



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

ANÁLISIS DE LA SN 2020TLF: PRIMERA SUPERNOVA DE
TIPO II CON DETECCIÓN DE UN PRECURSOR

Tomás Agustín Regna

Directora: Dra. Melina Cecilia Bersten
Co-Director: Dr. Laureano Martinez

LA PLATA, ARGENTINA
- FEBRERO DE 2024 -

¡Salud, oh faro que en la noche alumbras como un Sol! Muchas fiestas, coros, danzas surjan en Argos, pues la gloria es mucha. De Agamenón avisaré a la esposa. Que deje el lecho, y todos en las casas con clamor, con fervor esas antorchas saluden sin tardar... ¡De Ilión las torres cayeron! Estas llamas lo pregonan.

—Esquilo, *Agamenón*.

Agradecimientos

Tengo la fortuna de contar con muchas personas que me han acompañado durante todo este tiempo, a quienes quiero agradecer por el amor y la compañía a lo largo de este arduo proceso de aprendizaje. No creo en el orden de mérito para estas cuestiones, pues considero que todos mis seres queridos han contribuido en partes importantes a que saliera adelante y pudiera alcanzar este objetivo. Por lo tanto, la siguiente lista no tiene orden ni concierto, simplemente quiero darles las gracias por todo el apoyo incondicional que me han escanciado. Los quiero de corazón.

En lo académico debo condecorar la titánica tarea que han llevado a cabo mis directores, quienes me han formado, orientado y acompañado durante gran parte de mi carrera. A la Dra. Melina Bersten, quien en mi caso ha sido una *profesora consejera* ejemplar, además de una científica brillante y gran persona, quien me ha acompañado durante toda mi carrera y orientado cuando lo necesitaba. Al Dr. Laureano Martínez, por su inestimable asistencia en las etapas más duras de trabajo, y por haber confiado en mí para ser su primer estudiante a cargo como co-director. Ambos han sido excelentes directores, y muy pacientes conmigo.

Al grupo *Supernova Observations and Simulations*, cuyos integrantes forman un plantel de excelentes profesionales y han sido muy amables al incorporarme a su grupo de trabajo desde el primer día. Por la constancia y cultura de trabajo que me han demostrado cada semana, y sus enriquecedoras líneas de investigación. Un saludo especial a la Lic. Keila Ertini por su aporte a este trabajo, al contribuir con mediciones de líneas espectrales.

A la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, por brindarme la oportunidad de estudiar la carrera que desde pequeño soñaba estudiar; y a toda su gente, quienes me han hecho sentir desde el ingreso como uno más de una gran familia.

En lo personal, quiero agradecer a mis papás Mónica y Jorge, y a mi hermano Valentín, quienes siempre me han apoyado, me han inculcado siempre el trabajo, el esfuerzo, y la pasión por descubrir cosas nuevas. No existen palabras que puedan expresar el amor que les tengo, ni es posible destilar la emoción que me genera mientras escribo estas líneas. Han sido mi apoyo toda mi vida, y nadie mejor que yo sabe el sacrificio continuo que han hecho para que cumpliera mis sueños.

A mis abuelos, quienes han sido mi sostén desde que tengo uso de razón. Al abuelo Paco, quien me alienta a diario, que vive con una alegría contagiosa y con quien he compartido cada día de la etapa final de esta larga carrera universitaria. A la nonna Amalia, por su enorme cariño, quien es un ejemplo de vida para mí, y cuyas frecuentes negociaciones con San Expedito sin duda alguna me han asistido en mi camino. Y en especial, a la abuela One y al nonno Salvador, las dos razones de que siga adelante día a día; de quienes, aunque no estén más con nosotros, su recuerdo siempre me alegra el corazón.

A mi maravillosa familia, a cada uno de ellos, a quienes quiero con el alma y que siempre me han mostrado el más puro cariño. A quienes cada vez que me cruzo, veo que han sufrido a la par mía cada parcial o final de la carrera, y se regocijaban tanto o más que yo cuando por fin podía tachar una u otra materia. Por todo lo que me han apoyado y el enorme cariño,

0. Agradecimientos

muchas gracias.

A la persona más tierna y cariñosa que conocí en mi vida, Rocío Gubitosi, quien apareció en los momentos más duros del camino e hizo lo imposible para sacarme adelante. Quien con una fuente de amor inagotable me ha acompañado y ayudado incondicionalmente, expresando su más sincero amor. A quien más amo y agradezco todos los días el poder tenerla en mi vida. A Verónica, Roberto, Nicolás, y toda su hermosa familia, quienes con su apoyo me han hecho sentir uno más desde el principio. Un cariño muy especial para todos ellos.

A mis amigos de La Matanza, que siempre han confiado y me han acompañado a lo largo del tiempo, y con los cuales he compartido inolvidables recuerdos que atesoro en la memoria; quienes nunca dudaron de mí, e incluso me han bautizado experto en otras disciplinas *tangenciales* a mi área de estudio.

A todas las amistades que he forjado con los años en La Plata, quienes han hecho este trayecto más que sobrellevable. Tengo la suerte de haber estado en compañía de excelentes personas, a quienes quiero mucho y les agradezco las incontables veces que me han acompañado, materia tras materia, final tras final. Y por sobre todas las cosas, me llevo el cariño de grandes personas que he tenido el honor de conocer y compartir momentos juntos.

Un párrafo aparte merece quien sin duda alguna es un hombre ejemplar y el mejor amigo que hubiera podido pedir, el Lic. Santiago Collazo. Santiago ha sido muy importante al ofrecerme su apoyo, conocimiento, estoicismo e incluso albergue en incontables ocasiones. Pero más que nada, he reconocido en Santiago a un hermano, un excelente tipo y gran colega, que transmite un optimismo y resiliencia admirables y en quien puedo confiar ciegamente.

A Julieta Aguilar y a su familia, Viviana, César, Martín y Pamela. Gracias por haberme acompañado durante tanto tiempo, por el cariño que me han profesado y por todos los lindos recuerdos que me han dejado. Les estaré eternamente agradecidos y les deseo lo mejor, de corazón.

Al foro de *Espacio Profundo*, el mejor foro de astronomía que he conocido; quienes me han iniciado en la pasión por la astronomía desde que me alentaron a comprar mi primer telescopio, y quienes me han acompañado durante varios años en esta maravillosa actividad. Recordaré con mucho cariño las juntadas de observación en el campo y el increíble grupo que allí conocí, apasionados como ninguno por la astronomía, y siempre con un exquisito sentido del humor.

A la Dra. Sandra Schlotthauer, por su dedicación y compromiso para ayudarme a salir adelante, a quien agradezco sobremanera toda la ayuda que me ha dado. Ha sido una excelente terapeuta, y me llevo sus incontables consejos y las charlas sobre literatura clásica que ojalá le hayan resultado tan agradables como para mí lo fueron.

A Homero, cuyas inmortales coplas me han infundido valor y templanza en los momentos más oscuros, y cuyas enseñanzas imperecederas me siguen forjando como persona.

Resumen

Con el incremento de detecciones tempranas de supernovas (SNs, en adelante) se ha puesto cada vez más en evidencia la necesidad de la existencia de un material circunestelar (CSM) cercano, posiblemente eyectado por la estrella progenitora momentos previos a la explosión. Más recientemente, se ha detectado un exceso de flujo (o precursor) en datos pre-explosión de una SN de tipo II normal, la SN 2020tlf. Esta detección ha abierto las puertas a diferentes hipótesis sobre su origen.

En este trabajo nos proponemos explorar en detalle este intrigante objeto. Para eso ha sido necesario adquirir el dominio de un código hidrodinámico que simula la explosión de estrellas masivas, y comprender los efectos de los distintos parámetros físicos sobre las SNs resultantes. Luego, hemos caracterizado y comparado esta SN con una muestra de SNs normales bien estudiadas a fin de establecer si se trata de un evento normal o si posee cualidades atípicas para estos objetos. Posteriormente hemos inferido los parámetros físicos de la misma mediante modelos hidrodinámicos que también fueron cotejados con distribuciones de parámetros de una población de SNs. Por último, hemos modificado el código hidrodinámico para poder modelar eyecciones de material previas a la explosión. Esto nos permitió analizar al precursor de la SN 2020tlf e inferir sus propiedades físicas. Adicionalmente, nos interesó ver si con esta metodología es posible explicar también el origen del CSM necesario para explicar la evolución temprana de su curva de luz.

A través del modelado hidrodinámico hemos encontrado los siguientes parámetros físicos para la SN 2020tlf: un progenitor con una masa y radio pre-explosión de $19.69 M_{\odot}$ y $1234 R_{\odot}$, respectivamente, correspondiente a una estrella con una masa inicial de $25 M_{\odot}$, una energía de la explosión de 1.8×10^{51} erg, y una masa de níquel de $0.023 M_{\odot}$ con una mezcla de níquel del 10 %. Estos valores fueron derivados del mejor modelo hallado. Adicionalmente fue necesario incluir la presencia de un CSM con una masa de $1.42 M_{\odot}$ y una extensión de $6000 R_{\odot}$ para reproducir las observaciones tempranas de la SN 2020tlf. Estos parámetros implican una elevada tasa de pérdida de masa de la estrella, de $\dot{M} \sim 0.14 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, lo cual sugiere un mecanismo diferente a un viento estacionario para dicha eyección. Nuestros resultados muestran que en general —con excepción de la masa de níquel— los parámetros físicos de la SN 2020tlf son bastante extremos, indicando que se trata de un objeto peculiar dentro de la familia de SNs II normales. Este resultado es consistente con lo encontrado en nuestro estudio de parámetros observacionales de la SN 2020tlf. Finalmente, hemos estudiado la inyección de energía a épocas anteriores a la explosión para intentar explicar las observaciones pre- y post-explosión de esta SN, y hemos encontrado modelos que representan cualitativamente bien estos datos. No obstante, no fue posible encontrar un modelo que simultáneamente explique la emisión pre- y post-explosión de la SN 2020tlf. Esto abre la puerta a futuras investigaciones.

Índice general

| | |
|--|------------|
| Agradecimientos | v |
| Resumen | vii |
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Contexto | 1 |
| 1.2. Clasificación de SNs | 4 |
| 1.3. SNs tipo II-P | 5 |
| 1.4. Material Circunestelar y Precursores de SNs | 8 |
| 1.5. Este trabajo | 9 |
| 2. Modelos de supernovas | 11 |
| 2.1. Código hidrodinámico | 11 |
| 2.2. Modelos iniciales | 13 |
| 2.3. Material circunestelar | 17 |
| 3. Variación de parámetros | 21 |
| 3.1. Características de la curva de luz | 21 |
| 3.2. Parámetros globales | 24 |
| 3.2.1. Energía de la explosión | 25 |
| 3.2.2. Cantidad de níquel | 26 |
| 3.2.3. Mezcla de níquel | 27 |
| 3.2.4. Modelo del progenitor | 27 |
| 3.3. Parámetros del CSM | 28 |
| 3.3.1. Densidad interna del CSM | 29 |
| 3.3.2. Extensión del CSM | 31 |
| 4. SN 2020tlf: características observacionales | 33 |
| 4.1. Observaciones | 33 |
| 4.1.1. Fotometría | 33 |
| 4.1.2. Espectroscopía | 35 |
| 4.1.3. Precursor | 37 |
| 4.2. Parámetros observacionales | 38 |
| 5. SN 2020tlf: modelado hidrodinámico | 43 |
| 5.1. Modelado a $t > 30$ días: parámetros globales | 43 |
| 5.2. Velocidades fotosféricas | 45 |
| 5.3. Modelado a $t < 30$ días: parámetros del CSM | 47 |
| | ix |

| | |
|--|-----------|
| 6. SN 2020tlf: Precursor | 51 |
| 6.1. Modificación del Código | 51 |
| 6.2. Modelado del precursor de la SN 2020tlf | 52 |
| 6.3. Modelos completos de la SN 2020tlf | 55 |
| 7. Discusión | 61 |
| 7.1. Comparación con SNs del CSP-I | 61 |
| 7.2. Comparación con otros modelos | 63 |
| 7.3. Observaciones finales | 66 |
| 8. Conclusiones y trabajo a futuro | 69 |
| Bibliografía | 73 |

Índice de figuras

| | |
|--|----|
| 1.1. Supernova SN 1994D. | 3 |
| 1.2. Esquema de clasificación de SNs. | 5 |
| 1.3. IMF de una muestra de 74 SNs vs. IMF predicha por Salpeter (1955). | 7 |
| 2.1. Perfiles de densidad de progenitores de NH88. | 15 |
| 2.2. Modelos de doble polítropa vs. modelos evolutivos. | 16 |
| 2.3. Perfil químico típico del progenitor de una SN de tipo II. | 16 |
| 2.4. Efecto del CSM en los perfiles de densidad. | 18 |
| 3.1. CL de una SN de tipo II-P estándar. | 22 |
| 3.2. Efecto de la variación en E_{exp} | 25 |
| 3.3. Variación en E_{exp} ; zoom a $t < 3$ días. | 26 |
| 3.4. Efecto de la variación de la $M_{56\text{Ni}}$ | 27 |
| 3.5. Efecto de la variación de la $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ | 28 |
| 3.6. Efecto de la variación del modelo de progenitor. | 29 |
| 3.7. Efecto de la variación del ρ_i | 29 |
| 3.8. Perfiles de densidad variando ρ_i | 30 |
| 3.9. Efecto de la variación del R_{CSM} | 31 |
| 3.10. Perfiles de densidad variando R_{CSM} | 32 |
| 4.1. Imagen de la SN 2020tlf. | 34 |
| 4.2. Datos fotométricos de la SN 2020tlf. | 35 |
| 4.3. Datos espectroscópicos de la SN 2020tlf. | 36 |
| 4.4. CL bolométrica del precursor de la SN 2020tlf. | 37 |
| 4.5. CL de la SN 2020tlf con sus parámetros observacionales. | 39 |
| 4.6. Histogramas de parámetros observacionales (M_{end} y M_{tail}). | 40 |
| 4.7. Histogramas de parámetros observacionales (s_1 , s_2 y s_3). | 41 |
| 4.8. Histogramas de parámetros observacionales (OPTd, Pd y Cd). | 42 |
| 5.1. CLs de distintos progenitores vs. datos de la SN 2020tlf. | 44 |
| 5.2. Mejores modelos de CLs para progenitores de $20 M_{\odot}$ ZAMS. | 44 |
| 5.3. Modelo de CL fiduciario sin CSM. | 46 |
| 5.4. v_f del modelo fiduciario vs. velocidades de líneas. | 46 |
| 5.5. Modelo fiduciario con CSM vs. modelos subóptimos. | 48 |
| 5.6. Modelo fiduciario en ausencia de CSM vs. mismo modelo con CSM. | 48 |
| 5.7. Modelo de CL definitivo. | 49 |
| 5.8. Velocidades de líneas disponibles vs. v_f de los modelos con y sin CSM. | 50 |
| 6.1. Comparación del perfil de densidad del modelo M25 y dos modelos de precursor. | 53 |
| 6.2. Comparación de CLs de modelos con y sin precursor. | 54 |

ÍNDICE DE FIGURAS

| | |
|--|----|
| 6.3. Comparación de las CLs pre-SN de modelos de precursor con la emisión pre-SN de la SN 2020tlf. | 55 |
| 6.4. Modelos CLs con precursor de E_{prec} variable y $t_{\text{prec}} = 1000$ días. | 56 |
| 6.5. Perfiles de densidad de modelos con precursores de energía fija $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe, y t_{prec} variable. | 57 |
| 6.6. CLs de los modelos de $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe, para $t_{\text{prec}} = 1000-1500$ días. | 58 |
| 6.7. Velocidades de líneas disponibles vs. v_f del mejor modelo con precursor. | 59 |
| 7.1. Histogramas de parámetros físicos (M_{ZAMS} , $M_{\text{pre-SN}}$, $R_{\text{pre-SN}}$, y E_{exp}). | 62 |
| 7.2. Histogramas de parámetros físicos ($M_{56\text{Ni}}$ y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$). | 63 |

Índice de tablas

| | |
|---|----|
| 2.1. Modelos iniciales de NH88 | 14 |
| 3.1. Tasas de pérdida de masa y M_{CSM} | 30 |
| 4.1. Velocidades de línea de Fe II 5169 Å, H_{α} , H_{β} y Ca I. | 36 |
| 4.2. Observables de la SN 2020tlf. | 39 |
| 5.1. Parámetros globales de la explosión de la SN 2020tlf. | 45 |
| 5.2. Parámetros globales y del CSM definitivos de la SN 2020tlf. | 49 |

Acrónimos

A continuación se presenta la lista de acrónimos utilizados en esta tesis. Aquellos acrónimos cuyas siglas estén en inglés se indican con superíndice ⁱ:

- BBⁱ: cuerpo negro.
- CL: curva de luz.
- CSMⁱ: material/medio circunestelar.
- CSP-Iⁱ: “Carnegie Supernova Project I”.
- CU22: trabajo de [Chugai & Utrobin \(2022\)](#).
- E_{exp}: energía de la explosión.
- E_{prec}: energía del precursor.
- EN: estrella de neutrones.
- Fe: hierro.
- foeⁱ: unidad de energía equivalente a 10⁵¹ erg.
- H: hidrógeno.
- He: helio.
- JG22: trabajo de [Jacobson-Galán et al. \(2022\)](#).
- L_{bol}: luminosidad bolométrica.
- M_{CSM}: masa total del CSM.
- M_{cut}: masa de deposición de la E_{exp}.
- M_{env}: masa de la envoltura.
- M_H: cantidad de hidrógeno.
- M_{56Ni}: cantidad de níquel.
- M_{pre-SN}: masa previa a la explosión de SN.
- M_{ZAMS}: masa inicial o en la ZAMS.
- mix_{56Ni}: mezcla de níquel.
- NH88: trabajo de [Nomoto & Hashimoto \(1988\)](#).
- ⁵⁶Ni: níquel-56, un isótopo radiactivo del níquel.
- NIRⁱ: Infrarrojo cercano.
- OC: onda de choque.
- PS1: Telescopio Pan-STARRS1.

- R_{CSM} : extensión del CSM.
- $R_{\text{pre-SN}}$: radio previo a la explosión de SN.
- ρ_i : densidad interna del CSM.
- RSG^i : supergigante roja.
- SBO^i : llegada de la OC a la superficie estelar.
- SN: supernova.
- t_{prec} : tiempo de evolución del precursor.
- UV: ultravioleta.
- v_f : velocidad fotosférica.
- YSE^i : relevamiento “Young Supernova Experiment”.
- ZAMS^i : secuencia principal de edad cero.
- ZTF^i : “Zwicky Transient Facility”.

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo describiremos brevemente a los objetos de estudio de este trabajo, las supernovas. En primer lugar, en la [Sección 1.1](#) pondremos en contexto la historia e importancia de estos objetos para la astronomía. En la [Sección 1.2](#) presentaremos y describiremos el esquema de clasificación de supernovas tradicionalmente empleado en la literatura. Posteriormente, en la [Sección 1.3](#) ahondaremos en un tipo particular de supernovas, las de tipo II *plateau*, que son justamente el tipo de objetos de interés en esta tesis. En la [Sección 1.4](#), presentamos una breve descripción de la recurrente necesidad de que exista un material circunestelar cercano a la estrella progenitora y su posible vínculo con precursores de supernovas. Finalmente en la [Sección 1.5](#) se describen los objetivos principales y la estructuración de esta tesis.

1.1. Contexto

Pocos eventos en el universo dan cuenta del gran reservorio energético de la naturaleza como lo hace una explosión de supernova (SN, en adelante). La misma marca el fin de la vida de las estrellas masivas, radiando cantidades *colosales* de energía, típicamente del orden de 10^{51} erg. De hecho es tan habitual hallar esta escala energética, que se la designó como “foe” (por las siglas en inglés de *fifty-one erg*), lo cual justamente equivale a 10^{51} erg. A lo largo de esta tesis utilizaremos dicha notación. Para ilustrar lo imponente de esa cantidad, consideremos la energía consumida a nivel mundial por año, de poco menos de 7×10^{27} erg durante 2022 ([Ritchie et al., 2024](#)). Supongamos que en todas las estrellas de la Vía Láctea existiera un planeta dotado de una civilización igualmente demandante. Utilizando un estimativo a primer orden de $\sim 4 \times 10^{11}$ estrellas en nuestra galaxia, entonces la energía producida por una SN bastaría para satisfacer tales necesidades energéticas durante 2×10^{11} años, que equivale a más de 10 veces la edad del universo.

Pero no toda la energía producida por una SN se libera en forma de radiación electromagnética (EM, en adelante). De hecho, la energía radiada equivale al 1 % del total, mientras que el 99 % de la energía es liberada en forma de neutrinos que escapan del interior de la estrella en sus instantes finales, y es de $\sim 10^{53}$ erg. En este sentido, la detección de neutrinos provenientes de la célebre SN 1987A representó una confirmación de las teorías de explosión de SNs. De hecho, esta fue la única vez que se han detectado neutrinos extragalácticos, con la excepción de la reciente detección de neutrinos provenientes del núcleo galáctico activo de la galaxia NGC 1068 ([IceCube Collaboration et al., 2022](#)). Siguiendo la analogía anterior, contar con una producción de energía de $\sim 10^{53}$ erg alcanzaría para cubrir el consumo energético de una civilización como la terrestre para cada estrella de la Vía Láctea durante más de 1000 veces la edad del universo. Esto es —claro está— si la energía liberada en neutrinos fuera fácilmente utilizable, lo cual lamentablemente no es el caso.

1. Introducción

La fascinación humana por estos eventos transitorios y energéticos tiene asimismo una rica historia, pues han sido observados por diversas culturas en el pasado. Se cuenta con registros en China, Europa y Medio Oriente de apariciones de ‘nuevas estrellas’ —posteriormente denominadas *novas*— en el firmamento, con el registro más antiguo confirmado proveniente del año 1006 DC. El prefijo *super-* se implementó a fin de distinguir la subcategoría de aquellos eventos de mayor luminosidad, lo cual fue posible gracias a la determinación de las distancias de galaxias cercanas (Zwicky, 1940). Esta denominación, aunque sumamente estética, surge de malinterpretar el fenómeno subyacente: una SN no representa el nacimiento de una estrella, sino sus instantes finales.

La vida de una estrella comienza a partir de la producción de reacciones nucleares estables en su interior, mediante las cuales va transformando progresivamente elementos livianos en otros más pesados. Su devenir dependerá de su masa al nacer o masa en la secuencia principal de edad zero¹ (M_{ZAMS} por sus siglas en inglés, de acá en adelante). Las estrellas con M_{ZAMS} por debajo de $\sim 8 M_{\odot}$ no alcanzan las temperaturas necesarias para quemar elementos más pesados que el carbono. Luego, se forma un núcleo de carbono en el interior estelar. Una vez agotado el helio (He) disponible en el interior estelar, este núcleo colapsa, dejando un remanente denominado *enana blanca* y expulsando las capas exteriores de la estrella, formando así una *nebulosa planetaria*. Otro destino aguarda a las estrellas más masivas que $\sim 8 M_{\odot}$ ², que prosiguen con la quema de elementos hasta lograr formar un núcleo de hierro (Fe) en su interior. Las reacciones de fisión y fusión de este elemento son endoenergéticas y por lo tanto resulta imposible el sostenimiento de las capas exteriores de la estrella. El proceso subsiguiente es de colapso por acción de la gravedad, que culmina con la formación de una *estrella de neutrones* (EN, en adelante) o *agujero negro* en su interior. Durante este proceso, se eyecta material al medio interestelar a altas velocidades. Dicho material contribuye al enriquecimiento químico del medio ya que posee un contenido rico en metales debido a que fue reprocesado en el interior estelar a lo largo de su vida.

