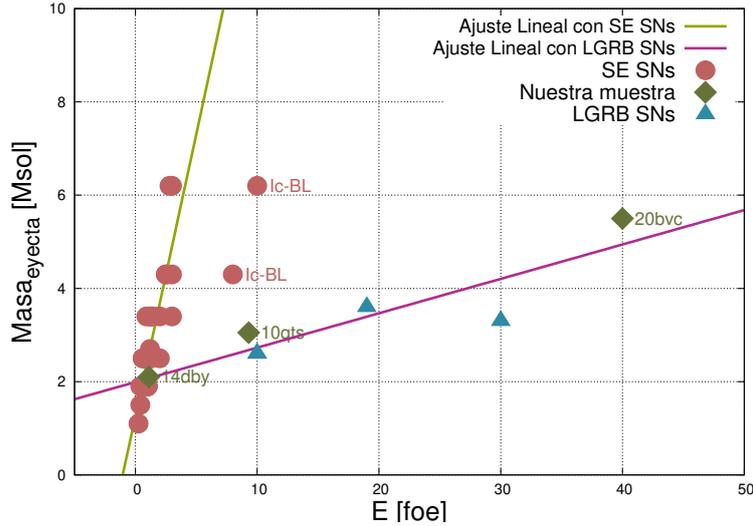
Si para el primero hubiéramos incluido a las dos SNs Ic-BL de la muestra de [Taddia et al. \(2018\)](#), también habríamos obtenido una relación lineal más empinada que aquella en color violeta, pero menos empinada que la original en color verde. En cambio, si consideráramos incluir a las 2 SNs Ic-BL de la muestra de [Taddia et al. \(2018\)](#) en conjunto con nuestras 3 SNs, no se percibiría una clara relación entre estos parámetros.

Por otro lado, también se podría señalar que no se percibe distinción entre grupos en cuanto a  $M_{\text{ey}}$  pero sí en cuanto a  $E$  (con excepción de la SN 2014dby). Cabe mencionar que el rango de valores de  $E$  es mucho más amplio para las SNs Ic-BL (con y sin GRB) que para el caso de las SE SNs, mientras que no sucede lo mismo para el rango de valores de  $M_{\text{ey}}$ .

Los objetos representados por los triángulos de color azul precisan de mayores energías para ser modelados, al igual que ocurre con la SN 2020bvc. Se puede observar que otro de

nuestros ejemplos (SN 2014dby) comparte propiedades similares a las de SE SNs, pues se observa que en todos los gráficos de correlaciones cae en la región perteneciente a este grupo.

Si nos permitimos especular que la SN 2014dby perteneciera al grupo de SE SNs, la SN 2010qts fuera de tipo Ic-BL sin asociación de LGRB y la SN 2020bvc fuera del grupo de LGRB SNs aunque sin detección del *jet*, podríamos notar tres relaciones lineales con distintas propiedades para cada grupo. Si este fuera el caso, podríamos hacer una clara diferenciación entre los tres grupos de SNs.

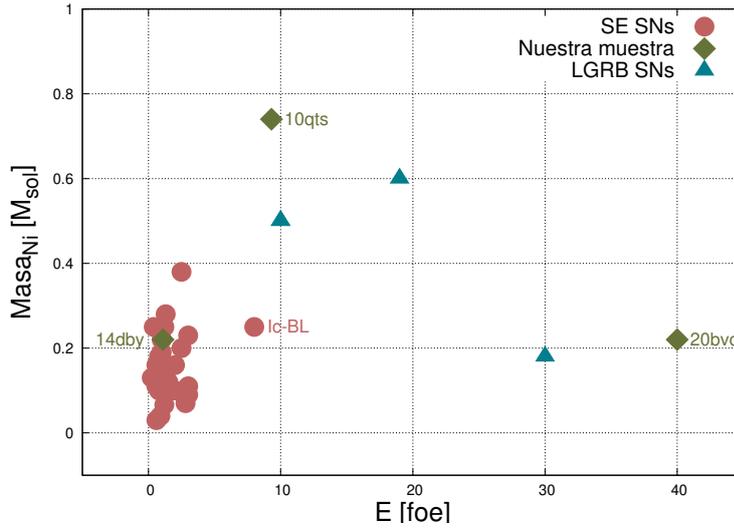


**Figura 5.4.** Relación entre energía de explosión y la masa de la eyecta. El ajuste lineal de nuestra muestra con LGRB SNs tienen un coeficiente de correlación: 0.904. El ajuste lineal de SE SNs (sin Ic-BL) tienen como coeficiente de correlación: 0.839.

A continuación en la figura 5.5 se presenta la relación entre energía de explosión y la masa de níquel. Se excluyó del gráfico a la SN 2009ca puesto que presentó un valor muy extremo de este último parámetro. No tomarla en cuenta nos permitió una mejor visualización para el resto de SNs.

Esta figura nos deja inferir que no hay una relación clara entre dichos parámetros. Tal vez si solo tomamos en cuenta al grupo de SE SNs normales, se encuentra una tendencia a que los objetos más energéticos tienen masas de níquel mayores. Pero esto no se cumple para las otras dos poblaciones. De lo analizado, vemos que este parámetro no parece ser un buen discriminador entre grupos. En realidad esto es consistente con el hecho de que la luminosidad del máximo no es sistemáticamente mayor entre objetos Ic-BL con y sin GRB (ver más adelante en sección 5.3). Lo que sí podemos destacar es que SNs Ic-BL y LGRB SNs toman siempre valores de  $M_{Ni} \gtrsim 0.2 M_{\odot}$ . Esto es destacable, pues masas de níquel de SE SNs normales necesitan generalmente valores por debajo de  $\sim 0.2 M_{\odot}$  (Taddia et al., 2018).

En resumen, tanto los valores de  $M_{preSN}$  como de  $M_c$  mostrados nos permiten diferenciar dos grupos de SNs Ic-BL: con y sin asociación de LGRB. Todas las SNs Ic-BL con GRB presentan  $M_{preSN} > 8 M_{\odot}$  y  $M_c > 2.4 M_{\odot}$ , consistentes con la formación de un agujero negro estelar. Además, estas tienen valores de  $E > 10$  foe (ver tabla 5.2). El único objeto de nuestra muestra que comparte dichas características es la SN 2020bvc. Luego, podríamos especular que este objeto en realidad pertenece a este grupo y que efectivamente tuvo un GRB asociado que no pudo ser detectado por algún efecto geométrico, como que la visual no



**Figura 5.5.** Relación entre energía de explosión y la masa de  $^{56}\text{Ni}$  para los diferentes grupos. La nomenclatura utilizada es la misma que en figuras anteriores. Vemos que la masa de níquel no parece ser un buen discriminador entre grupos.

haya coincidido con la dirección de *jet* relativista. Esto además es congruente con evidencias en otras frecuencias del espectro, distintas al óptico (Ho et al., 2020).

Vimos además que entre nuestra muestra y las LGRB SNs de Favaro & Bersten (2020) existe una relación lineal entre la E y  $M_{\text{ej}}$  con un coeficiente de correlación de 0.904, y así también otra relación lineal para la SN 2014dby y las SE SNs de Taddia et al. (2018) con un coeficiente de correlación de 0.839. Ambas relaciones nos señalan que a mayores energías de explosión requeridas, mayor también es el material eyectado al medio circunestelar.

Hemos encontrado adicionalmente, que uno de los objetos de nuestra muestra (SN 2014dby) comparte parámetros similares con los de SE SNs. Por esta razón nos permitimos vislumbrar entre dos opciones: que SNs Ic-BL podrían presentar un continuo en los valores de sus propiedades físicas, y no que deban diferenciarse estrictamente en grupos, ó que la SN 2014dby esté clasificada de manera incorrecta dentro de las SNs Ic-BL. Esto último nos llevaría a pensar que entonces este tipo de objetos (las SNs Ic-BL) estén efectivamente divididos en dos familias: algunos que si presenten un LGRB y otros que no. Sin embargo, para confirmar cualquiera de estas premisas sería necesario analizar una muestra más amplia.