Una tercera posibilidad abarca la evolución de estrellas en sistemas binarios. En estos sistemas, la transferencia de materia entre las estrellas compañeras amplía los escenarios de explosión de SN que de otro modo no serían posibles en estrellas que evolucionan en solitario. Un sistema binario de gran interés es el de una enana blanca y una estrella que comienza su etapa de gigante roja. En este estadio, si la envoltura de la estrella compañera supera su lóbulo de Roche, transfiere parte de su material a la enana blanca. Esta, con condiciones propicias de acreción puede aumentar su masa hasta iniciar una explosión termonuclear, produciendo un tipo particular de SN que se detallará en la [Sección 1.2](#). Un escenario similar puede resultar de una fusión de dos enanas blancas en un sistema binario de muy corto período orbital.

Los escenarios citados no agotan los posibles mecanismos que originan una explosión de SN, si bien son los más comunes. Existen eventos mucho más luminosos que se han empezado a estudiar en la última década, conocidos como SNs superluminosas o SLSNs (ver [Quimby et al. 2007](#) y [Gal-Yam 2012](#)). Estos eventos poseen luminosidades de entre 10 y 100 veces la luminosidad promedio de una SN, y el mecanismo físico detrás de estas explosiones es motivo de intenso debate en la comunidad astronómica.

Las SNs poseen luminosidades típicas de $10^{10} L_{\odot}$ durante semanas a meses. Este valor es comparable al de su galaxia anfitriona, y es común ver en imágenes de SNs a estos objetos destacando por sobre la galaxia. En la [Figura 1.1](#) se muestra una imagen de la SN 1994D junto a su galaxia anfitriona, tomada por el *Hubble Space Telescope*; allí se destaca la SN en

¹Reconociendo la existencia de dependencias con la metalicidad y rotación, entre otros factores.

²En este trabajo no será abordado el escenario particular de la formación de enanas blancas de O+Ne+Mg a partir de estrellas con masas iniciales de entre $\sim 7-9 M_{\odot}$ si la pérdida de masa es muy rápida ([Pumo et al., 2009](#)).



Figura 1.1. Imagen de la supernova 1994D (parte inferior izquierda), observada por el Telescopio Espacial Hubble junto a su galaxia huésped NGC 4526. En la imagen se puede ver que la SN tiene un brillo comparable a la galaxia completa demostrando la gran energía emitida, en un corto tiempo, de estas explosiones estelares.

el extremo inferior izquierdo. Por otra parte, es posible estimar la energía cinética de la SN a partir del corrimiento Doppler de las líneas de emisión y absorción. De este corrimiento se encuentra que las velocidades medias de expansión del material eyectado son del orden de 2000 a 10000 km s⁻¹.

Existen dos fuentes tradicionales de información electromagnética de una SN: la energía emitida por unidad de tiempo, denominada curva de luz (CL, en adelante) y los espectros. Las CLs proveen información importante sobre sus estrellas progenitoras y las propiedades de la explosión, y los espectros permiten medir las velocidades de algunas líneas que son trazadoras de la velocidad fotosférica (v_f , en adelante). Es posible que en un futuro se añadan más fuentes de información, dado el advenimiento de la astronomía de ondas gravitacionales. De ser posible detectar ondas gravitacionales provenientes de SNs, proveería información valiosa de la estructura de sus progenitores y la detectabilidad de las mismas desde sus fases iniciales (ver [Vartanyan et al. 2023](#) y [Wolfe et al. 2023](#)). De la misma manera, los neutrinos también serían una fuente de información muy importante pues son emitidos varias horas antes de la primera señal electromagnética proveniente de la explosión. Así, poder detectar neutrinos permitiría encontrar SNs desde sus comienzos, lo cual no es posible en la actualidad. Desafortunadamente los neutrinos solo han sido observados en pocas oportunidades y en cantidades ínfimas.

El comportamiento de la CL de una SN está sujeto fundamentalmente a dos procesos: el calentamiento y enfriamiento del material. Por un lado, se tiene la energía depositada en la envoltura durante la explosión. Dicha energía provoca una potente onda de choque (OC, en adelante) que avanza por la estrella convirtiendo energía interna en energía cinética y calentando al objeto. Y por otro lado se encuentra la energía depositada por el decaimiento de

material radioactivo, el cual fue sintetizado durante la nucleosíntesis explosiva que se produjo durante el pasaje de la OC. En cambio, la expansión y la difusión radiativa del material son los principales procesos de enfriamiento o pérdida de energía. Las CLs presentan a su vez una gran diversidad morfológica debido a su dependencia con las propiedades físicas de sus estrellas progenitoras, los parámetros de la explosión y del medio circundante. Análogamente, algunos de los procesos y parámetros físicos mencionados afectan la expansión de la fotosfera.

1.2. Clasificación de SNs

Las SNs presentan una gran diversidad espectrofotométrica que ha permitido establecer un esquema de clasificación basado en sus características observacionales. La clasificación tradicionalmente utilizada en la literatura se remonta a la distinción hecha por [Minkowski \(1941\)](#), quien separó las SNs en dos tipos según las propiedades de sus espectros. El primer grupo —denominado *tipo I*— no tenía rastros de hidrógeno (H) en sus espectros, mientras que el segundo grupo —*tipo II*— exhibía anchas líneas de emisión de dicho elemento.

Este esquema se fue ampliando con el crecimiento de la base de datos espectroscópicos y de nuestro entendimiento sobre estos objetos. A mediados de los años 1980s resultó evidente la posibilidad de separar a las SNs de tipo I en distintas subclases, en función de la presencia o no de otros elementos. Toda SN que exhiba la línea de emisión de Si II a 6355 Å se clasifica como tipo Ia. Si no posee dicha línea pero muestra líneas de emisión de He, se clasifica como tipo Ib. Finalmente, si no posee ninguna de estas líneas, se clasifica como tipo Ic.

Ahora bien, la naturaleza de las SNs Ia es considerablemente distinta de los otros tipos. Prueba de ello es la uniformidad observada en sus CLs y en magnitud absoluta de los máximos, lo cual permite utilizarlas como estimadores de distancias extragalácticas de alta calidad hasta escalas cosmológicas ([Cadonau et al. 1985](#), [Tammann & Leibundgut 1990](#)). De hecho, las SN Ia son los mejores estimadores de distancia existentes a escala cosmológica y fue justamente con estas SNs que se descubrió la aceleración del universo y la determinación de una nueva componente dominante en el universo de origen desconocido, la “energía oscura”. Otra evidencia de que su naturaleza es diferente al resto de las SNs proviene de los entornos estelares de estos objetos. Las SNs de tipos II, Ib y Ic se disponen cerca de regiones de formación estelar en galaxias tardías, lo cual indica su asociación con ambientes de estrellas jóvenes. En cambio las SNs Ia pueden encontrarse tanto en galaxias elípticas como espirales. En la actualidad se ha llegado a un consenso sobre los dos tipos de SNs que existen según su naturaleza física: las SNs de explosión termonuclear, identificadas con las SNs Ia; y las de colapso gravitatorio, identificadas con el resto de categorías (II, Ib y Ic).

Las SNs de colapso gravitatorio se dividen a su vez en distintas subclases en función de sus propiedades fotométricas. Las SNs de tipo II pueden dividirse en dos tipos según la forma de la CL. En algunas SNs de tipo II la luminosidad se estabiliza a un valor constante durante varias semanas; esta etapa se denomina *plateau*, y será detallada en la [Sección 3.1](#). A estos objetos se los denota como SNs de tipo II-P. En cambio, si la luminosidad de una SN decrece linealmente en el tiempo, dicha SN se dice de tipo II-L. No obstante, la distinción entre SNs II-P y II-L ha sido cuestionada recientemente, a raíz de estudios que muestran un continuo de pendientes entre estas presuntas poblaciones (ver [Anderson et al. 2014](#)). Dicha controversia, aunque de gran relevancia en el estudio de estos objetos, escapa al propósito de este trabajo. Por simplicidad se mantendrá la nomenclatura tradicional.

Incluso aparecen más categorías de SNs de colapso gravitatorio al considerar otras propiedades espectroscópicas: las SNs IIn muestran líneas de emisión angostas en el óptico; las SNs I Ib presentan líneas de emisión de H en la banda óptica al comienzo que desaparecen a medida que evoluciona el objeto; y las SNs Ic-BL que muestran líneas anchas en sus espectros

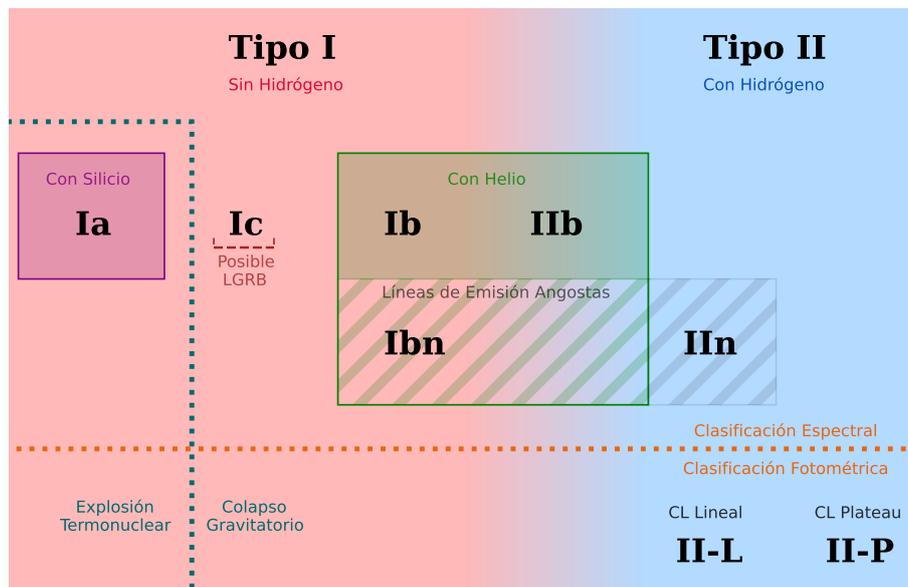


Figura 1.2. Esquema de clasificación actual de SNs.

en el óptico e infrarrojo cercano, indicadoras de altas velocidades y las cuales en algunos casos han sido asociadas a *brotes de rayos gamma* de larga duración (Woosley & Bloom, 2006). Estos objetos han sido denominados también como hipernovas.

En la Figura 1.2 se muestra un esquema de clasificación basado en la clasificación de Turatto (2003) y adaptado en esta tesis. En dicha figura queda plasmado lo discutido anteriormente y permite visualizar mejor los diferentes tipos de SNs normales existentes. Debemos notar que las SLSNs han sido excluidas de dicho esquema, que como mencionamos anteriormente son SNs con brillos inusualmente más elevados que las SN de colapso normales.

Una recopilación de todas las SNs descubiertas durante 10.5 años en un volumen de 28 Mpc realizada por Smartt et al. (2009) ha revelado las proporciones relativas de cada subclase de SN. Dicho estudio muestra que las SNs se reparten en: 27 % de SNs Ia, 59 % de SNs II-P, 29 % de SNs Ib/c, 5 % de SNs Iib, 4 % de SNs IIn y tan solo 3 % de SNs II-L. Este estudio, como otros trabajos previos, muestra que la subclase de SN analizada en esta tesis representa el tipo de explosión más frecuentemente observada en una muestra limitada por volumen.

1.3. SNs tipo II-P

De especial interés para este trabajo son las SNs tipo II-P ya mencionadas, que presentan una etapa en la cual sus CLs tienen una luminosidad aproximadamente constante. Esta etapa de *plateau* tiene lugar gracias a la presencia de una envoltura rica en H. Es decir, resultan de progenitores que han podido retener una fracción significativa del H contenido en su envoltura. La importancia de este material radica en que en esta etapa ocurre el proceso de recombinación del H que regula la evolución de la luminosidad durante meses. Una descripción más detallada de esta fase puede encontrarse en la Sección 3.1. Las SNs II-P también se caracterizan por la presencia de prominentes líneas de H con perfiles P-Cygni. Por otro lado,

como ya hemos mencionado, este tipo de explosiones son las más frecuentes en la naturaleza (Smartt et al. 2009, Arcavi et al. 2010). Luego, es de esperar que sean uno de los principales contribuyentes al enriquecimiento químico del medio interestelar.

Por otro lado, se han propuesto a las SNs II-P como posibles buenos estimadores de distancias, potencialmente a escalas cosmológicas. Dicha estimación se obtendría a partir de la correlación existente entre la luminosidad del *plateau* y la velocidad de expansión a mitad del *plateau* (Hamuy & Pinto, 2002), y proveería un método alternativo a la estimación de distancias mediante las magnitudes máximas de SNs Ia. Por todo lo anterior, es de gran relevancia conocer las propiedades físicas de sus progenitores para entender el origen de estos objetos y sus efectos sobre la evolución de la galaxia.

Mediante el modelado hidrodinámico de SNs II-P se ha demostrado hace algunas décadas que es necesario tener una estrella supergigante roja (RSG, en adelante) como progenitor, con una envoltura de H extendida para poder reproducir la fase de *plateau* (Grassberg et al. 1971, Falk & Arnett 1977). Aún más, se ha comprobado que los progenitores de esta subclase son RSGs, y la confirmación provino de la detección directa de progenitores en imágenes de archivo, en la banda del óptico (Van Dyk et al. 2003, Smartt et al. 2004).

Observacionalmente, las SNs II-P muestran un amplio rango de luminosidades y duración del *plateau*, velocidades de expansión y cantidad del níquel radiactivo (Hamuy 2001, Bersten & Hamuy 2009). Varios estudios han demostrado que la morfología de sus curvas de luz está relacionada con las propiedades físicas del progenitor, como la masa eyectada, energía de la explosión y el radio de la pre-SN (Arnett 1980, Popov 1993). Se han establecido calibraciones numéricas a partir de fórmulas analíticas para derivar parámetros físicos utilizando un conjunto de observables (Litvinova & Nadezhin 1983, Litvinova & Nadezhin 1985). Dichas calibraciones han sido actualizadas en Kasen & Woosley (2009). Sin embargo, la utilización de fórmulas analíticas para la derivación de parámetros ha sido ampliamente cuestionada en la literatura, principalmente por dos razones: en primer lugar la definición y medida de ciertos observables es ambigua, y por otra parte existe una gran degeneración en los parámetros físicos derivados (ver por ejemplo Bersten et al. 2011). Un método más preciso para derivar parámetros físicos es modelar la CL completa junto a las velocidades de expansión. Este método es el que utilizaremos en el presente trabajo para analizar a la SN 2020tlf.

Alternativamente al método de modelado hidrodinámico, existe un método de detección directa de progenitores utilizando imágenes de archivo previas a la explosión, en la región en la que se observó la SN (Van Dyk et al. 2012, Smartt 2015). A partir de la fotometría óptica observada se puede inferir la masa y radio del progenitor conectando las observaciones con los caminos evolutivos de las RSGs. Para confirmar la asociación entre el objeto observado y la SN se requiere la obtención de imágenes post-explosión de SN, a fin de confirmar la desaparición de la estrella identificada. Esta metodología es muy poderosa y ha conducido a importantes avances en este campo en los últimos años (ver Smartt 2015). Sin embargo, este método requiere de la existencia de imágenes previas y de que la SN sea lo suficientemente cercana como para poder resolver estrellas en las imágenes tomadas. Usualmente se considera que el límite de aplicabilidad ronda en una distancia de ~ 30 Mpc. A mayores distancias solo los métodos indirectos pueden ser utilizados para derivar parámetros de progenitores de SNs. Entre los métodos indirectos, el modelado hidrodinámico de CLs y velocidades de expansión es el más utilizado en la literatura.

La determinación de las masas de RSGs asociadas a SNs II-P en la literatura ha generado serios interrogantes en torno a las predicciones teóricas sobre estas estrellas. Tanto la teoría como las observaciones indican que la masa mínima inicial de estas estrellas es de aproximadamente $8 M_{\odot}$ (Heger et al., 2003). En cambio, no existe un acuerdo sobre el valor de la masa máxima de sus progenitores. De parte de la teoría de evolución estelar se estima que la masa

máxima no excede las $25 M_{\odot}$ (nuevamente referimos a [Heger et al. 2003](#)), mientras que las observaciones directas de progenitores sugieren un límite de hasta $18 M_{\odot}$ (ver [Smartt et al. 2009](#) y [2015](#)). Esta discrepancia se conoce como el “Problema de las RSGs”, y es motivo de intenso debate en la comunidad astronómica. Recientemente se publicó un trabajo analizando detalladamente una muestra de 74 SNs y confirmando el problema de las RSG, utilizando un método alternativo a la detección directa ([Martinez et al., 2022b](#)). El método utilizado para derivar parámetros fue el modelado hidrodinámico de la CL y velocidades como el que se realizó en esta tesis, junto a un análisis estadístico robusto de las distribuciones de masas. En la [Figura 1.3](#) se muestra una comparación realizada por el Dr. Martinez en su tesis doctoral ([Martinez, 2023](#)) entre la función de masa inicial obtenida del modelado de la muestra de SNs antes mencionada y la función predicha por la teoría de evolución estelar ([Salpeter, 1955](#)). Allí pueden verse diferencias apreciables en la distribución de masas que reafirman las discrepancias discutidas.

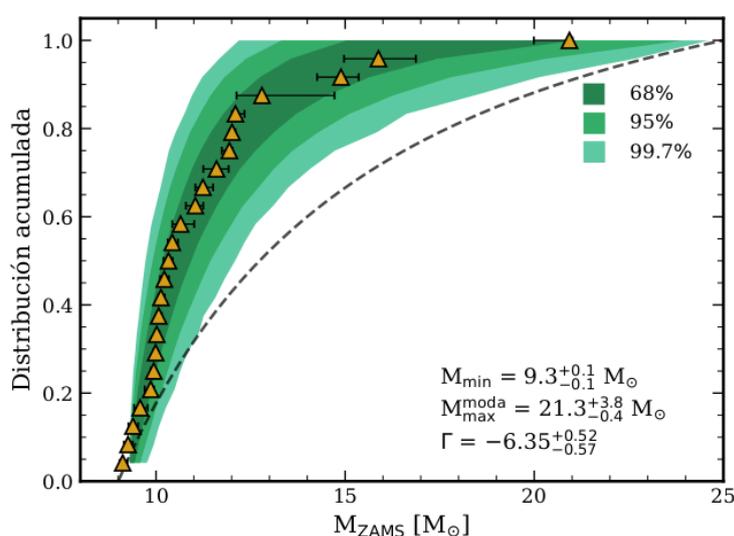


Figura 1.3. Distribución acumulada de las masas iniciales estimadas en la tesis doctoral del Dr. Martinez para una muestra de SNs. Los triángulos amarillos con barras de error se corresponden a la mediana y al intervalo de confianza de la distribución de un subconjunto de SNs de la muestra con observaciones de mejor calidad. En contornos sombreados se muestra el modelo construido con el valor de la mediana de las distribuciones de los parámetros. En línea discontinua se presenta la distribución acumulada de masas iniciales calculada con una pendiente correspondiente a una función de masa inicial de [Salpeter \(1955\)](#). Para más información, consultar [Martinez \(2023\)](#).

Por otra parte, en la literatura se ha encontrado que las masas inferidas a través del modelado hidrodinámico son por lo general más elevadas que las masas inferidas por métodos directos ([Utrobin & Chugai 2008](#), [Maguire et al. 2010](#) y [Bersten et al. 2011](#)). Este tema fue abordado en detalle en [Martinez & Bersten \(2019\)](#) y [\(2020\)](#). En dichos trabajos mostraron que dadas las incertezas en las estimaciones, las diferencias previamente señaladas en la literatura no eran significativas y además encontraron que es posible encontrar soluciones de alta masa si no se desacopla la degeneración en los modelos hidrodinámicos. Para lograr un desacoplamiento en la degeneración de los modelos, se requeriría utilizar un método estadístico robusto e incorporar las velocidades de expansión al análisis.

Esta serie de incongruencias relacionadas a las masas de los progenitores de las SNs II son un foco activo de estudio en el área de evolución estelar y SNs. La solución a este problema requerirá la colaboración conjunta de las comunidades de ambas áreas de investigación.

1.4. Material Circunestelar y Precursores de SNs

Si bien a grandes rasgos es aceptada la teoría de colapso gravitatorio para estrellas masivas mencionada en la [Sección 1.1](#), algunos pormenores del comportamiento físico de estos objetos en sus estadios evolutivos finales sigue siendo enigmático en la actualidad. De especial interés son las estimaciones de la tasa de pérdida de masa, parámetro del cual depende la cantidad de H presente en la envoltura al momento de la explosión, y que altera profundamente la evolución de estos objetos ([Smith, 2014](#)).

Las estimaciones de esta tasa se encuentran plagadas de incertezas vinculadas a los mecanismos físicos subyacentes. En la mayoría de los casos la pérdida de masa no puede derivarse de primeros principios, y por lo tanto los modelos evolutivos dependen de prescripciones empíricas de esta cantidad ([Brott et al. 2011](#), [Ekström et al. 2012](#)). Esto trae problemas aparejados: las muestras de RSGs utilizadas habitualmente poseen una escasa cantidad de estrellas, son heterogéneas en masas y metalicidades, tienen elevadas incertezas en las estimaciones de distancias, entre otras dificultades ([Beasor et al., 2020](#)).

Pese a estas limitaciones, existe una forma de extraer información de las etapas de vida finales si se asume la presencia de material circunestelar (CSM, en adelante) alrededor de la estrella progenitora al momento de la explosión. Este CSM puede estar compuesto por material estelar primigenio o por elementos producidos durante los diferentes estadios evolutivos de la quema nuclear. Dichos elementos enriquecen el medio circundante al ser expulsados durante eventos de pérdida de masa como vientos estelares o violentas erupciones ([Smith, 2014](#)).

La presencia de CSM alrededor de SNs tipo II-P ha sido propuesta para explicar simultáneamente tres rasgos observacionales presentes en muchas SNs: la presencia de líneas angostas durante los primeros días desde la explosión, la ralentización del aumento en brillo hasta alcanzar la luminosidad máxima, y la dilatación del posterior descenso en luminosidad durante las primeras semanas luego de la explosión ([Förster et al. 2018](#), [González-Gaitán et al. 2015](#), [Yaron et al. 2017](#)). El número de SNs que exhiben tales comportamientos ha crecido en los últimos años, y sus observaciones no son explicables por los modelos iniciales tradicionalmente empleados en la literatura ([Morozova et al. 2017](#), [Dessart et al. 2017](#), [Anderson et al. 2018](#)).

Dado que la presencia de un CSM cercano a la estrella al momento de explotar afecta las características observacionales de una SN durante los primeros días de evolución, es de gran importancia contar con una cobertura temporal aceptable a etapas tempranas. Este objetivo es notoriamente difícil dada la naturaleza impredecible de estos eventos. En las últimas décadas ha mejorado sustancialmente la cadencia de las observaciones gracias al aumento en la cantidad de misiones de relevamiento del cielo. Existen varios programas focalizados en encontrar SNs lo más temprano posible dada la importante información que aportan estos datos (ver por ejemplo, relevamientos como KISS, HiTS, HSCT, ATLAS, ZTF o POISE).

El origen de este material es un gran interrogante en la actualidad. Algunos mecanismos han sido propuestos para explicar el CSM, que en la mayoría de casos involucra inestabilidades producidas durante las etapas finales de la estrella, por diversos motivos. Un recuento más detallado se describe en la [Sección 2.3](#) de este trabajo.

En esta misma línea, es posible que la formación de una fracción importante del CSM esté vinculada a otro fenómeno que ha sido detectado recientemente en imágenes pre-explósión de un objeto: el *precursor*.

Precursor es el nombre que se le ha dado a la emisión observada previa a la explosión, cuyo brillo excede en varios órdenes de magnitud a la luminosidad esperada de estrellas progenitoras. Su origen físico no se ha esclarecido pero se presume que está asociado a eyecciones

eruptivas del material de la estrella en las etapas evolutivas finales muy próximas a la explosión, de unos meses a años. Hace ya algunos años se han encontrado SNs —en su mayoría de tipo II_n o eventos similares— con erupciones pre-explosión (Foley et al. 2007, Mauerhan et al. 2013, Corsi et al. 2014). Las SNs II_n indican la presencia de CSM a través de la detección de líneas angostas presentes en sus espectros en el óptico durante toda su evolución. Por otro lado, estos objetos son más brillantes y con una forma de la CL diferente de las SNs II normales. Todo esto ha llevado a la hipótesis de que las SNs II_n se encuentran fuertemente influenciadas por la presencia de un CSM denso. En el caso de las SNs II-P normales, el efecto del CSM solo es notorio a épocas tempranas ($t \lesssim 30$ días). En dichas épocas es donde se ve la presencia de líneas angostas y cambios en la CL respecto a modelos sin CSM. Luego, se piensa que para SNs normales la eyección del CSM es mucho más moderada que en el caso de las SNs II_n.

La asociación de CSM con la existencia de precursores no es casual, pues un trabajo reciente ha determinado que aproximadamente un 25 % de las SNs II_n posee emisión de precursor asociada (Strotjohann et al., 2021). Esto solo incluye precursores con luminosidades superiores a 5×10^{40} erg s⁻¹, con detecciones hasta tres meses antes de la explosión. No han sido analizados precursores de baja luminosidad y/o gran duración, lo cual podría elevar considerablemente la proporción de SNs II_n con estas erupciones.

Una propuesta natural para explicar este vínculo supone que el mismo mecanismo de formación del CSM es responsable de generar el precursor. En otras palabras, la idea es postular la existencia de un proceso físico que libera una energía mucho menor a la de una SN, pero que es capaz de expulsar las capas más externas del progenitor. Para esto, bastaría un proceso que libere del orden de 10^{-4} foe, la energía de ligadura de una RSG típica (Dessart et al., 2010). Parte de esta energía podría ser radiada, emitiendo a luminosidades mucho mayores que la de una RSG, y este exceso de flujo constituiría el precursor. Luego, las capas expulsadas pasarían a conformar el CSM cuyos efectos se observan en la etapa temprana de la SN (Moriya et al. 2011, Morozova et al. 2020, entre otros trabajos previamente mencionados). El proceso aquí presentado será estudiado en esta tesis en el **Capítulo 6**.

La existencia de precursores a los eventos de SNs representa un eslabón crucial en la comprensión de los últimos estadios evolutivos de estrellas masivas. Además, abre la posibilidad de alertar en un futuro la inminente aparición de una SN en galaxias cercanas, con una anticipación de meses a años. Semejante escenario supondría un progreso sustancial para las áreas de evolución estelar y de SNs, de contar con observaciones de alta calidad en la antesala del fin de vida de las estrellas masivas. Por lo tanto, su estudio resulta de sumo interés para la comunidad científica.

1.5. Este trabajo

En este trabajo nos enfocaremos en el interesante caso de la SN 2020tlf, una SN normal de colapso gravitatorio con envoltura rica en H. La particularidad de este objeto es que se ha detectado un precursor en imágenes pre-explosión (Jacobson-Galán et al. 2022, JG22 en adelante). Si bien otros precursores han sido previamente observados en un conjunto pequeño de SNs, en todos los casos anteriores los objetos fueron clasificados como SNs II_n. Es decir, objetos que presentan líneas de emisión angostas y con claros signos de interacción con un medio circunestelar en toda la evolución de la SN. La posibilidad de que objetos normales también sean precedidos por algún tipo de emisión abre una puerta importante en nuestro entendimiento de las fases finales evolutivas de las estrellas masivas.

En este trabajo nos proponemos investigar con gran nivel de detalle la SN 2020tlf. En primer lugar, nos familiarizaremos con un código numérico que simula la explosión de es-

1. Introducción

trellas masivas (Bersten et al., 2011). Dicho código necesita de configuraciones iniciales para inicializar la explosión. Tanto el código como los modelos pre-SN utilizados serán presentados en el **Capítulo 2**. Luego, en el **Capítulo 3** analizaremos el efecto en la CL y velocidades de expansión a variaciones de distintos parámetros físicos. Dicha exploración será fundamental para luego realizar el modelado hidrodinámico de la SN 2020tlf. En el **Capítulo 4** se presenta un resumen de las principales características observacionales de la SN 2020tlf y se realiza un estudio morfológico de su CL en comparación con una muestra de 74 SNs II-P ya estudiada en la literatura, provenientes de Martinez et al. (2022a). Luego, en el **Capítulo 5** derivaremos sus parámetros de explosión y del CSM a partir del modelado hidrodinámico. En el **Capítulo 6** nos centraremos en el análisis del precursor de la SN 2020tlf. Utilizando una versión modificada del código, derivaremos las propiedades físicas que debe tener el precursor para explicar por un lado la emisión pre-SN, y por otro las observaciones luego de la explosión. En el **Capítulo 7** presentaremos una amplia discusión de los resultados obtenidos durante esta tesis. Allí compararemos los parámetros físicos obtenidos del modelado hidrodinámico con los parámetros de la muestra de SNs antes mencionada y con los de otros trabajos. Además, ofreceremos una serie de observaciones del modelado en general. Finalmente, en el **Capítulo 8** brindaremos una serie de reflexiones finales además de nuestras perspectivas a futuro para este campo de gran potencial.

Capítulo 2

Modelos de supernovas

Este capítulo introduce el marco teórico para el cálculo de modelos de SNs. Primero, en la [Sección 2.1](#) se describe brevemente el código utilizado en esta tesis para simular explosiones estelares. Posteriormente, en la [Sección 2.2](#) se presentan los modelos iniciales o modelos pre supernovas (pre-SN, en adelante) que son necesarios para inicializar los cálculos. Finalmente, en la [Sección 2.3](#) se presenta una modificación necesaria en la estructura inicial de la estrella para tomar en cuenta la presencia de un material CSM cercano a la estrella antes de la explosión. Todo lo desarrollado en este capítulo será utilizado para el modelado de nuestro objeto de interés, la SN 2020tlf.

2.1. Código hidrodinámico

La tarea de simular el colapso de una estrella masiva a partir de primeros principios es sumamente difícil. Por ello, y siguiendo la metodología habitualmente empleada en la literatura, en este trabajo se plantea la explosión de una SN como un proceso separado en dos partes independientes:

- Colapso del núcleo y formación de la OC, con una escala de tiempo de ~ 1 segundo.
- Expulsión de la envoltura estelar, con una escala de tiempo de días.

Si bien se desconoce la naturaleza exacta del mecanismo físico que da lugar a este desacoplamiento del proceso, la gran disparidad en escalas energéticas y temporales permite tratar ambas etapas por separado. Estos procesos se vinculan a través de la energía transferida a la envoltura por la OC, cuantificada a través del parámetro de energía de explosión (E_{exp} , en adelante).

Para el tratamiento de la expulsión de la envoltura se utilizará un código hidrodinámico Lagrangiano unidimensional desarrollado por [Bersten et al. \(2011\)](#). Si bien el mismo no simula el colapso del núcleo, la explosión es artificialmente generada inyectando energía térmica dentro de la estrella, método conocido como *bomba térmica* en contraposición al método de “pistón”, donde la energía se inyecta como término extra en la ecuación de energía. Específicamente, la energía se inyecta en una región cercana al núcleo de Fe de la estrella y en una escala de tiempo corta de unos segundos, comparables a las del colapso. Inmediatamente esto genera la formación de una potente OC que transforma la energía interna en energía observable cuando la misma llega a la superficie estelar.

Este código resuelve la evolución de la SN mediante la integración numérica de las ecuaciones hidrodinámicas y de transporte radiativo bajo la aproximación de difusión, para un gas autogravitante con simetría esférica (es decir, en 1D). Las ecuaciones diferenciales que describen la hidrodinámica y el transporte radiativo con estas consideraciones son:

2. Modelos de supernovas

- Definición de velocidad:

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

- Conservación de la masa:

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

- Conservación del momento:

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

- Conservación de la energía:

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

- Transporte radiativo de energía:

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

Aquí, m es la coordenada lagrangiana masa, que se toma como variable independiente en lugar del radio (r) para describir la estructura del objeto, u es la velocidad, V es el volúmen específico, P es la presión total del gas y radiación, T es la temperatura, κ es la opacidad media de Rosseland, L es la luminosidad, y q es una viscosidad artificial agregada a las ecuaciones a fin de difundir la presión y energía sobre varias secciones de masa en el frente de choque (Von Neumann & Richtmyer, 1950). Existen numerosas formas de expresar esta viscosidad artificial, todas dependientes del gradiente de velocidades, y cuyo propósito es el de proveer un esquema de interpolación conveniente entre el fluido alterado por el paso de la OC y el fluido sin alterar.

Por otra parte, E es la energía interna total por unidad de masa (incluyendo gas y radiación), y ϵ_{Ni} corresponde a la energía depositada por el decaimiento radioactivo de la cadena $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, mecanismo sobre el cual se profundizará en la Sección 3.1. Sin embargo, cabe mencionar en este punto que el código asume un transporte gris con opacidad $\kappa_{\gamma} = 0.03 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, para la radiación γ producida durante dicho decaimiento y permitiendo cualquier tipo de distribución del material en la estrella progenitora. Según puede apreciarse en la Ecuación 2.4, no se han considerado otras fuentes de enfriamiento y/o calentamiento, como pueden ser pérdidas de energía por neutrinos o la liberación de energía proveniente de reacciones termonucleares. Esto último se debe a que la escala energética de la OC es considerablemente mayor a la de los procesos antes mencionados. Si bien la producción de neutrinos es importante durante la formación de la OC, la mayoría de estos son producidos antes de que la OC alcance la fotosfera estelar y por ende no afectan significativamente la evolución posterior de la SN (ver Hillebrandt 1994, Burrows 1991, Janka et al. 2007), con lo cual no son aquí considerados.

Por último, λ es el denominado *limitador de flujo*, un parámetro agregado arbitrariamente a la ecuación de difusión para lograr una transición suave entre regiones ópticamente gruesas y delgadas, garantizando la causalidad (Winslow 1968, Levermore & Pomraning 1981). Al resolver estas ecuaciones se obtiene una descripción completa de la estructura de la SN a través de la determinación de las cantidades r , u , V , T y L en función del tiempo y de la

coordenada lagrangiana m . La prescripción detallada puede encontrarse en [Bersten et al. \(2011\)](#).

La explosión se simula de manera *ad hoc* (como se mencionó anteriormente) incluyendo un término adicional en la [Ecuación 2.1](#), cuya forma exacta no es de relevancia. Pero sí es importante que esta energía se inyecta cerca del núcleo y en una escala de tiempo corta. Para que el sistema de ecuaciones sea cerrado, además de las ecuaciones presentadas es necesario disponer de una ecuación de estado para vincular las variables P , T , ρ y composición química de cada capa del objeto, además de las tablas de opacidades. Una descripción de las mismas puede verse en la Sección 2.2 de [Bersten et al. \(2011\)](#) o en la tesis de doctorado de la Dra. Bersten ([Bersten, 2010](#)).

2.2. Modelos iniciales

La evolución de una SN está sujeta a las condiciones físicas de su estrella progenitora al final de su vida. Dichas condiciones deben ser especificadas para poder simular la explosión. Las mismas se especifican a través de un *modelo inicial* que brinda una descripción detallada de la estructura de la estrella previa a la explosión. Esto a su vez depende de un vasto número de propiedades físicas asociadas al progenitor, como el radio, masa, presión y temperatura, entre otros. En este sentido, la elección de un *modelo inicial* no es un asunto trivial y requiere de suma consideración.

Existen dos maneras de brindar la estructura que debería tener la estrella antes de explotar, lo que se denomina modelo pre-SN: a través de un modelo evolutivo o mediante uno paramétrico. La primera opción consiste en evolucionar una estrella desde el comienzo de su vida en la secuencia principal de edad cero -o ZAMS según sus siglas en inglés- hasta el último estadio antes de explotar. Esta configuración final es la utilizada como modelo inicial para el cálculo hidrodinámico. La segunda, en cambio, ofrece una prescripción *ad hoc* de la estructura estelar previa a la explosión, comúnmente realizada por medio de modelos politrópicos representativos de la estructura estelar.

Cada una de estas opciones presenta sus propias ventajas y desventajas: los modelos paramétricos resultan ser numéricamente más sencillos de tratar y requieren menores tiempos de cómputo. Sin embargo, carecen del sustento físico proporcionado por los modelos evolutivos. No obstante, la verosimilitud de estos últimos ha sido desafiada (ver [Utrobin & Chugai 2008](#), [Utrobin & Chugai 2009](#)) en vista de las discontinuidades que presentan en sus perfiles químicos, entre otras cuestiones. En este sentido, las transiciones suaves introducidas por la vía paramétrica podrían llegar a ser representaciones más fidedignas de la distribución de elementos químicos en los progenitores de SNs.

Los modelos politrópicos empleados comúnmente son los de polítropa simple y doble. Los modelos simples se calculan resolviendo la ecuación de Lane-Emden para un dado índice n ; estos reproducen bien la envoltura externa de la estrella, pero no el núcleo de la misma. Es necesario incorporar una segunda polítropa —es decir, usar un modelo doble— para representar mejor las regiones centrales. Se ha optado por esta última opción para comparar entre modelos paramétricos y evolutivos.

En este trabajo no se pretende ahondar en el amplio campo de la evolución estelar. Por simplicidad, en esta tesis se utilizará una grilla de modelos evolutivos calculados por [Nomoto & Hashimoto \(1988\)](#) (NH88, en adelante). En la [Tabla 2.1](#) se presentan algunas propiedades características de dichos modelos. En primer lugar se muestra la masa inicial o en la ZAMS (M_{ZAMS}) y la masa y el radio previos a la explosión ($M_{\text{pre-SN}}$, $R_{\text{pre-SN}}$). Se incluye la coordenada masa donde se inyectó la energía en cada modelo (que denominamos M_{cut}), cuyo valor refleja la extensión aproximada del núcleo de Fe de la estrella. Se espera que

2. Modelos de supernovas

estas regiones colapsen y formen un remanente compacto en su interior durante la explosión. También se presenta la masa de H en cada modelo (M_H). Puede verse como regla general que la M_H aumenta con la masa total de la estrella.

Dado que la energía no se inyecta en el centro de la estrella sino a una masa M_{cut} , la cantidad de material eyectado resulta inferior a $M_{\text{pre-SN}}$. La masa máxima que puede ser eyectada durante la explosión la denominamos M_{ej} , que en cada modelo puede ser estimada como:

$$M_{\text{ej}} = M_{\text{pre-SN}} - M_{\text{cut}} \quad (2.6)$$

Los valores de M_{ej} de los modelos de [NH88](#) en función de sus respectivas M_{cut} se presentan en la [Tabla 2.1](#). Notar que de todos modos este valor va a depender de la energía inyectada y de si el objeto experimenta o no la caída de una fracción del material estelar sobre el remanente compacto (proceso conocido como *fallback*). No obstante, en esta tesis no estudiaremos el fenómeno de *fallback*.

Es importante aclarar que es de esperarse una diferencia entre M_{ZAMS} y $M_{\text{pre-SN}}$ debido a los episodios de pérdida de masa durante la evolución de la estrella (ver [Reimers 1975](#) y [Kudritzki & Puls 2000](#), entre otros). Para cuantificar las diferencias entre estas cantidades hemos calculado el porcentaje de masa perdida a lo largo de la vida de la estrella ($\%_{\text{perd}}$). El mismo se calcula de la siguiente manera:

$$\%_{\text{perd}} = 100 \times \left(1 - \frac{M_{\text{pre-SN}}}{M_{\text{ZAMS}}} \right) \quad (2.7)$$

Los resultados del cálculo de $\%_{\text{perd}}$ para los modelos evolutivos disponibles están incluidos en la [Tabla 2.1](#). Un análisis de los porcentajes resultantes permite inferir que los progenitores más masivos pierden una fracción mayor de su masa inicial, lo cual se condice con una mayor tasa de pérdida de masa.

| Nombre | M_{ZAMS} | $M_{\text{pre-SN}}$ | $R_{\text{pre-SN}}$ | M_{cut} | M_H | M_{ej} | $\%_{\text{perd}}$ |
|--------|-------------------|---------------------|---------------------|------------------|-------|-----------------|--------------------|
| M13 | 13 | 12.73 | 576 | 1.5 | 6.17 | 11.23 | 2 |
| M15 | 15 | 14.11 | 517 | 1.6 | 6.77 | 12.51 | 5.9 |
| M18 | 18 | 16.74 | 729 | 1.7 | 7.51 | 15.04 | 7 |
| M20 | 20 | 18.35 | 812 | 1.8 | 7.93 | 16.55 | 8.2 |
| M25 | 25 | 21.69 | 1234 | 2 | 8.44 | 19.69 | 13.2 |

Tabla 2.1. Modelos iniciales de [NH88](#), con sus respectivos parámetros. Las masas y radios están dados en unidades solares. Estos modelos han sido calculados adoptando metalicidad solar ($z=0.02$) y sin considerar rotación.

La diversidad de masas involucradas puede resultar confusa para el lector. Para una mejor comprensión, en adelante se empleará un único término para designar los modelos iniciales empleados. Por tanto, en este trabajo se denominará al modelo inicial por su masa en la ZAMS, o lo que es lo mismo, su identificador de modelo en la [Tabla 2.1](#).

En la [Figura 2.1](#) se presentan los perfiles de densidad en función de m y r para la grilla de modelos de [NH88](#) presentados en la [Tabla 2.1](#). Se distinguen claramente tres regiones:

- un núcleo denso, destinado a colapsar y formar un objeto compacto;
- una zona con un gradiente de densidad muy elevado, rica en He (ver también la [Figura 2.3](#));

- una región extendida de baja densidad y rica en H. La transición entre núcleo rico de He y la envoltura (donde el gradiente de densidad es alto) se da a partir de $\sim 4 M_{\odot}$.

Nótese que la transición entre el núcleo y la envoltura se da a mayores valores de la coordenada masa para progenitores más masivos. Es decir, existe una relación entre el tamaño del núcleo rico en He y la M_{ZAMS} del progenitor. Con excepción del progenitor M15, puede verse que en la muestra de progenitores empleada, al aumentar la masa en la ZAMS el radio pre-SN también aumenta.

En lo sucesivo se utilizarán los modelos evolutivos de NH88 para el análisis variacional de los parámetros globales de explosión (ver [Capítulo 3](#)) y el modelado hidrodinámico de la SN 2020tlf (ver [Sección 5.1](#) y [Sección 5.3](#)), dado que estos poseen un mayor sustento físico.

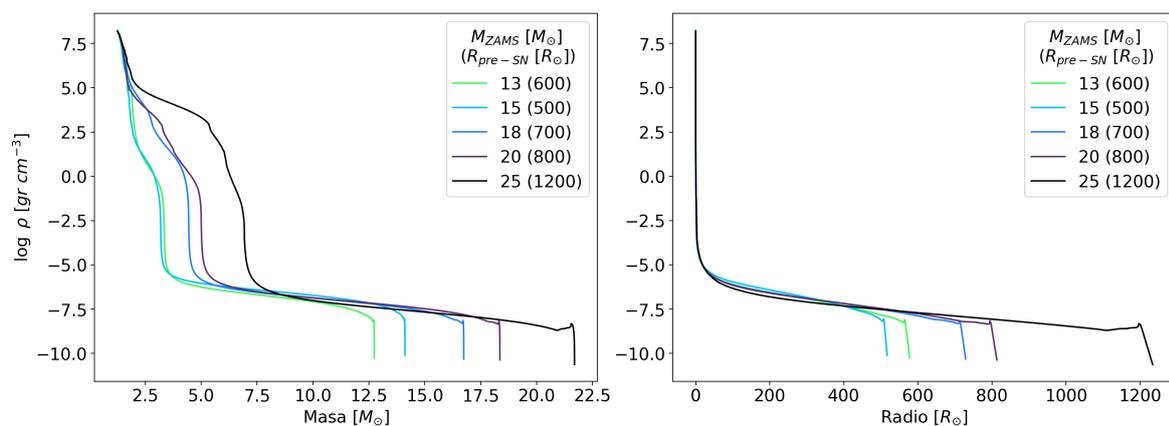


Figura 2.1. Perfiles de densidad de los modelos de NH88, en función de la masa (izq.), y del radio (der.). Para más detalles, ver la [Tabla 2.1](#).

En la [Figura 2.2](#) se compara el perfil de densidad en coordenadas masa y radial de un modelo evolutivo con uno paramétrico. Ambos poseen la misma masa y radio, correspondientes a los valores del modelo evolutivo M15. Como puede apreciarse, un modelo evolutivo implica un perfil resultante de mayor complejidad que uno paramétrico. Si bien no se superponen exactamente, se aprecia en líneas generales una estructura dividida en dos regiones: un núcleo denso extendido hasta $\sim 4 M_{\odot}$ (o $\sim 7 R_{\odot}$), y una envoltura menos densa extendida hasta $\sim 14 M_{\odot}$ (o $\sim 500 R_{\odot}$), es decir hasta la masa final del progenitor (M_{pre-SN}). Si bien es un mero ejemplo, este sirve de muestra de que la separación entre núcleo y envoltura es una cualidad intrínseca necesaria en cualquier modelo progenitor realista.

De todos modos, para el análisis del efecto del CSM sobre la CL temprana (ver la [Sección 2.3](#)) se han utilizado modelos politrópicos propios. Esto se ha realizado apelando al pragmatismo ya que estos modelos, al ser más simples, son más rápidos de calcular y son igualmente útiles para entender los cambios generales en los modelos al variar los parámetros del CSM.

Como último aspecto importante de los modelos iniciales, en la [Figura 2.3](#) se presentan las distribuciones de las abundancias de los elementos químicos más relevantes en función de la coordenada Lagrangiana para un modelo con M_{ZAMS} de $15 M_{\odot}$ (modelo M15). Dicha distribución se conoce comúnmente como *perfil químico* de la estrella. El objetivo de la figura es mostrar las diferentes regiones existentes en la estrella previo a la explosión. Si bien los valores exactos cambian para los diferentes modelos pre-SN, la división aproximada en dichas regiones estará presente en todos los modelos. Caben destacar en particular 3 regiones:

- un interior de la estrella ($m \lesssim 1.8 M_{\odot}$), compuesto en su mayoría por materiales más

2. Modelos de supernovas

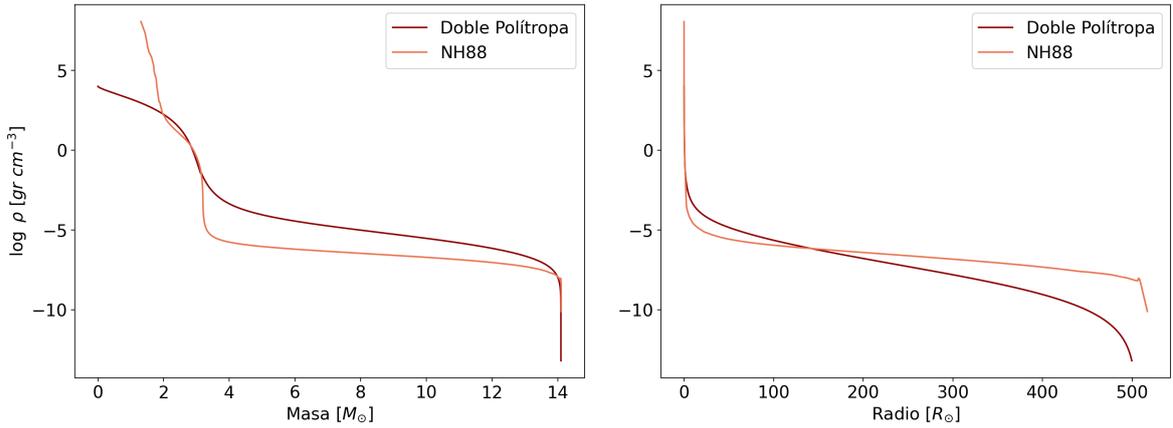


Figura 2.2. Comparativa entre los perfiles de densidad correspondientes a modelos de doble polítropa y modelos evolutivos de NH88, en función de la masa (izq.), y del radio (der.).

pesados que el He y con un núcleo rico en Fe. Se espera que dicha región colapse y forme una EN;

- Una región densa (ver también Figura 2.2) rica en He ($1.8 \lesssim m \lesssim 3.2 M_{\odot}$);
- Una envoltura extendida rica en H (ver también Figura 2.2), con contenido de He en menor medida ($m \gtrsim 3.2 M_{\odot}$).