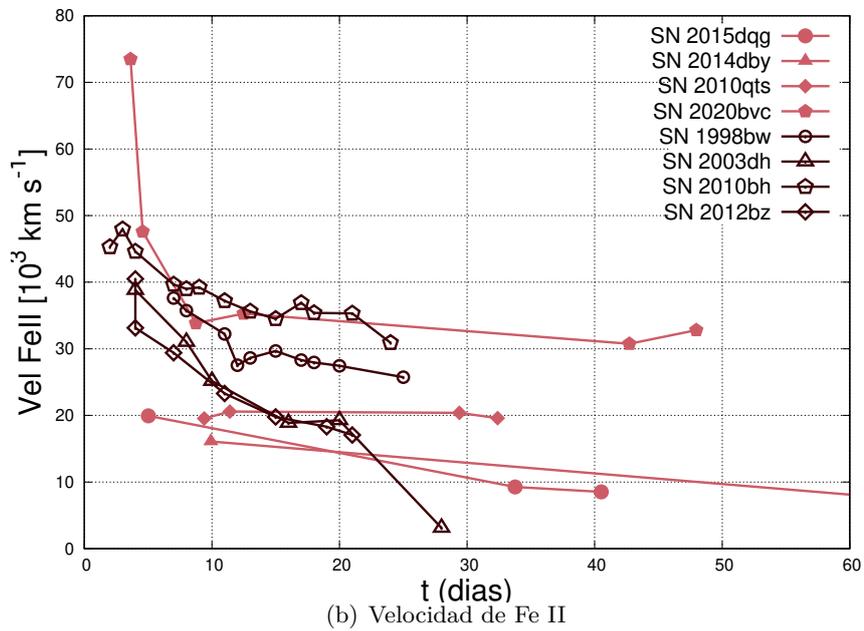
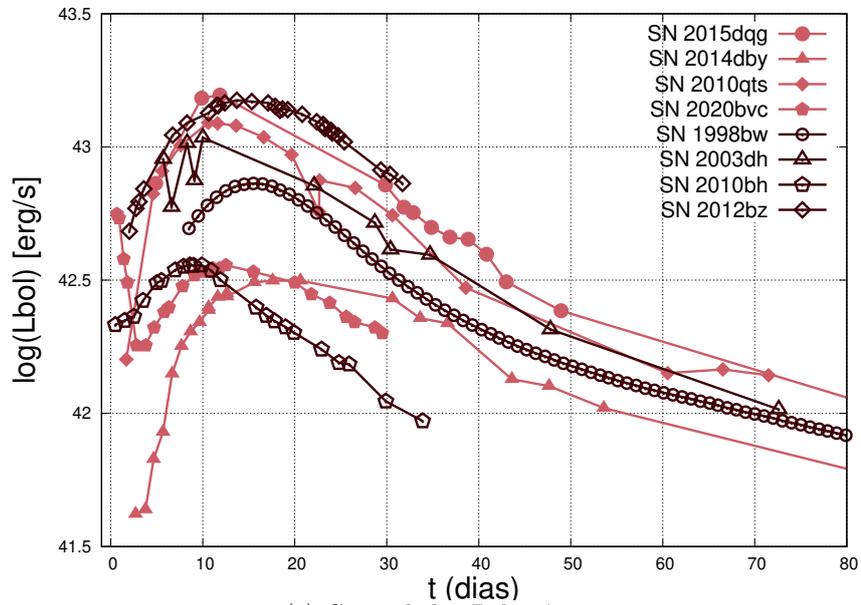
### 5.3. Comparación de CLs y velocidades de la muestra de SNs Ic-BL con LGRB-SNs.

Por último, en esta sección se comparan las luminosidades bolométricas y la evolución de las velocidades medidas a partir de la línea de Fe II, para el conjunto de objetos analizados en esta Tesis y los modelados en Favaro & Bersten (2020) que sí presentaron un GRB asociado. Esta comparación se muestra en la figura 5.6. Mostramos en puntos con relleno las SNs Ic-BL que han sido modeladas en este trabajo y en puntos sin relleno las SNs Ic-BL con asociaciones a LGRBs.