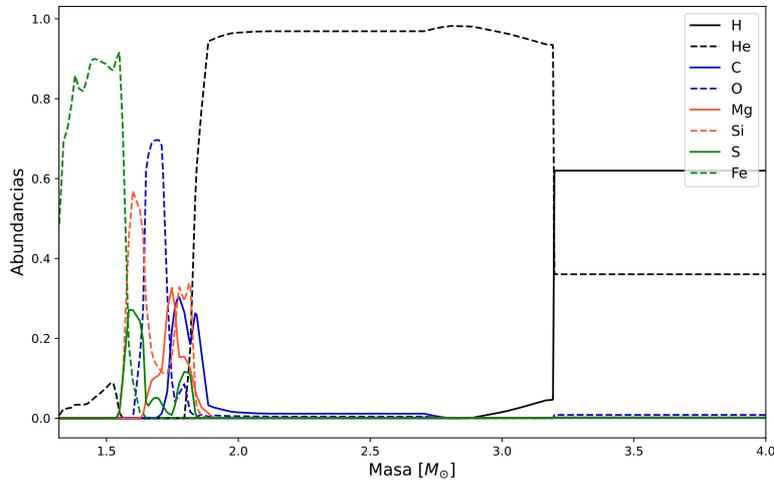


Figura 2.3. Perfil químico típico del progenitor de una SN de tipo II. Específicamente, aquí se muestra el perfil químico del modelo M15 de NH88. Se indican los elementos con abundancias superiores al 20% en alguna región de la estrella. Las abundancias se representan de forma fraccional.

La presencia de una envoltura rica en H y extendida en estos modelos es de suma importancia, pues permite que la SN tenga una etapa de baja variabilidad en luminosidad conocida como *plateau*, que se analiza en detalle en Sección 3.1.

Además de los elementos presentados, durante la explosión se producen elementos radioactivos, principalmente ^{56}Ni . En nuestro trabajo, la masa y distribución del ^{56}Ni han sido

incorporadas de manera *ad hoc*. Específicamente, se asumió una distribución constante con un valor de la masa de ^{56}Ni ($M_{56\text{Ni}}$, en adelante) variable a determinar al momento de comparar con las observaciones. Es decir, que se asume a la $M_{56\text{Ni}}$ como un parámetro libre. Esta metodología es usualmente utilizada en la literatura debido a que los modelos que calculan la nucleosíntesis explosiva suelen predecir valores y distribuciones de níquel inadecuadas para explicar las observaciones. Es por esto que usualmente se especifican estas cantidades de manera paramétrica y se determinan sus valores al comparar con los datos. Para más detalles consultar la [Subsección 3.2.2](#), donde se muestran los efectos de la variación de $M_{56\text{Ni}}$ sobre las CLs y v_f .

2.3. Material circunestelar

En los últimos años se han encontrado evidencias de que la mayoría de las SNs ricas en H presentan una evolución considerablemente más lenta de lo predicho por el modelado hidrodinámico durante los primeros 30 días desde la explosión. Para explicar dicho comportamiento, se ha propuesto que el progenitor esté rodeado de un CSM, posiblemente eyectado por la estrella en estadios previos a la explosión, a fin de reproducir el comportamiento que muestran las CLs bolométricas (ver [Chugai 1994](#), [Moriya et al. 2011](#), [Morozova et al. 2017](#), [Yaron et al. 2017](#) y [Förster et al. 2018](#), entre otros).

Una serie de mecanismos físicos han sido propuestos en la literatura para tratar de explicar la presencia de este CSM en torno a estrellas masivas. Se cree que este material se origina por la expulsión de las capas externas de la estrella durante los estadios finales de su vida. Sin embargo, el mecanismo físico responsable de la eyección de dichas capas aún no se ha esclarecido completamente y es un tema de gran interés en la actualidad. Entre los mecanismos físicos comúnmente sugeridos se encuentran:

- destellos o *flashes* nucleares que pueden producir la ignición de oxígeno, neón o silicio en los últimos meses de vida de las estrellas RSGs, con masas en la ZAMS en el rango de 8-12 M_{\odot} (ver [Woosley et al. 1980](#), [Dessart et al. 2010](#) y [Woosley & Heger 2015](#), entre otros).
- ondas de gravedad inducidas durante la quema estable en etapas evolutivas tardías en el interior de las RSGs. Durante dicha quema se podrían formar ondas acústicas que al propagarse inyecten energía en la envoltura lo cual podría suceder en los meses previos a la explosión. Tales ondas serían capaces de provocar la eyección de hasta $\sim 1 M_{\odot}$ (ver [Quataert & Shiode 2012](#), [Shiode & Quataert 2014](#), [Fuller 2017](#) y [Wu & Fuller 2021](#), entre otros).
- vientos super-Eddington generados en la superficie de estrellas supergigantes de tipo LBV (por sus siglas en inglés, *Luminous Blue Variable*), capaces de acelerar la pérdida de masa y producir emisión pre-SN observable (ver [Shaviv 2001](#) y [Ofek et al. 2016](#), entre otros).
- interacción con una compañera binaria cercana, que podría acelerar la pérdida de masa en algunos eventos (ver [Chevalier 2012](#), [Mcley & Soker 2014](#) y [Sun et al. 2020](#), entre otros).
- pérdida de masa por acción centrífuga en estrellas Wolf-Rayet masivas de alta rotación (ver [Aguilera-Dena et al. 2018](#)).

2. Modelos de supernovas

No todos los mecanismos antes mencionados serán aplicables al caso de la SN analizada en esta tesis. Por otro lado, independientemente del mecanismo responsable de la presencia del CSM, el interés aquí radica en poder incluir dicho material a nuestros cálculos ya que el mismo será necesario para el modelado hidrodinámico de la SN 2020tlf (Sección 5.3). Por lo tanto, a continuación precisamos la metodología empleada. La misma consiste en agregar *ad hoc* un material con un determinado perfil de densidad al final de la envoltura de un modelo evolutivo de los ya considerados en la Sección 2.2. La implementación de este procedimiento se realizó mediante una subrutina del código hidrodinámico presentado en la Sección 2.1 desarrollada durante la Tesis de Licenciatura de la Lic. Brenda Englert (Englert Urrutia, 2018) y en Englert Urrutia et al. (2020). Dicha subrutina requiere la definición de tres parámetros para determinar completamente el perfil de densidad del CSM a adjuntar, a saber:

- **densidad interna (ρ_i):** densidad máxima —a escala logarítmica y en gr cm^{-3} — que alcanza la distribución de CSM, que delimita la extensión de la envoltura del progenitor y el comienzo del CSM.
- **extensión (R_{CSM}):** límite externo en unidades de R_{\odot} que alcanza la distribución del material.
- **índice (α):** factor que denota el orden de la potencia de la distribución, dado que la misma sigue un comportamiento de tipo ley de potencias en función del radio ($\rho \propto r^{-\alpha}$). El caso particular de $\alpha = 2$ corresponde a viento estacionario; otros valores implican vientos acelerados.

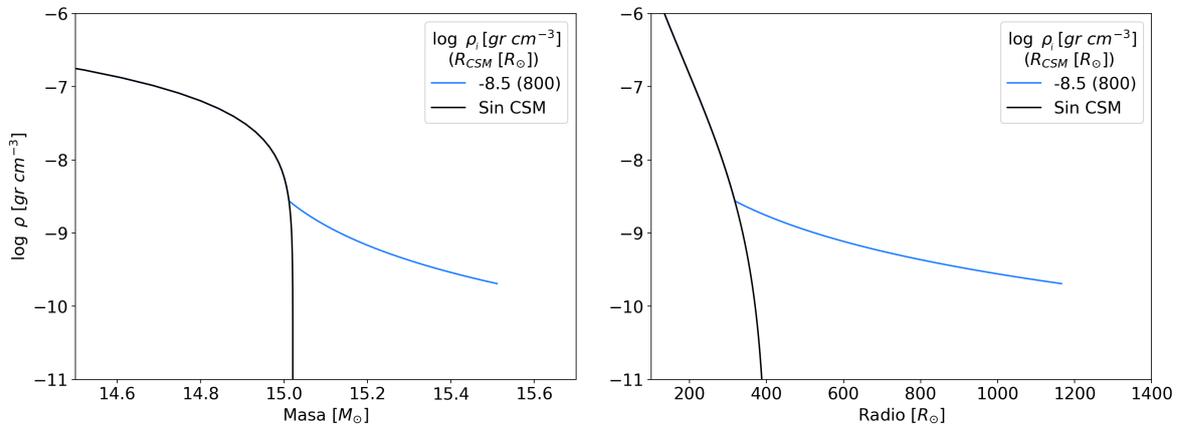


Figura 2.4. Comparativa entre un perfil de densidad con (azul) y sin (negro) CSM, en función de la coordenada masa (izq.), y en radio (der.). El valor de ρ_i se indica en escala logarítmica, mientras que el valor de R_{CSM} se indica entre paréntesis. Notar que al incorporar el CSM, este modifica la parte más externa de la distribución.

Una vez especificados los valores de dichos parámetros, la rutina que disponemos incluye un CSM al modelo inicial, y se prosigue con el cálculo hidrodinámico. Con esta información, junto a la densidad del viento, su velocidad y radio, se puede estimar la tasa de pérdida de masa del objeto, y la cantidad de masa del CSM a partir del perfil asumido.

En este trabajo se emplearán en lo sucesivo perfiles de viento estacionario, esto es, con índice $\alpha = 2$. Este valor es habitualmente empleado como estándar en estudios de SNs con CSM, y en particular en los realizados para la SN 2020tlf (JG22 y CU22).

Una comparativa de la alteración en el perfil de densidad de un modelo inicial antes y después de haber incorporado CSM se muestra en la Figura 2.4. Nótese que dicho material

solamente afecta a la estructura más externa de la estrella. Esta pequeña modificación tiene un efecto importante en la emisión a $t \lesssim 30$ días de una dada SN. El efecto sobre la CL y las v_f a la variación de los parámetros ρ_i y R_{CSM} para un índice fijo $\alpha = 2$ será analizado respectivamente en la [Subsección 3.3.1](#) y [Subsección 3.3.2](#).

Capítulo 3

Variación de parámetros

En este capítulo nuestro objetivo es adquirir una comprensión general de las principales características de las CLs y las v_f de los modelos de SNs presentados en el [Capítulo 2](#), y sus dependencias con los parámetros físicos de dichos modelos. Con este propósito, como punto de partida ofrecemos en la [Sección 3.1](#) una descripción detallada de la morfología de la CL de una SN II-P típica, identificando cada una de sus etapas y su relación con los procesos físicos subyacentes. Luego, en la [Sección 3.2](#) realizamos un análisis de los efectos sobre las CLs y v_f al variar una serie de parámetros libres del modelo que determinan las propiedades físicas de la SN. Estos parámetros se denominan parámetros globales de la explosión (a saber, E_{exp} , $M_{56\text{Ni}}$, $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ y modelo del progenitor). Por último, en la [Sección 3.3](#) realizamos un análisis variacional similar, que involucra a los parámetros que caracterizan a la distribución del CSM (a saber, ρ_i y R_{CSM}).

3.1. Características de la curva de luz

Un aspecto esencial de las SNs es la variación en su luminosidad bolométrica (L_{bol} , en adelante) —esto es, integrada sobre todo el espectro electromagnético— a lo largo del tiempo. A diferencia de la gran mayoría de eventos astrofísicos, la escala temporal propia de eventos de SN permite estudiar en detalle su evolución en cuestión de meses. La CL es sensible a diferentes parámetros físicos de sus progenitores y a propiedades de la explosión. Luego, primeramente nos proponemos estudiar las diferentes fases esperadas para una SN de tipo II-P.

En la [Figura 3.1](#) se muestra una CL típica para una SN II-P, con sus distintos estadios delimitados. Podemos distinguir las siguientes fases: un incremento muy marcado en la luminosidad que se corresponde con la irrupción de la OC en la superficie estelar, un pronunciado máximo¹ de corta duración (de algunas horas, aunque este se prolonga a escala de días con la inclusión del CSM), una fase donde la luminosidad cae rápidamente, otra donde la luminosidad es aproximadamente constante o *plateau*, una segunda caída pronunciada en luminosidad conocida como transición y la cola radiactiva. Cada una de estas etapas se corresponde con distintos procesos físicos que subyacen y dominan la evolución de las CLs en cada instante, y que detallaremos a continuación. Esta denominación será empleada a lo largo de esta tesis al momento de referirse a cada etapa:

- **Llegada de la OC:** también conocida como *Shock Breakout* (o SBO por sus siglas en inglés). La OC generada en el interior de la estrella por la deposición de energía

¹No alcanza a verse el máximo en la [Figura 3.1](#) dado que se corta el gráfico a $\log(L) = 44.5$ para que se distingan las demás fases con mayor claridad. El máximo tiene un valor de $L = 3.35 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$.

3. Variación de parámetros

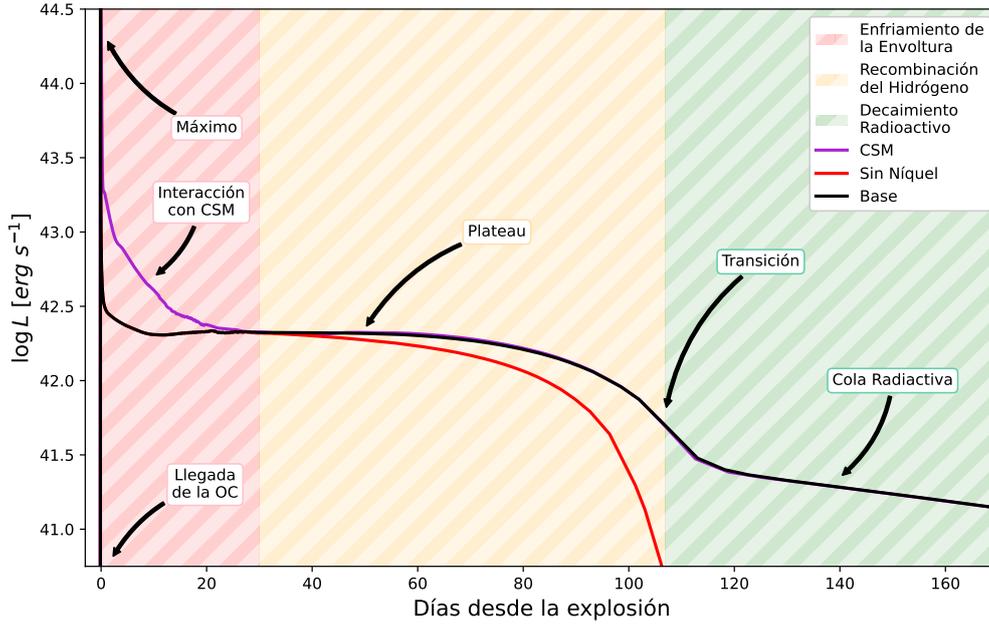


Figura 3.1. CL típica para una SN de tipo II-P. En el gráfico se muestran diferentes fases durante su evolución y el efecto de incluir un CSM al modelo inicial, cuyo efecto solo es notorio a épocas tempranas ($t \lesssim 30$ días). Adicionalmente se presenta un modelo sin material radioactivo para mostrar el claro efecto del mismo durante el final del *plateau* y la cola radioactiva.

se propaga hacia las capas exteriores de la misma hasta alcanzar la superficie estelar. El paso de la OC calienta las capas que atraviesa, alcanzando temperaturas de 10^6 K. Asimismo, cuando la OC llega a las capas más externas, las cuales tienen una profundidad óptica baja, la radiación puede comenzar a escapar del objeto. Dada las altas temperaturas alcanzadas, los fotones emitidos inicialmente serán mayoritariamente ultravioletas (UV; de ahora en adelante) y rayos X, que se emitirán en un lapso de algunos segundos a una fracción de hora. La llegada de la OC a la superficie estelar representa entonces la primera señal electromagnética de una SN, a través de un abrupto aumento en la L_{bol} del objeto.

- **Máximo:** la luminosidad de la SN aumenta en varios órdenes de magnitud durante las primeras horas desde la explosión, hasta alcanzar un máximo bien pronunciado cuyo valor depende de la energía de la explosión y de las propiedades del progenitor, pero que típicamente toma valores $\gtrsim 10^{42}$ erg s⁻¹. Este máximo está potenciado principalmente por la energía depositada por la OC, la cual está vinculada con la energía de explosión.
- **Enfriamiento:** luego del SBO el objeto se expande muy rápidamente y se enfría. Este enfriamiento causa una disminución muy abrupta de la temperatura que lleva a una rápida disminución de la L_{bol} . Al disminuir la temperatura, el máximo de la emisión se corre al rango del óptico. Luego, si bien la L_{bol} disminuye, la luminosidad en las bandas ópticas aumenta. La duración de esta fase está vinculada con la estructura de la región más externa del progenitor y el radio del mismo. Para objetos más compactos esta fase es mucho más rápida comparada a objetos más extendidos. Además, como se desarrollará en la [Sección 3.3](#), esta fase temprana depende fuertemente de la presencia

o ausencia de CSM, así como de su distribución.

- **Plateau:** la OC calienta el material a medida que lo atraviesa, y para el caso de progenitores de SNs II que poseen envolturas ricas en H, todo este material se ioniza. Posteriormente, cuando el material eyectado se expande, las temperaturas disminuyen. Al alcanzar valores cercanos a la recombinación del H —de ~ 6000 K— lo cual se da inicialmente en las capas más externas, comienza otro estadio en el cual la emisión es regulada por este proceso de recombinación. Se distinguen entonces dos regiones en la envoltura, delimitadas por un frente de recombinación. Este frente separa las capas exteriores, donde el material es frío, neutro, y por ende transparente a la radiación; y las capas interiores, donde el H se encuentra ionizado y es por ende opaco². La fotosfera, definida como aquella capa con profundidad óptica $\tau = \frac{2}{3}$, se encuentra próxima al frente de recombinación; este recede en coordenada masa (o Lagrangiana), mientras que se expande en coordenada radial. Este proceso de recombinación antes descrito deriva observacionalmente en una etapa de escasa variabilidad en la luminosidad bolométrica o amesetamiento en la CL (denominado comúnmente *plateau*); para más detalles de este proceso ver [Bersten et al. \(2011\)](#). Esta etapa suele durar unos ~ 75 días en promedio ([Martinez et al. 2022a](#), [Martinez 2023](#)), aunque la determinación de este valor está sujeta a los detalles de cómo se define cada etapa de forma sistemática (para más información, ver [Capítulo 4](#)). Cabe destacar que la duración del *plateau* posee dispersiones elevadas, de ~ 25 días. Esta fase finaliza una vez que todo el H en la envoltura se ha recombinado.

- **Transición:** la fotosfera alcanza la base de la envoltura una vez recombinada la totalidad del H presente en la misma, produciendo una caída drástica en la luminosidad. El aporte térmico de la envoltura se ve progresivamente minimizado frente al decaimiento radioactivo de níquel.

- **Cola radiactiva:** durante la propagación de la OC se producen varios isótopos inestables, principalmente el ^{56}Ni , que posee un tiempo de vida medio de 6.1 días. Este decae en ^{56}Co cuyo tiempo de vida medio es de 77.3 días. El ^{56}Co a su vez decae en el isótopo estable ^{56}Fe , completando la denominada cadena $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Durante los decaimientos radioactivos se emiten fotones γ , los cuales son reprocesados a energías en el rango del óptico antes de emerger de la fotosfera. Este proceso es el que principalmente potencia la CL durante la cola, y de allí que se la denomine *cola radiactiva*. Es importante remarcar que el decaimiento que potencia la cola radiactiva es $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, ya que prácticamente todo el níquel ha decaído una vez llegado a esta instancia. Nótese que —a escala logarítmica— la CL durante esta fase se ve como una recta con pendiente negativa. Este comportamiento es esperable si la energía producida por el proceso subyacente decrece exponencialmente en el tiempo. Precisamente esto ocurre con los procesos de decaimiento radioactivo. Como se verá luego en [Subsección 3.2.2](#) la luminosidad en la cola es una medida casi directa de la masa de ^{56}Ni producida en la explosión. Prueba de ello es la inclusión en la [Figura 3.1](#) de un modelo sin Ni (en color rojo). Como puede verse, en ausencia de material radioactivo la cola desaparece denotando que es esta cantidad la que determina principalmente la luminosidad de esta etapa.

²Esto se debe a que la opacidad está dominada por el *scattering* de electrones o *scattering* Thomson.

3.2. Parámetros globales

Uno de los principales objetivos de esta tesis es derivar parámetros físicos de SNs a través de la comparación de modelos hidrodinámicos con las observaciones. Es usual utilizar las CLs y v_f como observables para realizar dicha comparativa. En esta tesis se define la fotosfera como aquella capa donde la profundidad óptica del continuo es igual a $2/3$. Luego, definimos como v_f a la velocidad de dicha capa. Notar que la v_f se va moviendo hacia adentro en sentido Lagrangiano a medida que evoluciona la SN, siguiendo el comportamiento de la fotosfera.

Como primer paso en este trabajo, hemos investigado el efecto de variar parámetros relevantes de la explosión sobre las CLs y v_f . Las principales propiedades físicas exploradas son:

- energía de la explosión (E_{exp})
- cantidad de ^{56}Ni ($M_{56\text{Ni}}$)
- mezcla de ^{56}Ni ($\text{mix}_{56\text{Ni}}$)
- modelo del progenitor¹

El significado de cada parámetro será clarificado en las subsecciones siguientes. Además de estos parámetros, que denominaremos parámetros globales de la explosión, se analizará también el efecto en los observables ante la posible presencia de CSM. El CSM se caracterizará por medio de los siguientes parámetros:

- densidad interna del CSM (ρ_i)
- extensión del CSM (R_{CSM})

Durante gran parte del análisis se empleará un modelo de referencia que consiste de una estrella progenitora proveniente de cálculos evolutivos de [NH88](#), denotada por M15 (ver [Sección 2.2](#)). La misma posee las siguientes propiedades pre-SN: una M_{ZAMS} de $15 M_{\odot}$, M_{ej} de $12.51 M_{\odot}$, $R_{\text{pre-SN}}$ de $517 R_{\odot}$ y una M_{cut} de $1.6 M_{\odot}$. Se asumió una $M_{56\text{Ni}}$ de $0.05 M_{\odot}$, una $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ del 70% y una energía de 2 foe como valores estándar a variar. Este modelo base será variado de a un parámetro físico a la vez a fin de analizar el efecto individual de cada uno de ellos. Si bien para la exploración de los parámetros globales se utilizó un modelo evolutivo, para el análisis de las propiedades del CSM se optó por utilizar (por simplicidad) modelos paramétricos de doble politropa. Para la distinción de estos dos tipos de modelos pre-SN ver la [Sección 2.2](#).

Un aspecto importante del análisis siguiente es que los parámetros que denominamos globales (E_{exp} , $M_{56\text{Ni}}$, $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ y $M_{\text{pre-SN}}$) determinan principalmente la evolución de las CLs y las v_f a $t \gtrsim 30$ días. Por otra parte, la presencia de un CSM moderado solo afecta los modelos a $t \lesssim 30$ días (ver [Morozova et al. 2017](#)). No obstante, el efecto del CSM pasa a ser considerable cuando la interacción se vuelve dominante debido a la presencia de un CSM denso. Los objetos que presentan un CSM denso se clasifican espectroscópicamente por la presencia de líneas angostas que perduran durante toda la evolución y sus CLs se ven notoriamente distintas a las estudiadas en esta tesis. Dichos objetos se los conoce en la literatura como SNs IIn (ver [Sección 1.2](#)). Luego, para objetos normales sin indicios de interacción fuertes, la derivación de parámetros puede desacoplarse en dos etapas, una primera

¹Los nombres de los modelos referencian la masa en la ZAMS de cada progenitor. Sin embargo, las principales propiedades físicas afectadas al modificar el progenitor son el radio y masa pre-SN. Para más información, consultar la [Sección 2.2](#).

etapa donde se infieren los parámetros globales y la otra donde se estudian las propiedades del CSM, que afectan a la etapas anteriores ($t \lesssim 30$ días). Esta será la metodología a seguir en esta tesis al momento de analizar a la SN 2020tlf.

3.2.1. Energía de la explosión

El primer parámetro a estudiar es la energía depositada en el interior del progenitor, conocida como energía de la explosión (E_{exp}). En el código hidrodinámico presentado en la [Sección 2.1](#), la E_{exp} es inyectada a una coordenada Lagrangiana cercana al núcleo rico en Fe de la estrella, denominada M_{cut} . La elección no es arbitraria, sino que se espera que en esta región se forme la OC. La deposición no es instantánea, sino que es una función decreciente en el tiempo y de carácter exponencial, con dos parámetros libres fijados por el usuario. Para más detalles, consultar [Bersten \(2010\)](#).

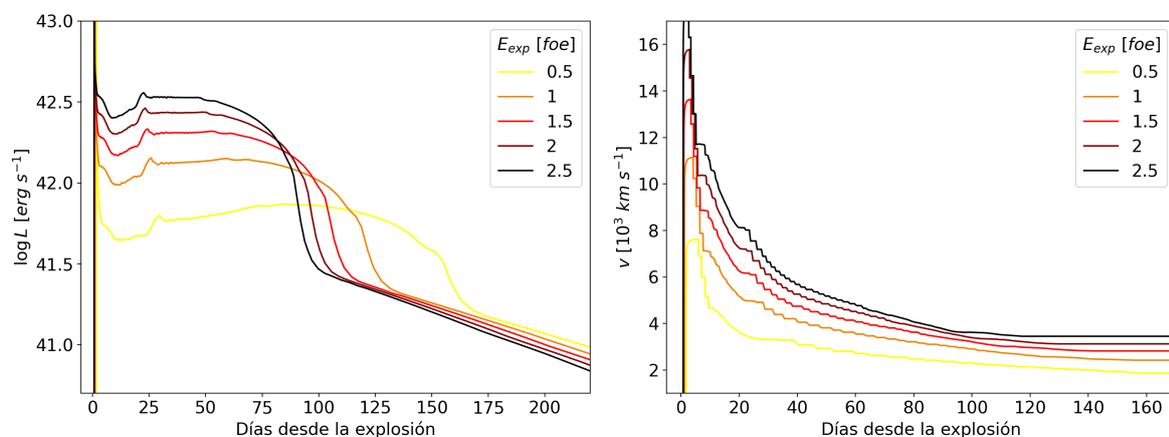


Figura 3.2. Efecto de la E_{exp} sobre las CLs (izq.) y las v_f (der.); las energías están en unidades de foe. Puede verse que los eventos más energéticos conducen a CLs más luminosas a costa de una menor duración del *plateau*, y una leve disminución en la luminosidad de la cola radiactiva. Asimismo, se observa que a mayor E_{exp} , resultan mayores las v_f durante toda su evolución.

En la [Figura 3.2](#) se muestra el efecto sobre las CLs (panel izquierdo) y v_f (panel derecho) al modificar el parámetro E_{exp} considerando valores de energías de 0.5, 1, 1.5, 2 y 2.5 foe. Además, en la [Figura 3.3](#) se muestra una ampliación del efecto en la CL a $t < 3$ días. A mayor E_{exp} inyectada se encuentra que:

- la luminosidad máxima es mayor y se da a épocas más tempranas (ver [Figura 3.3](#)). Esto es consecuencia de que el SBO ocurre antes, ya que la OC avanza más rápidamente al poseer más energía;
- aumenta la luminosidad durante el enfriamiento;
- aumenta considerablemente la luminosidad durante el *plateau* pero se reduce la duración de esta fase. La luminosidad durante la etapa del *plateau* aumenta al haber más energía disponible por unidad de masa ([Young, 2004](#)), pero al expandirse más rápidamente acelera su enfriamiento y reduce así la duración del *plateau*. En conclusión, esta etapa es la más sensible frente a cambios en E_{exp} ;
- decrece levemente la luminosidad de la cola radiactiva, pero es un efecto menor comparado a los anteriores items. Esto es de esperarse ya que dicha fase mayoritariamente depende del valor de la masa de ^{56}Ni asumida (ver [Subsección 3.2.2](#));

3. Variación de parámetros

- las v_f poseen valores más elevados durante toda su evolución. Debe notarse sin embargo que las velocidades del material eyectado comienzan a estabilizarse en torno a un valor aproximadamente constante, una vez transcurridos ~ 100 días desde la explosión.

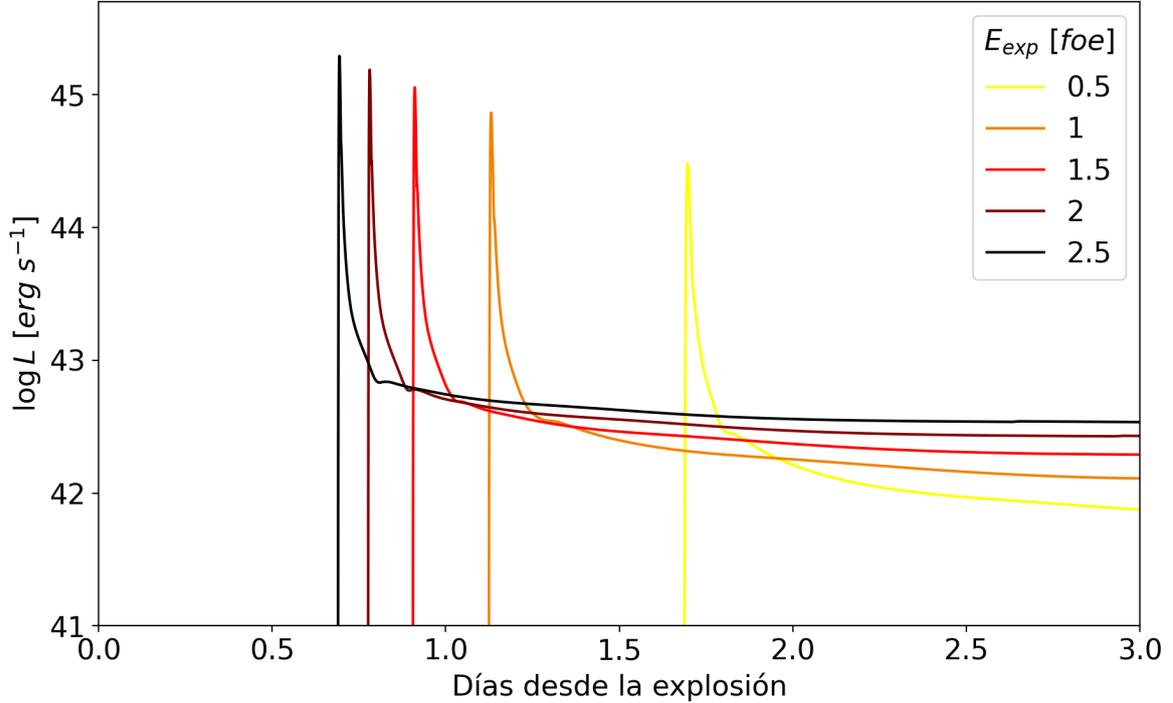


Figura 3.3. CLs para distintas E_{exp} durante los primeros 3 días desde la deposición de energía.

3.2.2. Cantidad de níquel

La presencia de material radioactivo, principalmente níquel, en el material eyectado de una SN tipo II es consecuencia de la nucleosíntesis explosiva que sucede cuando se propaga la OC en el interior estelar. Si bien la cantidad de níquel es pequeña, del orden de una centésima, altera notoriamente su CL. En la **Figura 3.4** se muestra el efecto sobre las CLs (panel izquierdo) y v_f (panel derecho) al analizar distintos modelos con valores de M_{56Ni} de 0.08, 0.05, 0.02 M_{\odot} . También se incluye un modelo sin ^{56}Ni . De la figura puede verse que:

1. la cola radioactiva es la principal fase afectada por variaciones en la M_{56Ni} .
2. una menor M_{56Ni} se traduce en una menor luminosidad durante la cola radiactiva.
3. se observa que a mayor M_{56Ni} , se aplana la pendiente del *plateau*, así como también aumenta levemente su duración.
4. la cola desaparece cuando no se considera la presencia de ^{56}Ni en la simulación.
5. la evolución de la v_f no se ve afectada por la presencia de níquel. Esto se debe a que el Ni no altera significativamente la dinámica de la fotosfera.

En otras palabras, la luminosidad de la cola radiactiva es una medida directa de la cantidad de níquel producido en la SN, y el proceso físico subyacente es el decaimiento $^{56}Ni \rightarrow ^{56}Co \rightarrow ^{56}Fe$, como se explicó en la **Sección 3.1**.

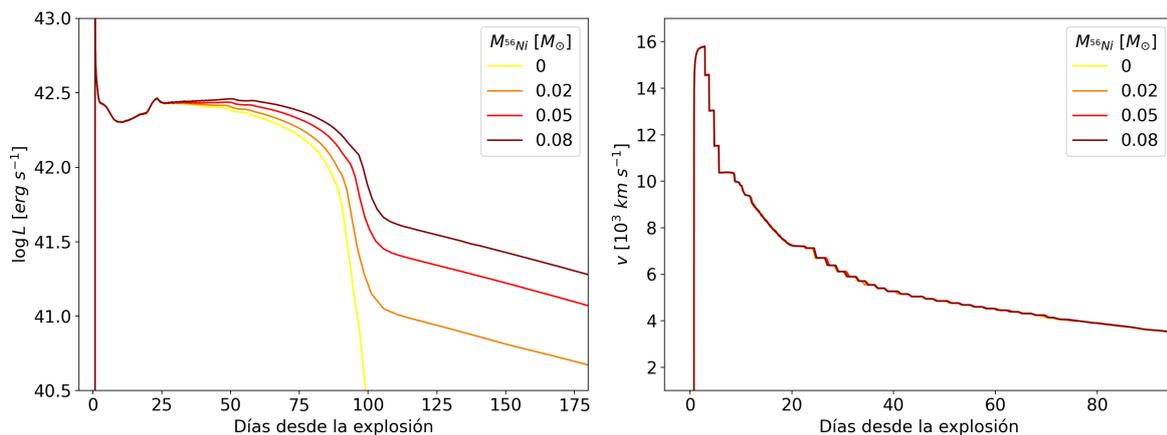


Figura 3.4. Comparación de CLs (izq.) y v_f (der.) para modelos con diferentes masas de níquel en unidades de M_{\odot} .

3.2.3. Mezcla de níquel

Así como en el análisis previo se mostró que la $M_{56\text{Ni}}$ presente en el progenitor influye sobre la cola radiactiva de las CLs, es igualmente importante destacar que la distribución del Ni en el progenitor también altera los resultados del modelado.

Este parámetro de distribución del níquel que hemos denominado $\text{mix}_{56\text{Ni}}$, por simplicidad se asume uniforme. Así, el ^{56}Ni queda restringido a una región acotada del interior de la estrella, y se parametriza en proporción a la extensión en masa hasta donde dicho material se ha distribuido. Así, tomaremos mezclas de níquel al 20 %, 50 %, 70 % y 100 % de la extensión del objeto, donde 100 % representa la presencia de ^{56}Ni distribuido uniformemente hasta la superficie. Estos modelos se muestran en la [Figura 3.5](#).

De la figura puede verse que a mayor mezcla (valores más altos de $\text{mix}_{56\text{Ni}}$), aumenta levemente la luminosidad durante la etapa del *plateau* y se reduce su duración. Incluso puede apreciarse una leve modificación en la pendiente del *plateau*, que se vuelve menos empinada (ver discusión al respecto en [Bersten et al. 2011](#)). Asimismo, una mayor mezcla resulta en una leve disminución de la luminosidad de la cola radiactiva, alterando en menor medida el posible valor de $M_{56\text{Ni}}$.

Un fenómeno de gran interés surge para mezclas bajas $\lesssim 20\%$, donde puede distinguirse una disminución anticipada de la luminosidad del *plateau*, que se estabiliza durante unos días antes de pasar a la etapa de transición propiamente dicha. A esta característica particular se la ha denominado en este trabajo como *escalón*, y se vuelve relevante en esta tesis al estudiar el caso particular de la SN 2020tlf en la [Sección 5.1](#). Un comportamiento similar en la CL hacia el final del *plateau* ya ha sido encontrado con anterioridad en la literatura, bajo condiciones similares de baja mezcla de ^{56}Ni (ver [Utrobin 2007](#)).

Tal como se ha encontrado para el análisis de $M_{56\text{Ni}}$ previo, aquí tampoco se ven modificaciones en las v_f durante toda la evolución al considerar distintas $\text{mix}_{56\text{Ni}}$.

3.2.4. Modelo del progenitor

Para este análisis se han utilizado los modelos evolutivos pre-SN de diferentes masas calculados por [NH88](#) que se han presentado en el [Sección 2.2](#). Nótese que tanto la masa como el radio pre-explosión varían en cada caso, por lo tanto no es posible analizar el efecto de cada uno de estos parámetros por separado. Por otro lado, es importante reiterar la diferencia entre masa inicial de la estrella o M_{ZAMS} y la $M_{\text{pre-SN}}$. Es esperable que estas últimas sean

3. Variación de parámetros

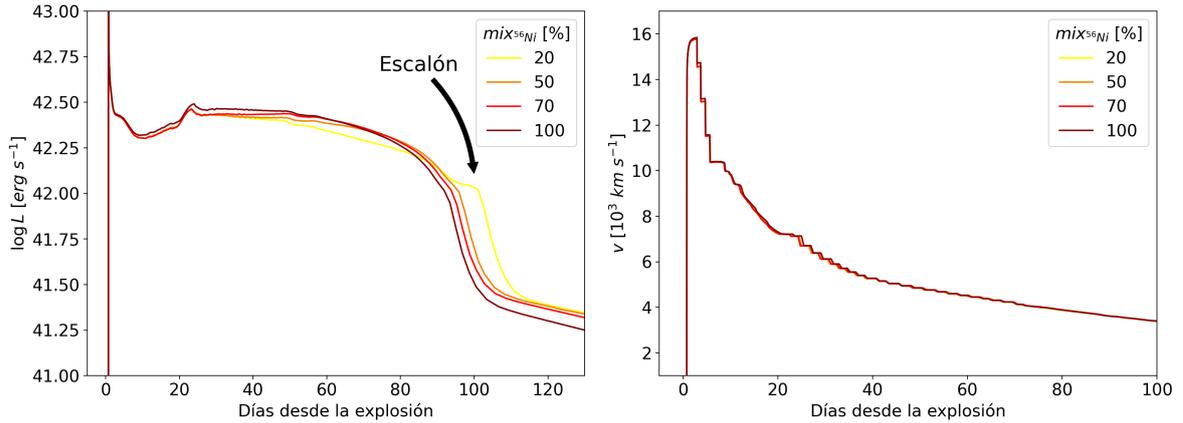


Figura 3.5. Comparación de CLs (izq.) y v_f (der.) a distintas mezclas de níquel.

menores debido a los episodios de pérdida de masa durante la evolución estelar de estrellas masivas. En la [Tabla 2.1](#) se muestran las propiedades más relevantes de cada modelo, y en la [Figura 2.1](#), se muestran los perfiles de densidad pre-SN de estos modelos como función de la masa.

En la [Figura 3.6](#) se muestra el efecto sobre las CLs y v_f al emplear distintos modelos iniciales. Para las CLs puede apreciarse que —en líneas generales— para progenitores más masivos aumenta la luminosidad total de la SN; en lo respectivo al *plateau*, aumenta su duración, su pendiente se vuelve más empinada, y se vuelve más suave la transición a la cola radiactiva (en contraste con la transición más bien brusca en progenitores de masa menor). El progenitor M13 es una excepción a este comportamiento, pues posee un *plateau* más luminoso que los casos de M15 y M18, si bien dura menos y la transición es más marcada según lo estipulado. También es notoria la paridad en luminosidad del *plateau* entre los progenitores M15 y M18.

Estudios previos han mostrado que la luminosidad durante la fase de *plateau* disminuye con la masa y se incrementa su duración. No obstante, esto se encontró asumiendo un valor fijo del radio del progenitor. En cambio, un aumento en el radio del progenitor produce un incremento tanto en la luminosidad como en la duración del *plateau*, siempre y cuando se asuma un valor de la masa fijo (ver por ejemplo [Bersten et al. 2011](#) y [Utrobin 2007](#)). A primera vista lo hallado en la [Figura 3.6](#) podría parecer contradictorio con los comportamientos esperados. Sin embargo, en el escenario aquí presentado tanto la masa como el radio varían según el modelo y particularmente el modelo M15 posee un radio menor que el modelo M13 (ver [Tabla 2.1](#)). Por lo tanto, al variar simultáneamente los dos parámetros del modelo progenitor, se complejiza el efecto resultante sobre las CLs y v_f .

En lo respectivo a las v_f , puede verse que la velocidad máxima disminuye para modelos iniciales más masivos. El mismo comportamiento se mantiene durante los primeros ~ 50 días desde la explosión. Posteriormente se vuelven indistinguibles entre sí las v_f de los modelos.

3.3. Parámetros del CSM

A continuación nos proponemos estudiar el efecto de los parámetros del CSM sobre las CLs y v_f , a saber: ρ_i y R_{CSM} . En las simulaciones presentadas a continuación se emplea un modelo de doble polítropa con los siguientes parámetros globales de la explosión: E_{exp} de 1.5 foe, masa y radio pre-SN¹ de $15 M_{\odot}$ y $400 R_{\odot}$ respectivamente, $M_{56\text{Ni}}$ de $0.05 M_{\odot}$ y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$

¹Aquí no se han utilizado modelos evolutivos, por lo tanto no es posible definir una M_{ZAMS} .

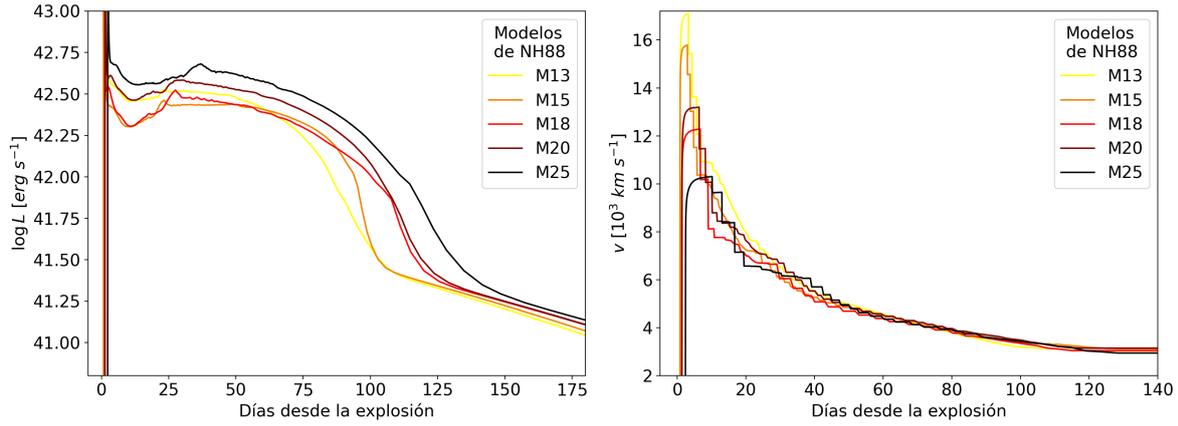


Figura 3.6. Comparación de CLs (izq.) y v_f (der.) para diferentes modelos progenitores descritos en la [Sección 2.2](#).

de 70 %. La densidad del CSM adosado artificialmente sigue una ley de potencias $\rho \propto r^{-\alpha}$ de tipo viento estacionario ($\alpha = 2$). Para más detalles de la inclusión de CSM *ad hoc*, consultar la [Sección 2.3](#).

3.3.1. Densidad interna del CSM

El primer parámetro asociado al CSM aquí analizado es la densidad interna o ρ_i , representada a escala logarítmica y en unidades de g cm^{-3} . En la [Figura 3.7](#) se comparan las CLs y v_f para un progenitor con una extensión fija del CSM de $800 R_\odot$, mientras que el parámetro $\log(\rho_i)$ toma valores de -8, -8.5, -9 y -9.5. Por otra parte, en la [Figura 3.8](#) se muestran los perfiles de densidad de los modelos presentados. Allí se ve que cuando la densidad disminuye a un valor ρ_i , la envoltura es reemplazada por un perfil que sigue una ley de potencias $\rho \propto r^{-2}$, asumiendo un viento estacionario que se adosa al modelo inicial. Dicha estructura se ve como un cambio abrupto en la pendiente de cada perfil.

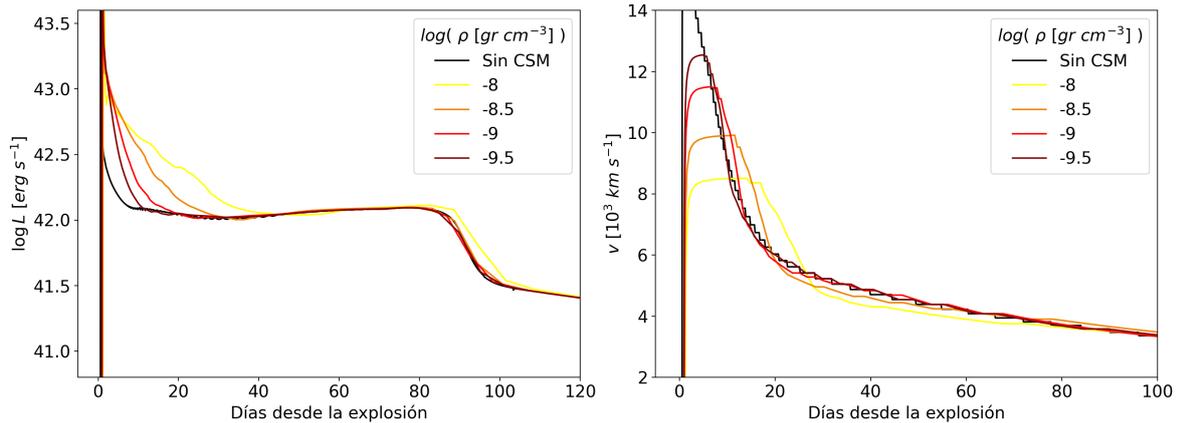


Figura 3.7. Comparación de CLs (izq.) y v_f (der.) a distintos valores de $\log(\rho_i)$, para una extensión fija del CSM de $800 R_\odot$. En negro se incluye un modelo sin CSM a modo de comparación.