Desde un punto de vista observacional, en la figura 5.6 vemos que las CLs no advierten una

diferenciación clara entre ambas muestras de SNs. Lo que resulta consistente con que las masas de níquel derivadas, que es uno de los parámetros dominantes de la luminosidad, no muestran valores distintivos entre las diferentes muestras (ver sección 5.2, figura 5.5 y su discusión). En cambio, al considerar las velocidades de expansión, las cuales están íntimamente vinculadas a los valores de la energía de explosión, se ve una tendencia a que SNs Ic-BL sin detección de GRBs tienen menores velocidades. Por lo tanto, tienen también una menor energía cinética que las asociadas a GRBs. Nuevamente, la SN 2020bvc es una excepción al comportamiento mencionado. Este objeto presenta el valor más alto de las velocidades, de órdenes de LGRB-SNs e incluso mayores, también es consistente con el alto valor de la energía de explosión encontrado. Y en cambio la SN 2014dby es el objeto que presenta las velocidades más bajas, congruente con que la energía de explosión derivada sea asimismo la más baja.

### 5.3. Comparación de CLs y velocidades de la muestra de SNs Ic-BL con LGRB-SNs.



**Figura 5.6.** Comparaciones en CLs y velocidades medidas a partir de la línea de Fe II de nuestra muestra (en color rosa) con SNs Ic-BL con GRBs detectados (color gris).



## Capítulo 6

# Conclusiones y trabajo a futuro

En este trabajo de Tesis de Licenciatura se ha analizado un grupo de SNs tipo Ic que presentan líneas anchas en sus espectros. Esta importante característica es indicadora de que estos objetos son más energéticos que las SNs Ic normales y además podrían estar asociados a estallidos de radiación gamma de larga duración (LGRBs). La idea primordial de este análisis, fue el estudio de la conexión de SNs Ic-BL con aquellas SNs que presentan detecciones de GRBs, y lograr responder si ambos grupos se distinguían en función de sus parámetros físicos.

Para llevar a cabo el estudio, fue necesario una exploración de la literatura. Se determinó un conjunto de objetos que fueron aptos para realizar el modelado hidrodinámico de sus CLs bolométricas y velocidades de expansión medidas a partir de la línea de Fe II  $\lambda 5169$  Å. Se buscó que ofrezcan una buena cobertura temporal tanto fotométrica como espectroscópica y se puso especial atención a que hubiera suficiente información en épocas alrededor del máximo de la luminosidad. Este trabajo nos permitió la familiarización con el código hidrodinámico que reproduce CLs bolométricas y velocidades fotosféricas, mediante la simulación de la explosión de una SN. Gracias a esto, posteriormente pudimos modelar la muestra y derivar parámetros físicos como la energía de explosión, la masa de níquel sintetizada, la masa del remanente compacto originado, la mezcla del material radiactivo en la eyecta y la masa del objeto progenitor.

Se seleccionaron cuatro objetos: SN 2010qts, SN 2014dby, SN 2015dqq y SN 2020bvc. Los tres primeros corresponden a la muestra obtenida del trabajo de [Taddia et al. \(2019\)](#) y la última corresponde a un trabajo recientemente publicado por [Ho et al. \(2020\)](#). A pesar de haber hecho un estudio muy exhaustivo de parámetros, nos fue imposible modelar a la SN 2015dqq, razón por la que se la excluyó del posterior análisis. Para los objetos restantes, hemos podido derivar sus parámetros físicos, que se presentan en la tabla 5.2.