Físicamente, tanto la densidad interna como la distribución del CSM dependen de la tasa de pérdida de masa de la estrella en las etapas finales de su vida. Dada la densidad del viento, su velocidad y extensión del CSM, es posible estimar la tasa de pérdida de masa para los

3. Variación de parámetros

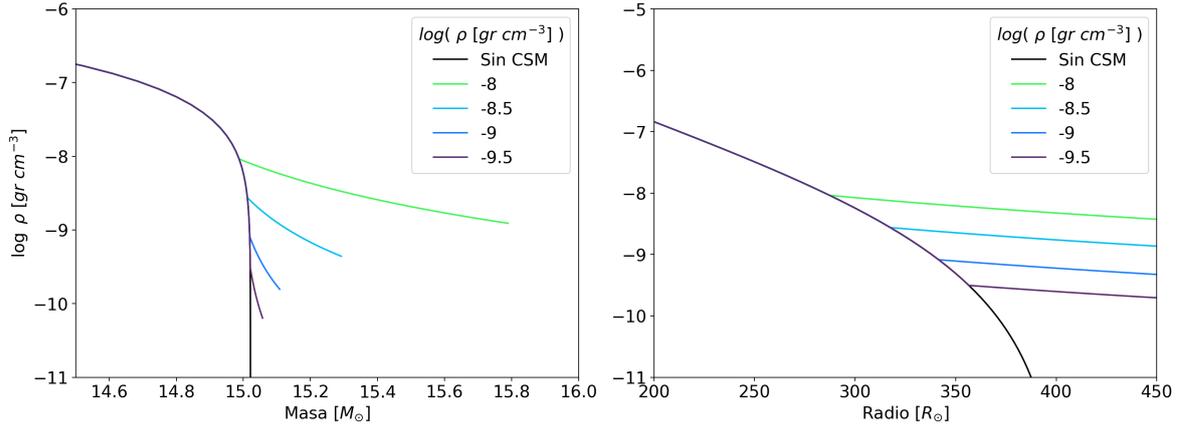


Figura 3.8. Modificación del perfil inicial del progenitor para tomar en cuenta la presencia del CSM. Diferentes valores de $\log(\rho_i)$ son presentados, asumiendo un valor fijo de $R_{\text{CSM}} = 800 R_{\odot}$. Sin embargo, el gráfico se presenta hasta $R = 450 R_{\odot}$ para mayor claridad. En el panel izq. (der.) se muestra el perfil de densidad en función de la masa (radio). Nótese que a mayor ρ_i , aumenta la masa final del progenitor. En negro se incluye un modelo sin CSM a modo de comparación.

modelos presentados. En la [Tabla 3.1](#) se muestran las estimaciones de la pérdida de masa (\dot{M}) en $M_{\odot} \text{ años}^{-1}$ y de la masa total del CSM (M_{CSM}) en M_{\odot} para los modelos utilizados, indicados por su valor de ρ_i . Se observa —como es de esperar— que a mayor ρ_i para un R_{CSM} fijo, aumenta la M_{CSM} . Esto se condice además con una mayor \dot{M} .

| $\log(\rho_i [\text{g cm}^{-3}])$ | $\dot{M} [M_{\odot} \text{ años}^{-1}]$ | $M_{\text{CSM}} [M_{\odot}]$ |
|-----------------------------------|---|------------------------------|
| -8 | 0.731 | 0.802 |
| -8.5 | 0.267 | 0.28 |
| -9 | 0.092 | 0.09 |
| -9.5 | 0.038 | 0.037 |

Tabla 3.1. Tasas de pérdida de masa y M_{CSM} para los modelos de ρ_i presentados.

Los valores presentados son varios órdenes de magnitud superiores a lo indicado por las observaciones actuales de RSG, cuyos valores de \dot{M} son típicamente del orden de $\sim 10^{-5} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$ ([Beasor et al. 2020](#), [Humphreys et al. 2020](#)). Sin embargo, los valores presentados en la [Tabla 3.1](#) son acordes a los encontrados en otros trabajos que modelan las CLs tempranas de SNs II (ver por ejemplo [Morozova et al. 2017](#), [Yaron et al. 2017](#)). Estas diferencias en \dot{M} representan un problema abierto de amplia discusión en la literatura (ver [Smith 2014](#), [Moriya et al. 2018](#)).

Del panel izquierdo de la [Figura 3.7](#) puede apreciarse el claro efecto que tiene la inclusión de CSM en la CL temprana, a épocas $\lesssim 40$ días. Principalmente, se encuentra que la incorporación de CSM a los modelos iniciales afecta a la fase de enfriamiento. Puntualmente, se observa que a mayor ρ_i la fase de enfriamiento posee una duración mayor, así como una pendiente menor. Esta dilatación del enfriamiento repercute sobre la etapa del *plateau*, cuya

duración disminuye. De hecho la duración combinada de las fases de enfriamiento y *plateau*² se mantiene constante, ya que la etapa de transición en todos los modelos ocurre aproximadamente en el mismo rango temporal (entre $\sim 80 - 100$ días post-exposición). El único caso donde parece dilatarse también el intervalo de transición se da en el modelo de $\log(\rho_i) = -8$. Esto posiblemente se atribuye a que densidad del CSM es sumamente alta y por lo tanto puede que comience a afectar a otras etapas de la CL.

Un claro efecto en las v_f también se ve en presencia de un CSM (ver panel derecho de la [Figura 3.7](#)). Principalmente se destaca que, a mayor ρ_i , el valor máximo de v_f disminuye. En paralelo, se observa un ensanchamiento en la distribución de velocidades para ρ_i más grandes. No obstante, el efecto del CSM deja de ser considerable para $t \gtrsim 30$ días.

La presencia del CSM altera la evolución temprana de las SNs debido a su interacción con la OC tras el SBO. Cuando la OC alcanza la superficie estelar, se encuentra con un material extra que ralentiza la expansión produciendo una emisión menos pronunciada durante el máximo. Así, se retrasa considerablemente el enfriamiento del material hasta alcanzar la temperatura de recombinación del H, disminuyendo efectivamente el estadio de *plateau*. En lo respectivo a las v_f , la presencia del CSM desacelera las capas mas externas de la estrella, y eso repercute en las velocidades resultantes.

3.3.2. Extensión del CSM

El otro parámetro de gran importancia es la extensión R_{CSM} hasta la cual incluiremos la presencia de CSM en el progenitor. Los detalles de su definición pueden encontrarse en la [Sección 2.3](#). En la [Figura 3.9](#) se contrastan las CLs (panel izq.) y v_f (panel der.) para un progenitor en presencia de un CSM con un valor de $\log(\rho_i)$ fijo de -8.5 , y para diferentes valores de R_{CSM} de 600, 800, 1000 y 1200 R_{\odot} . En la [Figura 3.10](#) se presentan los perfiles de estos modelos. De los mismos puede inferirse que al extender la distribución del CSM esto implica un aumento total en la masa del objeto. Aquí se ha empleado el mismo modelo progenitor y parámetros de la explosión que los usados en la [Subsección 3.3.1](#).

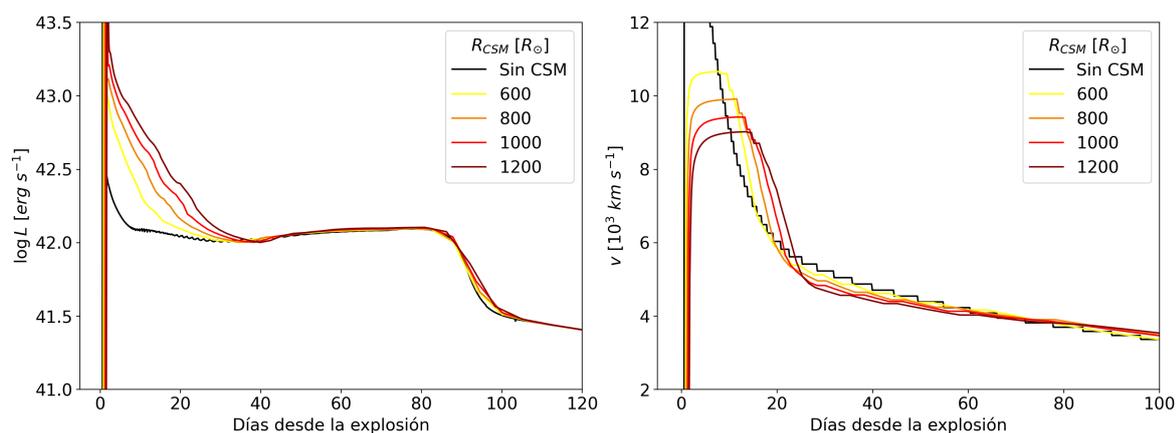


Figura 3.9. Comparación de CLs (izq.) y v_f (der.) a distintas extensiones del CSM, para una densidad interna del CSM fija con un valor de $\log(\rho_i [\text{erg s}^{-1}]) = -8.5$. En negro se incluye un modelo sin CSM a modo de comparación.

²El intervalo temporal que abarcan las fases de enfriamiento y *plateau* en este trabajo se denotan Cd y Pd, respectivamente. Al intervalo temporal combinado de ambas se lo denomina *fase ópticamente gruesa* debido a la elevada opacidad de la fotosfera durante este período, y se denota OPTd. La relación entre estos intervalos es sencillamente $\text{OPTd} = \text{Cd} + \text{Pd}$. Para más información sobre la denominación técnica de estos intervalos, consultar la [Sección 4.2](#) y [Martinez et al. \(2022a\)](#).

3. Variación de parámetros

De la **Figura 3.9**, se ve que a mayor R_{CSM} aumenta la luminosidad y duración de la fase de enfriamiento, y la pendiente durante el enfriamiento se vuelve levemente menos abrupta. Nuevamente, se encuentra que es despreciable el efecto sobre la evolución posterior a $t \gtrsim 40$ días. Por otro lado, se encuentra que la variación en R_{CSM} también afecta a la duración de la etapa de *plateau* de manera similar a la discutida en la **Subsección 3.3.1**. Es decir, la duración combinada de enfriamiento y *plateau* permanece constante, y como el enfriamiento aumenta su duración, luego la duración del *plateau* se ve disminuida. Para las v_f , a mayor extensión se tiene un máximo en velocidades menos pronunciado aunque ligeramente más ancho en el tiempo. Esto se debe a que a mayor R_{CSM} (y por ende, mayor masa) disminuye la energía disponible por unidad de masa, lo cual ralentiza la OC. Esto implica una reducción efectiva en las velocidades, que se estabilizan en la evolución posterior. El efecto del R_{CSM} en las CLs y v_f es similar al del ρ_i , lo cual muestra que existe una degeneración entre estos parámetros. En este sentido, es posible que el parámetro del CSM que mayor efecto produzca sea la M_{CSM} involucrada más que su distribución específica.

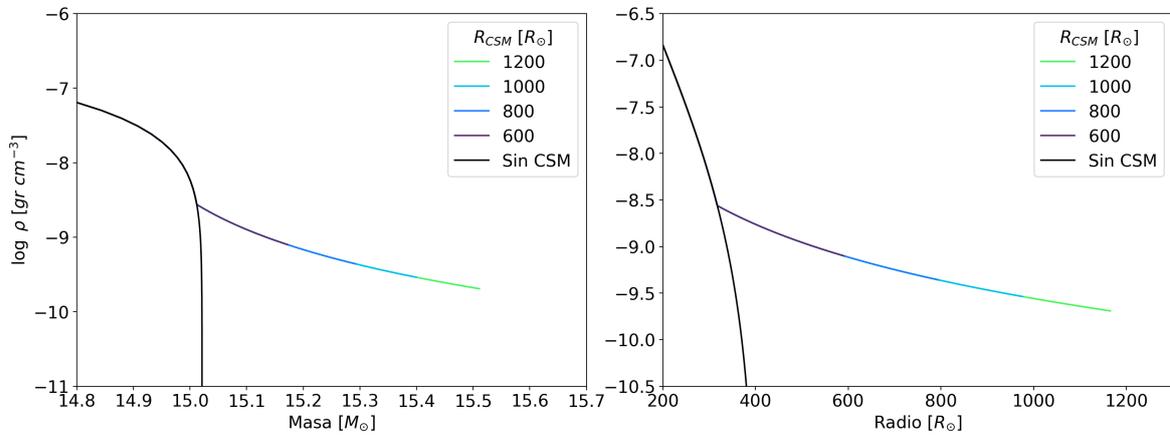


Figura 3.10. Modificación del perfil inicial del progenitor para tomar en cuenta la presencia del CSM. Diferentes valores de R_{CSM} son presentados, asumiendo un valor fijo de $\log(\rho_i) = -8.5$. En el panel izq. (der.) se muestra el perfil de densidad en función de la masa (radio). Nótese que a mayor R_{CSM} , aumenta la masa final del progenitor. En negro se incluye un modelo sin CSM a modo de comparación.

Capítulo 4

SN 2020tlf: características observacionales

En este capítulo se brinda una descripción detallada del objeto de estudio de esta tesis, la SN 2020tlf. Este objeto fue elegido porque representa la primera SN con características normales que presenta una emisión previa a la explosión, conocido como *precursor*. Previamente se ha encontrado este tipo de precursores en SNs II_n con signos claros de interacción con CSM en toda su evolución. La existencia de dicha emisión muestra que hay muchos interrogantes vinculados a las etapas evolutivas finales de las estrellas masivas. En la [Sección 4.1](#) se presenta una descripción de los datos existentes para la SN 2020tlf. Estos provienen mayoritariamente del trabajo de [JG22](#). Luego, en la [Sección 4.2](#) se ha derivado un conjunto de parámetros observacionales que caracterizan las CLs de SNs II. Dichos observables serán comparados con los observables provenientes de una gran muestra existente de SNs II.

4.1. Observaciones

Esta sección provee un resumen de las observaciones disponibles publicadas en el trabajo de [JG22](#). Las figuras aquí presentadas fueron tomadas de dicho trabajo y se han incluido para que el lector pueda seguir las descripciones realizadas sin necesidad de consultar directamente esa publicación. En [JG22](#) presentaron un extenso análisis espectroscópico y fotométrico de la SN 2020tlf, que abarca un gran conjunto de datos y cobertura temporal. A continuación se detalla la información más relevante de las observaciones utilizadas.

La SN 2020tlf fue reportada por primera vez al “Transient Name Server” el 16 de Septiembre de 2020 por el telescopio espacial ATLAS. Sin embargo, las primeras detecciones de esta SN fueron realizadas por el PS1 con algunos días de anticipación, siendo su primera detección el 5 de septiembre de ese año. Esta SN se ubica a 9.3” al este y 6.9” al sur del núcleo de NGC 5731, una galaxia de tipo SABcd. La misma posee una extinción estimada de $E(B-V) = 0.018$. En el trabajo de [JG22](#) se asumió un corrimiento al rojo de $z = 0.008463 \pm 0.0003$ ([Oosterloo & Shostak, 1993](#)), correspondiente a una distancia de 36.8 ± 1.29 Mpc para una cosmología Λ CDM estándar. Lamentablemente no existen estimaciones de distancia independientes. En la [Figura 4.1](#) se muestra una imagen de la SN 2020tlf a los 6 días de la explosión, cuando su brillo aún era comparable al de su galaxia anfitriona.

4.1.1. Fotometría

En lo respectivo a la fotometría, se cuenta con una amplia cobertura en longitud de onda de la SN desde rayos X hasta radio y con alta cadencia en las bandas UV, óptico e infrarrojo cercano (NIR según sus siglas en inglés, en adelante). Este conjunto de datos ha sido recopilado gracias a una multitud de instrumentos, a saber:

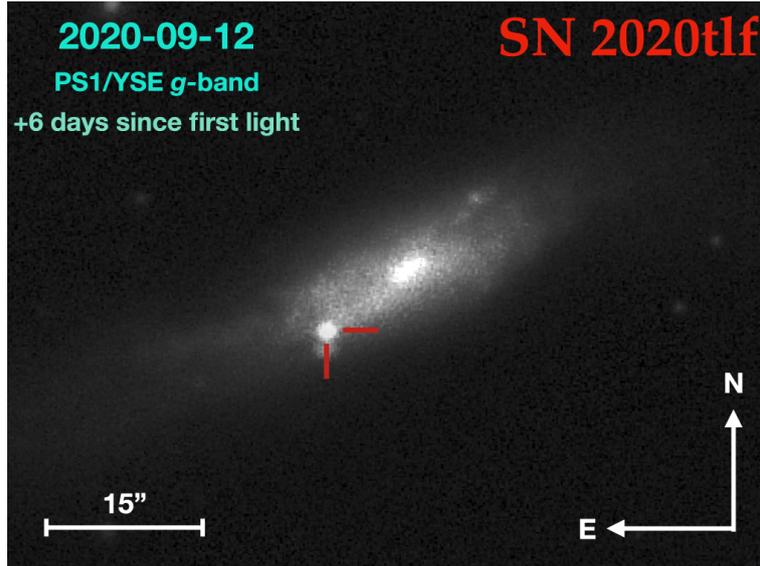


Figura 4.1. Imagen de la SN 2020tlf con su galaxia anfitriona, NGC 5731. La misma corresponde a la banda g del PS1, y fue tomada 6 días después de la explosión. Cortesía de los autores de [JG22](#).

- *Swift* (UV y rayos X)
- PS1 (bandas *griz*)
- ATLAS (bandas *co*)
- LCO (bandas *ugri*)
- *Lulin* (bandas *BVgr*)
- ZTF (bandas *gr*)
- VLA (banda X^1)

En la [Figura 4.2](#) se presentan las CLs en diferentes bandas fotométricas de la SN 2020tlf, publicada como parte del trabajo de [JG22](#). Allí se muestran datos a tiempos muy próximos a la explosión, provenientes de ATLAS, LCO y ZTF. Estos datos evidencian el abrupto aumento en luminosidad, y ha permitido a los autores estimar el tiempo de la explosión o *first light* a $t_0 = 59098.7$ MJD. En esta tesis se utilizará dicho valor para hacer referencia al instante de explosión.

Por otra parte, se destaca claramente una excelente cobertura fotométrica y temporal durante los primeros 40 días luego de la explosión en gran cantidad de bandas (*w2*, *m2*, *w1*, *u*, *B/b* y *V/v* de Swift). Esta cobertura permitió observar la subida en luminosidad hasta alcanzar el máximo en distintas bandas, lo cual no es comúnmente observado y menos aún con la cobertura fotométrica presentada.

La etapa de plateau posee una buena cobertura general, exceptuando quizás el rango de $\sim 40 - 60$ días donde *plateau* se contó con datos de tres bandas (*u*, *B/b* y *V/v* de Swift). Por otro lado, la transición a la cola radioactiva también ha sido observada en escasas frecuencias. Esto último es importante pues podría afectar la interpretación de una posible característica encontrada y modelada en la [Sección 5.1](#), que hemos denominado *escalón*. Como se verá más adelante, el mejor modelo hallado reproduce esa peculiar característica vista en la fase de transición. Sin embargo, en vistas de la falta de cobertura fotométrica durante dicha fase, el *escalón* podría deberse a un artefacto introducido por las incertezas en el cálculo de la CL bolométrica. Finalmente notamos la buena cobertura fotométrica durante la cola radioactiva, mayoritariamente en las bandas *griz* del PS1 y ZTF que son las principales bandas que contribuyen al flujo bolométrico a estas épocas.

¹Banda en radio ($3 - 10^9$ Hz), no confundir con rayos X ($10^{16} - 10^{20}$ Hz).

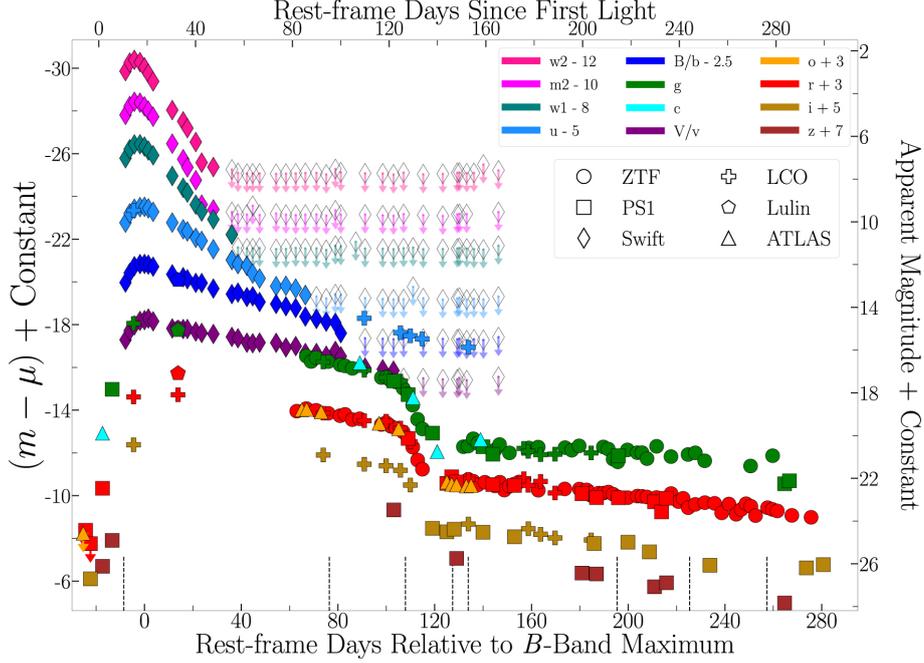


Figura 4.2. Datos fotométricos de la SN 2020tlf en magnitud absoluta y con un corrimiento arbitrario entre diferentes bandas agregado para una mejor visualización. Se grafican con distintos colores los datos de diferentes bandas, y con distinto marcador se indica el instrumento que realizó la observación. Para el caso del observatorio Swift se incluyen además las no detecciones, atenuadas e indicando el límite superior en magnitud. Cortesía de los autores de [JG22](#).

La confección de la CL bolométrica en [JG22](#) se llevó a cabo utilizando los datos fotométricos observados por ZTF, PS1, LCO, ATLAS y Swift. Para los intervalos sin información completa se realizó una interpolación de cada banda observada utilizando polinomios *splines* de bajo orden. Luego, se ajustó un modelo de cuerpo negro (BB) a la fotometría observada y se integró dicho modelo. El ajuste de BB provee además la evolución del radio y la temperatura del BB. En el presente trabajo se utilizará la CL bolométrica obtenida con esta metodología. Sin embargo notamos que existen métodos más precisos para el cálculo de la L_{bol} como los presentados en [Martinez et al. \(2022a\)](#). Es nuestra intención en el futuro volver a hacer dicho cálculo con otros métodos.

4.1.2. Espectroscopía

Con respecto a la espectroscopía, desafortunadamente no existe una buena cobertura de la SN 2020tlf durante la fase fotosférica ($t < 130$ días), lo cual es importante para medir las velocidades de algunas líneas que luego se podrían comparar con las v_f de los modelos hidrodinámicos y determinar mejor los parámetros físicos de este objeto (ver [Sección 5.2](#)). Las observaciones espectroscópicas disponibles han sido tomadas con los espectrógrafos DEIMOS, LRIS y NIRES (del observatorio Keck), Kast (Shane) y Binospec (MMT).