En la sección 5.2 hemos estudiado los parámetros obtenidos, comparando los mismos con otras muestras de objetos. Por un lado con SNs Ib-Ic normales y por otro, con una muestra recientemente estudiada de SNs Ic-BL con GRB detectados. Del análisis presentado vimos que:

- La SN 2014dby presenta parámetros consistentes con los derivados para SNs SE normales. Particularmente, nos llamó la atención el bajo valor de energía de explosión que encontramos, con un valor de 1.1 foe. [Taddia et al. \(2019\)](#) presentó un valor mayor, de  $3.5 \pm 1.4$  foe. Aunque ellos realizaron un modelado semianalítico y no tomaron en consideración la evolución de las velocidades. Nosotros hemos analizado la posibilidad de encontrar soluciones más energéticas sin tomar en cuenta la velocidad a  $\sim 70$  días.

A pesar de encontrar una solución para un modelo con  $E = 3$  fue más consistente con los valores de [Taddia et al. \(2019\)](#), este valor también queda dentro del rango de valores típicos de las SE SNs. Es por esto que hemos pensado que quizás este objeto ha sido mal clasificado como tipo Ic-BL.

- La SN 2010qts presenta parámetros que caen en el rango de los valores de otras SNs con líneas anchas. Esto quiere decir que es más energética y un poco más masiva que el promedio de las SE SNs. Pero la masa pre-SN y la masa del remanente compacto, a su vez son menos extremos que los encontrados para SNs Ic-BL con detección de GRB. La masa del remanente compacto obtenida para este objeto, nos permite pensar en la formación de una estrella de neutrones luego de la explosión.
- Por otro lado, la SN 2020bvc tiene valores de energía y masas más extremos, incluso mayores que los estimados para las asociaciones a GRBs. Para este caso, igual que para los objetos modelados en la Tesis de [Favaro & Bersten \(2020\)](#), fue necesario asumir progenitores más masivos que los usuales en SE SNs, con valores  $M_{\text{preSN}} > 8 M_{\odot}$ . Además, el modelo que mejor representó a las observaciones requirió una masa del remanente compacto muy masivo,  $M_c = 5.5 M_{\odot}$ . Estos valores sugieren la formación de un agujero negro de masa estelar. Sumado a ello, este objeto ha sido estudiado en otras frecuencias (radio y rayos X), mostrando otros fuertes indicadores de la posible existencia de un *jet* energético vinculado. En su conjunto, pensamos que este objeto muy probablemente tuvo un GRB asociado que no fue detectado por una posible desalineación con la línea de la visual.
- En cuanto a la SN 2015dkg, para la cual no se logró un modelado satisfactorio, se decidió que en un trabajo a futuro seguiremos analizándola. Se podrían probar modelos progenitores más exóticos y/o fuentes de energía alternativa como magnetares, que también han sido propuestos para este tipo de objetos.

Dada la escasez de la muestra y las peculiaridades encontradas en algunos de los objetos que fueron analizados, no hemos podido responder con certeza a la pregunta de si hay una diferenciación sistemática en los parámetros derivados de las muestras con y sin GRB asociados. Simplemente hemos podido plantear posibles hipótesis que podrían ser confirmadas en un trabajo a futuro. Para ello pretendemos continuar con este estudio, incluyendo mayor cantidad de objetos en nuestra muestra.