En la [Figura 4.3](#) se muestra el conjunto de espectros de la SN 2020tlf presentados en [JG22](#). Hay un único espectro temprano de este objeto a los 10 días desde la explosión, que reveló líneas de emisión angostas consistentes con la posible presencia de CSM. Lamentablemente, al ser tan temprano dicho espectro no cuenta con líneas de absorción que puedan utilizarse como trazadores de la v_f . El siguiente espectro fue tomado recién a los 95 días, ya que no se han podido realizar observaciones espectroscópicas desde Tierra durante los meses previos

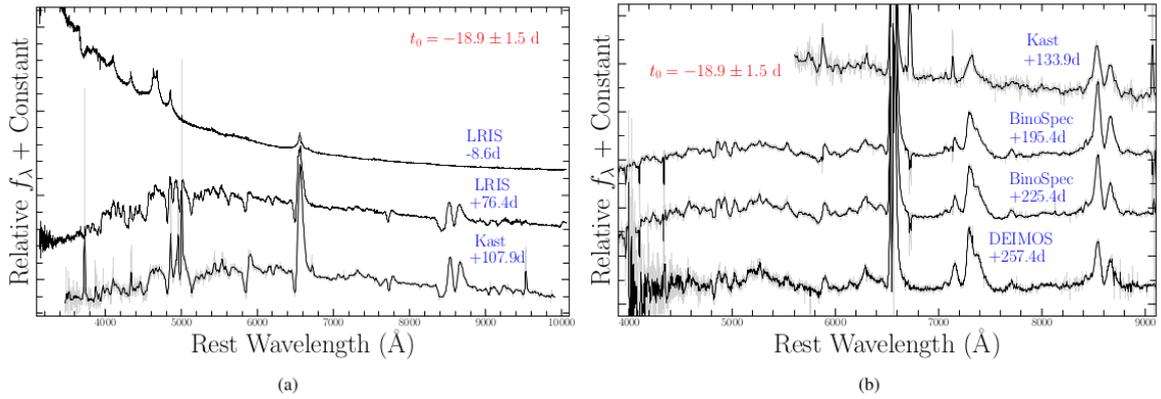


Figura 4.3. Datos espectroscópicos de la SN 2020tlf. Se presentan los espectros a 10, 95, 126, 152, 214, 244 y 276 días post-exposición. Los instantes de tiempo se encuentran referidos al tiempo del máximo en la banda B. Cortesía de los autores de [JG22](#).

debido a la posición del Sol. Este espectro presenta *blanketing* de líneas provenientes de metales presentes en la envoltura rica en H, una característica propia de espectros tomados durante la fase de recombinación. Posteriormente se han tomado espectros a 126, 152, 214, 244 y 276 días post-exposición. Estos espectros muestran características típicas de una SN transicionando a la fase nebular, como es esperable para las fechas en que fueron tomados. Los autores de [JG22](#) han comparado los espectros nebulares con modelos de fase nebular, obteniendo un rango de masas para el progenitor de la SN 2020tlf de 10-12 M_{\odot} .

Solo los espectros a épocas menores a 130 días son de interés para nuestro análisis. Luego, como hemos mencionado antes, el espectro se transforma en nebular y comienza a estar dominado por líneas de emisión. Si bien estudiar las propiedades nebulares de la SN 2020tlf es de gran interés, escapa al propósito de este trabajo.

| Elemento | Fase [días] | Velocidad [km s ⁻¹] | Referencia |
|----------------|-------------|----------------------------------|------------|
| Fe II (5169 Å) | 95.3 | 2026.7 | [1] |
| | 126.8 | 1747.3 | |
| H $_{\alpha}$ | 95.3 | 3153.7 | |
| | 126.8 | 3097 | |
| H $_{\beta}$ | 95.3 | 2698.6 | |
| | 126.8 | 2537.6 | |
| Ca I (8498 Å) | 95.3 | 5361 | [2] |

Tabla 4.1. Velocidades estimadas para diferentes elementos calculadas en dos épocas. La línea de Fe II 5169 Å es la que usualmente se usa como estimadora de la velocidad fotosférica. [1] Indica datos provistos para este trabajo por parte de Keila Ertini, mientras que [2] indica el valor de la línea de Ca I derivado por [CU22](#). Dicha línea no se considera un buen estimador de la v_f de las SNs, pero se incluye por completitud en el análisis.

Para derivar parámetros físicos a través del modelado hidrodinámico se suele utilizar información espectroscópica además de fotométrica. Se suele comparar las CLs y la evolución de las v_f entre modelos y observaciones. A menudo se utiliza la velocidad de la línea de Fe II de 5169 Å como trazador de las v_f , si bien pueden utilizarse otras líneas de menor fidelidad como trazadores, específicamente las líneas de H $_{\alpha}$, H $_{\beta}$ y H $_{\gamma}$, (ver [Dessart & Hillier 2005](#)).

Para nuestro objeto de estudio no han sido publicadas dichas velocidades. Solo existe una medida de la velocidad de la línea de Ca I 8498 Å provista por [CU22](#), que no es un

buen trazador de la v_f . Para suplir la falta de mediciones, la Lic. Keila Ertini² ha solicitado y medido los espectros observados por JG22 para la SN 2020tlf a 95 y 126 días. Midió las velocidades de línea de Fe II 5169 Å, H α y H β para ambas épocas como se hace usualmente, a través de los mínimos de absorción de las mismas. En la Tabla 4.1 se presentan las velocidades de las líneas halladas.

4.1.3. Precursor

Tras la primera detección de la SN 2020tlf se revisaron imágenes de archivo de la galaxia anfitriona en las cuales se detectó un exceso de flujo estadísticamente significativo ($> 3\sigma$) hasta ~ 130 días antes de la explosión, denominado *precursor*. Estos datos provienen del relevamiento “Young Supernova Experiment” (YSE, Jones et al. 2021) tomados con el telescopio Pan-STARRS1 (PS1) en las bandas *riz*, y del “Zwicky Transient Facility” (ZTF, Bellm 2014) en las bandas *gr*. La ausencia de datos de bandas más energéticas sugiere que la fuente es de baja temperatura. En la Figura 4.4 se presenta la CL bolométrica del precursor de la SN 2020tlf, ajustada e integrada a partir de un modelo de BB. Por otra parte, tras revisar otros datos de relevamientos previos en la ubicación de la SN 2020tlf, los autores no han detectado emisión pre-explosión significativa entre -3478 y -2389 días (PS1, bandas *griyz*), y entre -1714.1 y -6.5 días (ATLAS, bandas *co*) desde la primera detección.

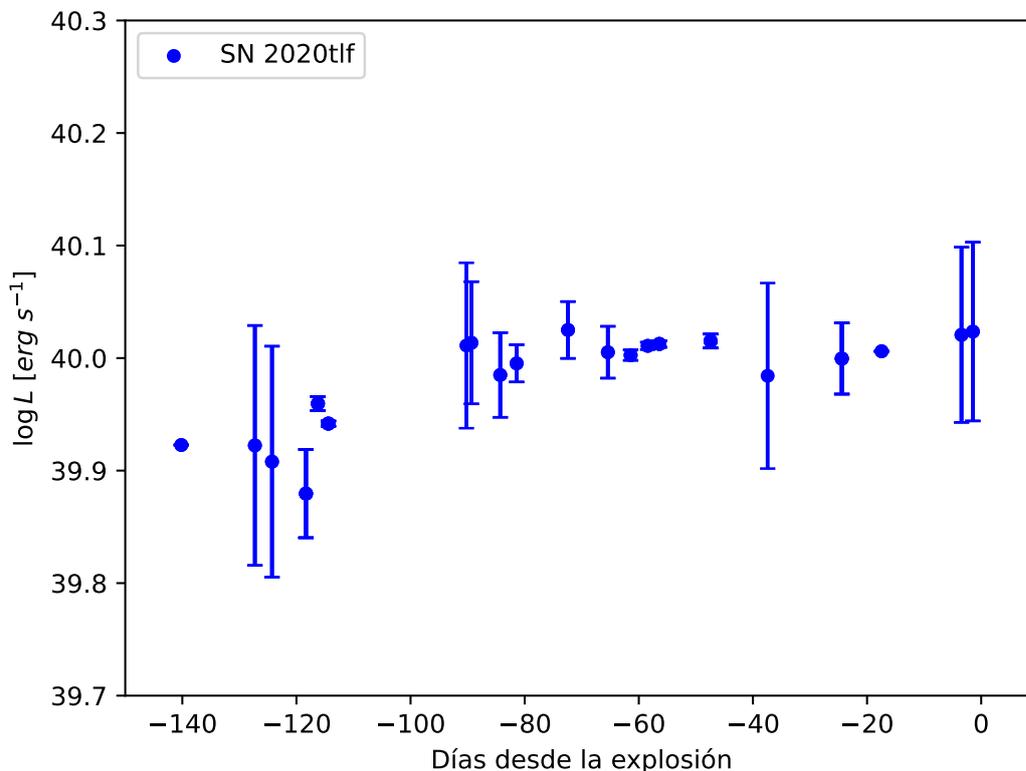


Figura 4.4. CL bolométrica del precursor de la SN 2020tlf. Notar que el exceso en flujo se detecta hasta ~ 140 días antes de la explosión.

²La Lic. Keila Ertini pertenece al grupo de investigación SOS, por sus siglas en inglés *Supernova Observations and Simulations*. Para más información, consultar la [página oficial del grupo SOS](#).

A partir de la fotometría disponible, en [JG22](#) han estimado una L_{bol} para la emisión pre-SN integrando las bandas fotométricas existentes con un modelo de cuerpo negro. No se hicieron correcciones por los flujos no observados, lo cual podría conducir a una subestimación de la luminosidad (ver [Capítulo 6](#)). La L_{bol} derivada muestra una pequeña variabilidad alrededor de 10^{40} erg s⁻¹. Integrando la L_{bol} durante los 130 días que fue observada, obtuvieron una energía radiada de $\sim 10^{47}$ erg. Este valor es del mismo orden de magnitud que la energía de ligadura típica de la envoltura rica en H en las RSGs ([Dessart et al., 2010](#)); esta similitud no necesariamente es casual. Más adelante en este trabajo se explorará la simulación de precursores inyectando valores similares de energía en la base de la envoltura de H de un modelo inicial proveniente de [NH88](#) (ver [Capítulo 6](#)).

4.2. Parámetros observacionales

Para adquirir una mejor perspectiva sobre las cualidades de la SN 2020tlf, es conveniente realizar una comparativa de sus principales características observacionales frente a otras SNs de tipo II-P. El objetivo es comprender si sus rasgos son típicos o peculiares dentro de una población ya estudiada en la literatura de este tipo de objetos. En esta sección se estimará un conjunto de parámetros que caracterizan las CLs de SNs de tipo II previamente definidos en la literatura. Luego, se comparará con una población de SNs cuyos parámetros ya se encuentren disponibles, y por último se analizarán los resultados.

Como muestra de comparación se utilizaron las SNs II-P observadas por el programa “Carnegie Supernova Project I” (CSP-I, [Freedman 2005](#)). El CSP-I hizo un seguimiento quinquenal destinado a proveer curvas de luz calibradas, en óptico (uBgvri) e infrarrojo cercano (YJH). Del mismo modo también se obtuvieron datos espectroscópicos en el óptico. El CSP-I ha estudiado tanto SNs Ia como SNs de colapso gravitatorio (de nuestro especial interés) observando objetos de bajo *redshift* ($z < 0.2$) con los telescopios Swope y du Pont, y objetos de alto *redshift* ($z > 0.2$) utilizando el telescopio Baade. Para más información, véase [Hamuy et al. \(2006\)](#). Específicamente, la muestra consiste de 74 SNs de tipo II-P. Sus CLs bolométricas fueron presentadas y calculadas en [Martinez et al. \(2022a\)](#). Asimismo, en dicha publicación se presenta un método para la caracterización de los parámetros observacionales de CLs bolométricas, que es una modificación al método introducido por [Anderson et al. \(2014\)](#). Los observables allí definidos son:

- t_p : tiempo transcurrido desde la explosión hasta la mitad de la transición entre plateau y cola radiactiva. Es el primer parámetro que debe ser medido en este método.
- M_{end} : magnitud bolométrica absoluta al final de la etapa de plateau, medida 30 días antes del t_p .
- M_{tail} : magnitud bolométrica absoluta al comienzo de la cola radiactiva, medida 30 días después de t_p .
- T_{trans} : donde termina la pendiente de la fase de enfriamiento y donde empieza la pendiente de la fase de plateau.
- s_1 : pendiente de la fase de enfriamiento, en mag 100 días⁻¹.
- s_2 : pendiente de la fase de plateau, expresada como la variación temporal de la magnitud en mag 100 días⁻¹.
- s_3 : pendiente de la fase de cola radiactiva, en mag 100 días⁻¹.

- OPTd: duración de la fase ópticamente gruesa, que es equivalente a t_p ($OPTd = t_p$).
- Cd: duración de la etapa de enfriamiento, que es equivalente a T_{trans} ($Cd = T_{trans}$).
- Pd: duración del plateau, definida como $Pd = OPTd - Cd$.

El cómputo de estos observables correspondientes a la SN 2020tlf se llevó a cabo empleando métodos de MCMC mediante el paquete de python `emcee` (Foreman-Mackey et al., 2013). La rutina utilizada es una modificación menor de la implementada por el Dr. Laureano Martínez para derivar las mismas cantidades para la muestra de comparación. En la [Tabla 4.2](#) se presentan los valores derivados de dicho ajuste. Una representación gráfica de los mismos se muestra en la [Figura 4.5](#). Como puede apreciarse, el ajuste hallado es fidedigno.

| Observable | Valor | Error |
|-------------|--------|-------|
| M_{end} | -16.57 | 0.21 |
| M_{tail} | -13.47 | 0.02 |
| s_1 | 9.72 | 2.43 |
| s_2 | 1.75 | 0.47 |
| s_3 | 1.29 | 0.04 |
| T_{trans} | 35.58 | 6.97 |
| OPTd | 132.26 | 1.50 |
| Pd | 96.68 | 5.47 |
| Cd | 35.58 | 6.97 |

Tabla 4.2. Observables derivados de la CL bolométrica de la SN 2020tlf a partir del paquete `emcee`. Las unidades de M_{max} , M_{end} y M_{tail} están en mag; las unidades de s_1 , s_2 y s_3 están en $\text{mag } 100 \text{ días}^{-1}$; y las unidades de T_{trans} , OPTd, Pd y Cd están en días.

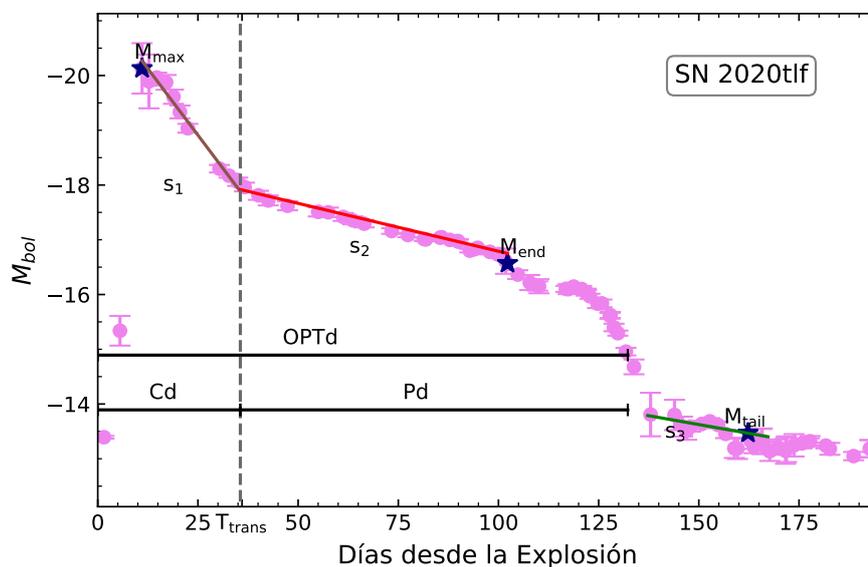


Figura 4.5. CL bolométrica de la SN 2020tlf donde se han indicado los parámetros observacionales. Dichos valores son presentados en la [Tabla 4.2](#).

A continuación se presenta una comparación entre los observables derivados para la SN 2020tlf con los mismos derivados para la muestra de los SNs II del CSP previamente mencionada. Una tabla completa con los observables de la muestra del CSP-I puede encontrarse

4. SN 2020tlf: características observacionales

en el Apéndice A de [Martinez et al. \(2022a\)](#). Para una mejor visualización de los datos, se confeccionó una serie de histogramas compilados en las [Figura 4.6](#), [Figura 4.7](#) y [Figura 4.8](#).

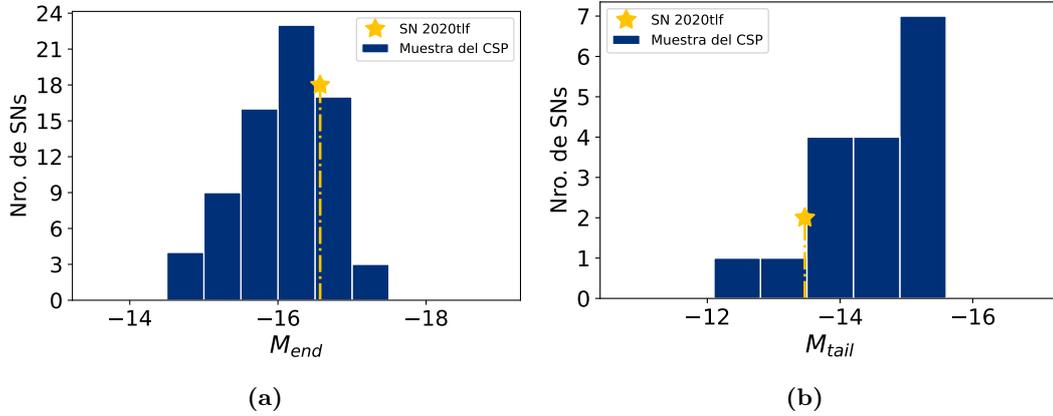


Figura 4.6. Histograma de los parámetros M_{end} (a) y M_{tail} (b) para una muestra de SNe II del CSP comparada con los valores obtenidos para la SN 2020tlf. Con línea amarilla punteada se indica en qué parte de la distribución se encuentran los parámetros de la SN 2020tlf, y la altura de la misma indica cómo se vería modificado el histograma de incluir a este objeto.

Consideremos las magnitudes involucradas, que se muestran en dos paneles en la [Figura 4.6](#). De la [Figura 4.6a](#) se ve que la SN 2020tlf posee un valor de la M_{end} mayor a la media de la muestra. Por el contrario, en la [Figura 4.6b](#) se aprecia que la M_{tail} de este objeto es mucho menor a la media (ver [Figura 4.6b](#)).

Analicemos ahora las pendientes de las rectas ajustadas en cada etapa. Las mismas se muestran en tres paneles en la [Figura 4.7](#). En la [Figura 4.7a](#) se encuentra que la pendiente s_1 forma parte del extremo de mayor inclinación en pendientes durante el enfriamiento. En el caso de s_2 , en la [Figura 4.7b](#) se encuentra que la pendiente del plateau es bastante típica comparada a la muestra. De la [Figura 4.7c](#) puede concluirse que s_3 también tiene un valor promedio comparado a la distribución de SNe (ver [Figura 4.7c](#)).

Por último, restan comparar los parámetros temporales obtenidos del ajuste, presentados en tres paneles en la [Figura 4.8](#). De la [Figura 4.8c](#) puede verse que la SN 2020tlf posee un Cd inusualmente alto en contraste con la muestra de SNe. Es decir, su etapa de enfriamiento es de larga duración. De manera análoga, la [Figura 4.8b](#) revela que esta SN posee un valor de Pd muy elevado frente a los valores típicos de la muestra. Es decir, este objeto posee una fase de plateau de gran duración. Por último, en la [Figura 4.8a](#) se encuentra que el OPTd de la SN 2020tlf también está en el extremo de mayor duración, si bien es la conclusión lógica de contar con valores de Pd y Cd muy elevados.

Tras haber recopilado estas valoraciones, un denominador común se pone de manifiesto: la SN 2020tlf es un objeto relativamente atípico, a juzgar por la inusual disposición de la mayoría de sus observables dentro de una amplia muestra (destacando a M_{tail} , s_1 , T_{trans} , OPTd, Pd y Cd). En resumidas cuentas, las características sobresalientes de esta SN son:

1. elevado brillo en líneas generales.
2. larga duración y empinada pendiente de la fase de enfriamiento.
3. larga duración del plateau.

La combinación de estas peculiaridades ha representado un desafío a la hora de modelar adecuadamente este objeto, que se desarrolla en detalle en la [Capítulo 5](#). En cambio, no

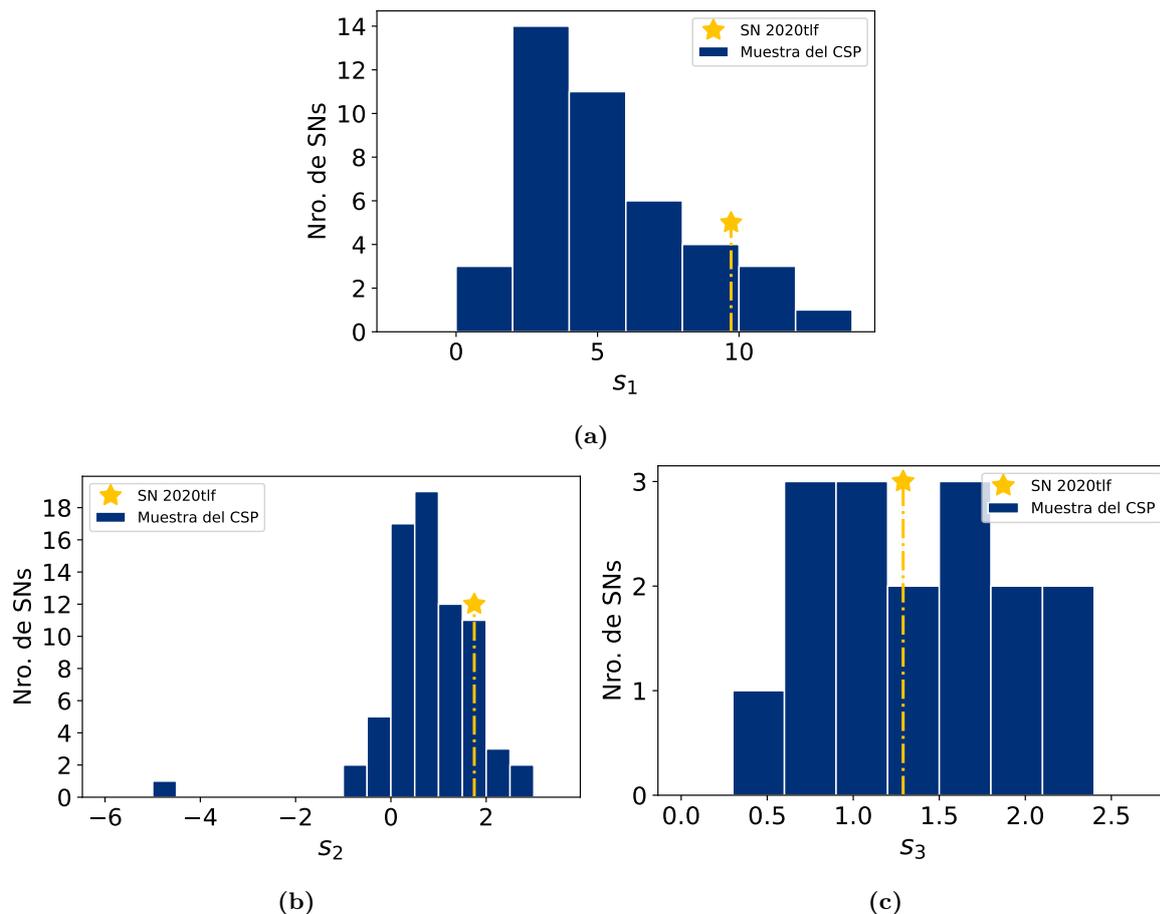


Figura 4.7. Idem [Figura 4.6](#), histogramas correspondientes a los siguientes parámetros: s_1 (a); s_2 (b); y s_3 (c).

ameritan mayor consideración los parámetros s_2 y s_3 , dado que tienen valores corrientes dentro de la muestra analizada.