# Bibliografía

- Alain M., Stéphane B., 2009, Exploding Superstars: Understanding Supernovae and Gamma-Ray Bursts. Springer Praxis
- Alexander D. R., Ferguson J. W., 1994, *ApJ*, **437**, 879
- Arnett W. D., 1982, *ApJ*, **253**, 785
- Bersten M. C., 2010, PhD thesis, Universidad de Chile, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Departamento de Astronomía, Santiago de Chile
- Bersten M. C., Benvenuto O. G., 2016, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, **58**, 246
- Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, *ApJ*, **729**, 61
- Bersten M. C., Benvenuto O., Nomoto K., 2012, in Roming P., Kawai N., Pian E., eds, Vol. 279, Death of Massive Stars: Supernovae and Gamma-Ray Bursts. pp 18–21, doi:10.1017/S1743921312012628
- Bersten M. C., Benvenuto O. G., Orellana M., Nomoto K., 2016, *ApJ*, **817**, L8
- Bersten M. C., et al., 2018, *Nature*, **554**, 497
- Bucciantini N., Quataert E., Arons J., Metzger B. D., Thompson T. A., 2008, *MNRAS*, **383**, L25
- Bufano F., et al., 2012, *ApJ*, **753**, 67
- Cano Z., Wang S.-Q., Dai Z.-G., Wu X.-F., 2017, *Advances in Astronomy*, **2017**, 8929054
- Corsi A., et al., 2016, *ApJ*, **830**, 42
- Cummings J. D., Kalirai J. S., Tremblay P.-E., Ramirez-Ruiz E., Choi J., 2018, *The Astrophysical Journal*, 866, 21
- Dessart L., Hillier D. J., 2005, *A&A*, **439**, 671
- Drout M., et al., 2011, *The Astrophysical Journal*, 741, 44
- Favaro M. E., Bersten M. C., 2020, PhD thesis, Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina
- Filippenko A. V., 1997, *ARA&A*, **35**, 309
- Folatelli G., et al., 2016, *ApJ*, **825**, L22
- Galama T. J., et al., 1998, in Paul J., Montmerle T., Aubourg E., eds, 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology. p. 31
- Hamuy M., 2003, *ApJ*, **582**, 905
- Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., Langer N., Hartmann D. H., 2003, *ApJ*, **591**, 288
- Ho A. Y. Q., et al., 2020, *The Astrophysical Journal*, 902, 22
- Hoversten E. A., et al., 2011, GRB Coordinates Network, **12632**, 1
- Iglesias C. A., Rogers F. J., 1996, *ApJ*, **464**, 943
- Kwok L. A., et al., 2022, arXiv e-prints, p. arXiv:2204.03716
- Levermore C. D., Pomraning G. C., 1981, *ApJ*, **248**, 321
- Lyman J. D., Bersier D., James P. A., Mazzali P. A., Eldridge J. J., Fraser M., Pian E., 2016, *MNRAS*, **457**, 328
- MacFadyen A. I., Woosley S. E., 1999, *ApJ*, **524**, 262

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Maeda K., Mazzali P. A., Deng J., Nomoto K., Yoshii Y., Tomita H., Kobayashi Y., 2003, *ApJ*, **593**, 931
- Mazzali P. A., Röpke F. K., Benetti S., Hillebrandt W., 2007, *Science*, **315**, 825
- Metzger B. D., Thompson T. A., Quataert E., 2007, *ApJ*, **659**, 561
- Metzger B. D., Giannios D., Thompson T. A., Bucciantini N., Quataert E., 2011, *MNRAS*, **413**, 2031
- Modjaz M., Liu Y. Q., Bianco F. B., Graur O., 2016, *The Astrophysical Journal*, **832**, 108
- Morozova V., Piro A. L., Valenti S., 2018, *ApJ*, **858**, 15
- Nomoto K., Hashimoto M., 1988, *Physics Reports*, **163**, 13
- Nomoto K., Thielemann F. K., Yokoi K., 1984, *ApJ*, **286**, 644
- Paxton B., Bildsten L., Dotter A., Herwig F., Lesaffre P., Timmes F., 2011, *ApJS*, **192**, 3
- Rodrigues X., Garrappa S., Gao S., Paliya V. S., Franckowiak A., Winter W., 2021, *ApJ*, **912**, 54
- Taddia F., et al., 2018, *Astronomy & Astrophysics*, **609**, 46
- Taddia F., et al., 2019, *Astronomy & Astrophysics*, **621**, 36
- Tanaka M., et al., 2009, *The Astrophysical Journal*, **692**, 1131
- Taubenberger S., et al., 2006, *MNRAS*, **371**, 1459
- Turatto M., 2003, in Weiler K., ed., , Vol. 598, *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*. pp 21–36, doi:10.1007/3-540-45863-8\_3
- Usov V. V., 1992, *Nature*, **357**, 472
- Valenti S., et al., 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **383**, 1485
- Valenti S., et al., 2008, *MNRAS*, **383**, 1485
- Walker E. S., et al., 2014, *MNRAS*, **442**, 2768
- Woosley S. E., Bloom J. S., 2006, *ARA&A*, **44**, 507