Los resultados aquí presentados coinciden con el trabajo de [CU22](#), quienes concluyen que este objeto presenta varias propiedades fotométricas inusuales, a diferencia del trabajo de [JG22](#) donde proponen que este objeto es normal dentro de las SNs II.

Cabe mencionar que durante el desarrollo de esta tesis hemos realizado un análisis similar al presentado en esta sección, para otra SN. Hace algunos meses se descubrió la SN 2023ixf, una SN normal de tipo II-P que constituye el evento de SN más cercano en décadas, y que cuenta con una excelente cobertura espectral y fotométrica durante toda su evolución. Dada su relevancia, esta SN ha suscitado el interés de la comunidad, lo cual derivó en la publicación de una veintena de artículos. Con nuestro grupo de investigación, el *Supernovae Observations and Simulations* (SOS), hemos realizado un extenso análisis de esta interesante SN, que incluye la derivación de las características observacionales de la SN 2023ixf aprovechando las técnicas aquí presentadas. Esto llevó a una publicación científica ([Bersten et al., 2023](#)).

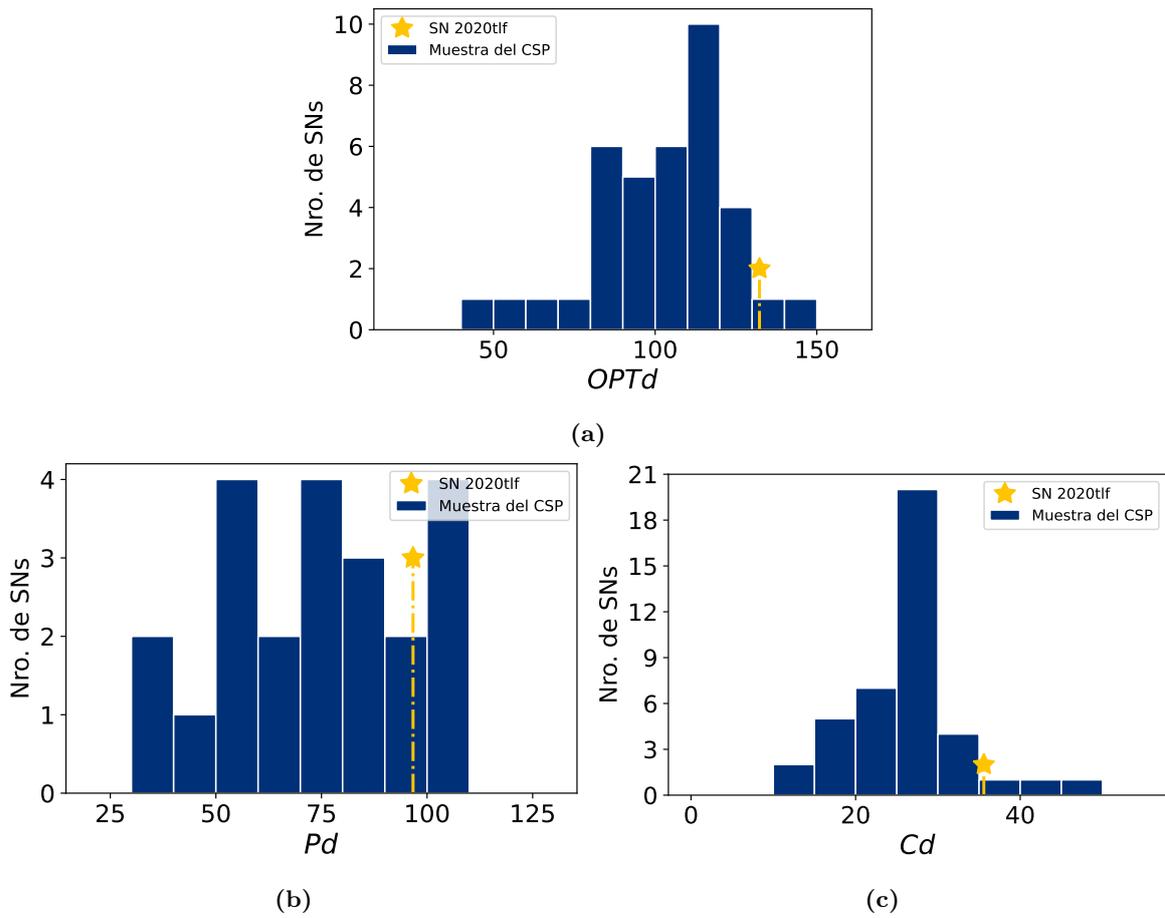


Figura 4.8. Idem Figura 4.6 y Figura 4.7, histogramas correspondientes a los siguientes parámetros: OPTd (a); Pd (b); y Cd (c).

Capítulo 5

SN 2020tlf: modelado hidrodinámico

En este capítulo se presenta un análisis para intentar encontrar un modelo hidrodinámico que pueda explicar las observaciones de la SN 2020tlf. Dicho modelado se divide en dos partes que se analizan de forma independiente. En una primera instancia se realiza la derivación de parámetros globales (ver [Capítulo 3](#)), es decir, se trataron de determinar los valores de la MZAMS, $M_{\text{pre-SN}}$ y $R_{\text{pre-SN}}$ del progenitor, de la E_{exp} , la $M_{56\text{Ni}}$ y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ a partir del modelado de la CLs durante el *plateau*, la transición y cola radioactiva (o equivalentemente, a $t \gtrsim 30$ días). Este estudio se presenta en [Sección 5.1](#). Se presentan asimismo comparaciones entre las v_f del modelo y las observaciones en la [Sección 5.2](#). Posteriormente, se lleva a cabo un análisis de los datos tempranos ($t \lesssim 30$ días desde la explosión). Para explicar esta emisión temprana, por lo general es necesario asumir la presencia de un CSM cercano a la SN, que justamente es modelado y sus parámetros son derivados en la [Sección 5.3](#). La elección del mejor modelo se basó en una comparación visual de las CLs de los modelos con las observaciones de la SN 2020tlf.

5.1. Modelado a $t > 30$ días: parámetros globales

Dada la insuficiencia de datos espectroscópicos, el análisis presentado se centrará principalmente en el estudio de la CL, mientras que el análisis de las v_f quedará relegado a un corolario en la [Sección 5.2](#). En la [Figura 5.1](#) se presentan modelos de CLs comparados con los datos de la SN 2020tlf. Los modelos iniciales utilizados para inicializar los cálculos de CLs han sido descritos en el [Sección 2.2](#), y en todos los casos fueron utilizados valores de E_{exp} de 2 foe, $M_{56\text{Ni}}$ de $0.05 M_{\odot}$, y una $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ de 70%. De la inspección de esta figura, y con la experiencia adquirida en la [Subsección 3.2.4](#) al variar modelos iniciales, se han descartado los progenitores con masas $M \leq 18 M_{\odot}$. Esto se debe a que no es posible reproducir los datos de la SN para estos casos. Podría el lector suponer que al aumentar la E_{exp} , la luminosidad durante el *plateau* aumentaría, lo cual es necesario para que estos modelos menos masivos reproduzcan los datos en esa etapa. Sin embargo esto causaría una considerable disminución en la duración del *plateau*, lo cual iría en contra de las observaciones. En conclusión, existe un compromiso al reproducir la luminosidad y duración del *plateau* que ningún modelo con masa menor a $20 M_{\odot}$ puede solventar. No se han analizado en profundidad otros parámetros pues en el caso de la $M_{56\text{Ni}}$, esta afecta casi exclusivamente a la cola radiactiva ([Subsección 3.2.2](#)). En cambio, si bien la $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ es capaz de alterar la duración y pendiente del *plateau*, su efecto es relativamente menor ([Subsección 3.2.3](#)). Luego, de los modelos presentados en la [Figura 3.6](#) solo aquellos con masas iniciales de 20 y $25 M_{\odot}$ fueron investigados con mayor detalle. Notar que, tal como fue anticipado, la emisión temprana de esta SN no puede replicarse en estos modelos sin incorporar CSM (ver [Sección 5.3](#)).

Al inspeccionar nuevamente la [Figura 3.6](#) puede verse que el modelo M20 con menos de

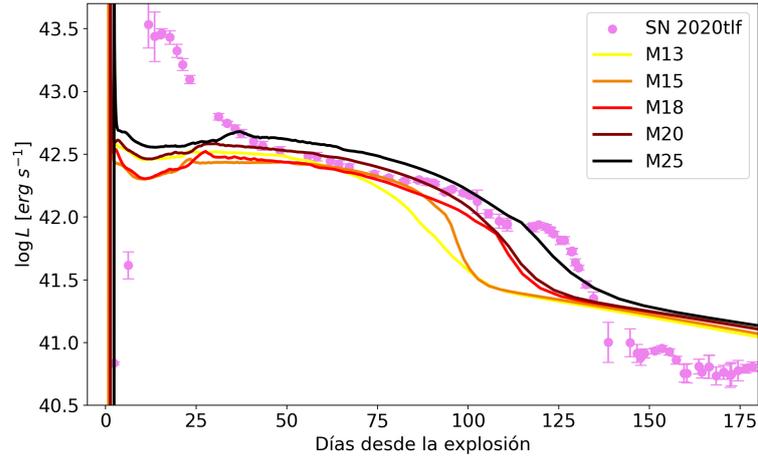


Figura 5.1. Comparación entre las observaciones de la SN 2020tlf y modelos de progenitores de NH88, presentados en la Tabla 2.1.

energía y ^{56}Ni podría funcionar. Así, se ha explorado un rango de valores de E_{exp} entre 1.5 y 2 foe, $M_{56\text{Ni}}$ entre 0.02 y 0.05 M_{\odot} , y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ entre 20 y 70 %. En la Figura 5.2 se muestran los modelos de mejores resultados. Sin embargo, como puede verse no se ha encontrado una solución satisfactoria ya que en todos los casos la luminosidad del *plateau* se ve subestimada, y se ha corrido la misma suerte al intentar reproducir su duración.

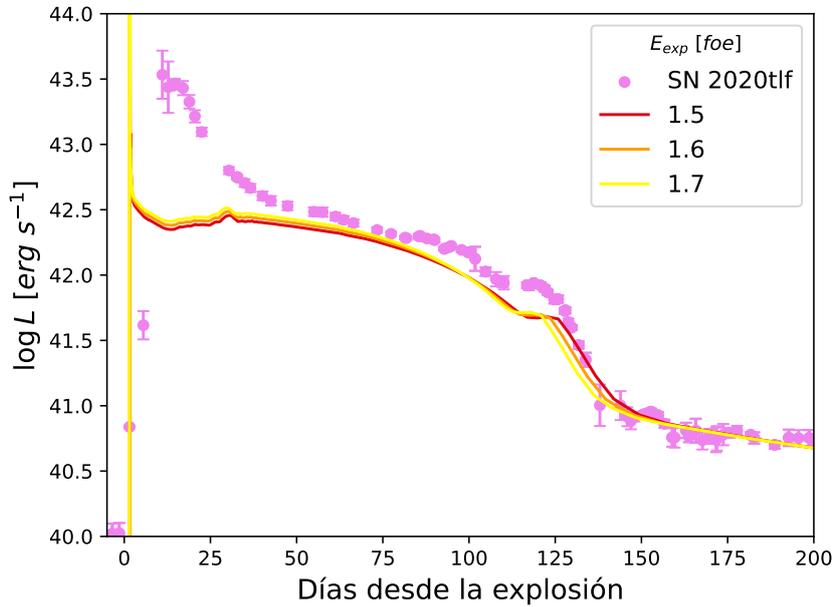


Figura 5.2. Mejores modelos para el progenitor M20, $M_{56\text{Ni}}$ de 0.02 M_{\odot} , y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ de 20 %. Modelos con diferentes valores de la E_{exp} son mostrados. Nótese que no representan fielmente la CL bolométrica.

Queda por determinar si es posible representar la CL de la SN 2020tlf empleando al progenitor más masivo del que disponemos, correspondiente al modelo M25 definido en Sección 2.2. Luego de una minuciosa exploración paramétrica con E_{exp} en el rango de 1.4 a 2 foe, $M_{56\text{Ni}}$ de 0.2 a 0.5 M_{\odot} , y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ de 10 a 80 %, se ha encontrado que el modelo que mejor reproduce

los datos a $t \gtrsim 30$ días posee los siguientes parámetros:

| Parámetro | Valor |
|----------------------------|-------------------|
| M_{ZAMS} | $25 M_{\odot}$ |
| M_{cut} | $1.6 M_{\odot}$ |
| $M_{\text{pre-SN}}$ | $21.69 M_{\odot}$ |
| $R_{\text{pre-SN}}$ | $1234 R_{\odot}$ |
| E_{exp} | 1.9 foe |
| $M_{56\text{Ni}}$ | $0.023 M_{\odot}$ |
| $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ | 10% |

Tabla 5.1. Parámetros globales correspondientes al modelo que mejor reproduce la CL de la SN 2020tlf.

En la [Figura 5.3](#) se presenta dicho modelo. Como puede verse, el modelo encontrado reproduce muy bien los datos de la SN 2020tlf, sin considerar las observaciones a $t < 30$ días que serán modeladas en la [Sección 5.3](#) asumiendo la presencia de un CSM.

Notar que en el rango de 100-140 días el modelo reproduce también una posible peculiaridad observada en la CL, caracterizada por un leve descenso en la luminosidad hacia el final del *plateau*, seguido de un período de luminosidad aproximadamente constante de unos ~ 10 días, que finaliza en una caída pronunciada propia de la etapa de transición (ver [Sección 3.1](#)). En este trabajo se ha denominado a dicha característica como *escalón* dada su forma. La aparición de este escalón en los modelos se hizo evidente en el [Capítulo 3](#) al explorar distintas $\text{mix}_{56\text{Ni}}$, según puede verse en la [Figura 3.5](#); a bajas $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ es posible vislumbrarlo. Sin embargo, antes de arribar a conclusiones definitivas sobre las razones posibles para la existencia del mencionado escalón, es importante mencionar que en ese rango de días —correspondiente a la transición— la cobertura fotométrica no ha sido muy buena, tal como se ha mencionado en la [Subsección 4.1.1](#) (ver [Figura 4.2](#)). Consecuentemente, el cálculo bolométrico está sujeto a grandes incertezas y de allí que no resulte del todo claro si dicha característica es o no real.

No obstante, existen algunos análisis teóricos en la literatura, como [Utrobin \(2007\)](#), quien ha detectado un comportamiento inusual de la CL de la SN 1999em hacia el final del *plateau*, reminiscente de lo observado aquí. Esta peculiaridad ha sido precisamente recuperada con modelos con bajas $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ tal como en nuestros modelos. Esto abre muchos interrogantes que, aunque sumamente interesantes, exceden a este trabajo.

5.2. Velocidades fotosféricas

El análisis previo sugiere un progenitor de carácter bastante masivo para la SN 2020tlf en comparación a las masas habitualmente derivadas tanto de observaciones pre-SN como de modelados de grandes bases de datos de SN tipo II (ver [Smartt et al. 2009](#), [Smartt 2015](#), [Morozova et al. 2018](#) y [Martinez et al. 2022b](#)). Sin embargo, no es posible ignorar la degeneración existente en el modelado hidrodinámico, particularmente para las masas inferidas si no se emplea información espectroscópica (al respecto, [Martinez et al. 2020](#)). En este sentido, para romper la degeneración es de gran utilidad contar con velocidades de líneas representativas de la velocidad de la fotosfera para contrastarlas con el modelado.

En la [Figura 5.4](#) se muestra dicha comparación, con la velocidades derivadas de las líneas de Ca I, Fe II, H_{α} y H_{β} ; la obtención de las mismas se explicó previamente en la [Subsección 4.1.2](#). Inicialmente estas observaciones no fueron consideradas porque no fueron provistas

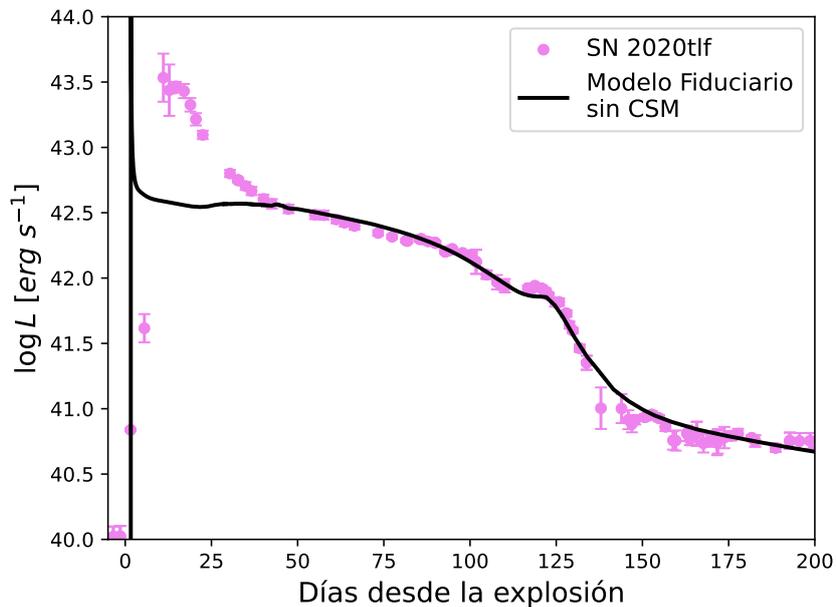


Figura 5.3. Mejor modelo en ausencia de CSM contrastado con las observaciones de la SN 2020tlf. Sus parámetros globales se encuentran listados en [Tabla 5.1](#).

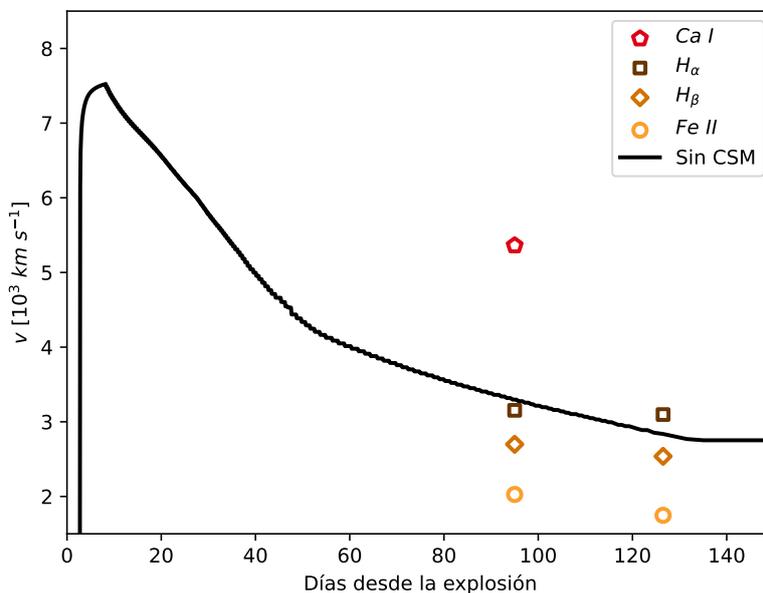


Figura 5.4. Comparación entre las velocidades fotosféricas del modelo fiduciaro, comparadas con las velocidades de las líneas de Ca I, Fe II, H_α y H_β de la SN 2020tlf.

en la publicación de [JG22](#). Luego, en una publicación posterior de [CU22](#) emplearon la velocidad de la línea de Ca I de 8498 Å a una época de 95.3 días para comparar con los modelos. Sin embargo, se ha ignorado en el análisis debido a la forma en la cual fue medida, y el hecho de que este elemento no es un buen trazador de la fotosfera. Posteriormente gracias a la ayuda

de la Lic. Keila Ertini, quien solicitó los pocos espectros observados de este objeto y midió las velocidades de Fe II, H_α y H_β , fue posible hacer la comparación que aquí presentamos (ver [Subsección 4.1.2](#)).

En la [Figura 5.4](#) también puede verse que el modelo subestima la velocidad de la línea de Ca I, que es la línea utilizada en el trabajo de [CU22](#). El modelo se aproxima considerablemente bien al comportamiento de la velocidad de la línea de H_α y sobreestima las velocidades de las líneas de los elementos Fe II y H_β . Considerando la escasa cantidad de datos y que las hipótesis del código dejan de ser válidas a ~ 100 días (donde el material eyectado comienza a ser ópticamente delgado), las velocidades presentadas no fueron tomadas en cuenta para encontrar el mejor modelo presentado en la [Figura 5.3](#). Sin embargo se planea realizar un nuevo análisis a futuro tomando en cuenta el valor de las líneas de Fe II, que son las que mejor caracterizan las velocidades de la fotosfera.

5.3. Modelado a $t < 30$ días: parámetros del CSM

Una vez determinados los parámetros globales de la SN, resta modelar la CL temprana, para lo cual se asumirá la presencia de CSM alrededor del objeto. Esta propuesta se desprende de la notoria subestimación de la duración y luminosidad de la etapa de enfriamiento del mejor modelo hallado en la sección previa, y considerando que en la [Sección 3.3](#) se encontró que la interacción con el CSM provoca un aumento de estos dos aspectos del enfriamiento en las CLs resultantes.

La incorporación de ese CSM en los modelos iniciales no presenta mayores dificultades, y se detalla en la [Sección 2.2](#). El CSM aquí incluido representa un perfil de densidad típico de tipo $\rho \propto r^{-2}$, agregado al final de la envoltura del modelo inicial empleado. Este tipo de perfiles con CSM se muestran en la [Figura 2.4](#).

Para obtener un modelo adecuado a $t < 30$ días, se realizó una exploración paramétrica en una grilla de ρ_i del CSM en el rango $-11 < \log(\rho [\text{gr cm}^{-3}]) < -9$, con saltos de a 0.5 en $\log(\rho)$; y una grilla de extensiones del CSM en el rango $4000 < R_{\text{CSM}} [R_\odot] < 10000$, con saltos de a $1000 R_\odot$. De esta búsqueda se encontró que el modelo más representativo de la CL temprana de la SN 2020tlf posee una $\log(\rho_i) = -10$, y un $R_{\text{CSM}} = 6000 R_\odot$. Esto implica una tasa de pérdida de masa de $0.14 M_\odot \text{ años}^{-1}$ y una masa total del CSM de $M_{\text{CSM}} = 1.42 M_\odot$.

En la [Figura 5.5](#) se muestra al mejor modelo hallado hasta el momento, contrastado con modelos de $R_{\text{CSM}} = 6000 \pm 1000 R_\odot$ (izq.) y de $\log(\rho_i) = -10 \pm 0.5$, a modo de contraste con modelos de inferior calidad. De la comparativa en extensiones radiales del CSM, la variación resulta pequeña, mientras que la variación en densidades altera considerablemente la morfología completa de la CL.

De la misma manera, en la [Figura 5.6](#) se muestra una comparación de las CLs completas para el modelo con y sin CSM. Puede apreciarse que, dado que fue necesario bastante CSM para reproducir la CLs temprana, este también ha afectado la CL a fases posteriores a los 30 días. Nótese que, aunque en términos generales se obtiene un mejor modelo, empeora la representación durante el *plateau* al sobreestimar levemente la luminosidad del mismo. Para refinar la CL resultante se ha realizado una pequeña modificación a la E_{exp} , utilizando un valor de $E_{\text{exp}}=1.8$ foe (0.1 foe menor al mejor modelo sin CSM), en vistas de reducir ligeramente la luminosidad del *plateau*, y extender su duración (según lo visto en [Subsección 3.2.1](#)). Así, en la [Figura 5.7](#) se muestra que esta modificación en la E_{exp} efectivamente mejora la CL resultante.

De este análisis puede concluirse que el modelo fiduciario para la CL bolométrica de la SN 2020tlf requiere de un progenitor con una M_{ZAMS} de $25 M_\odot$, E_{exp} de 1.8 foe, $M_{56\text{Ni}}$ de

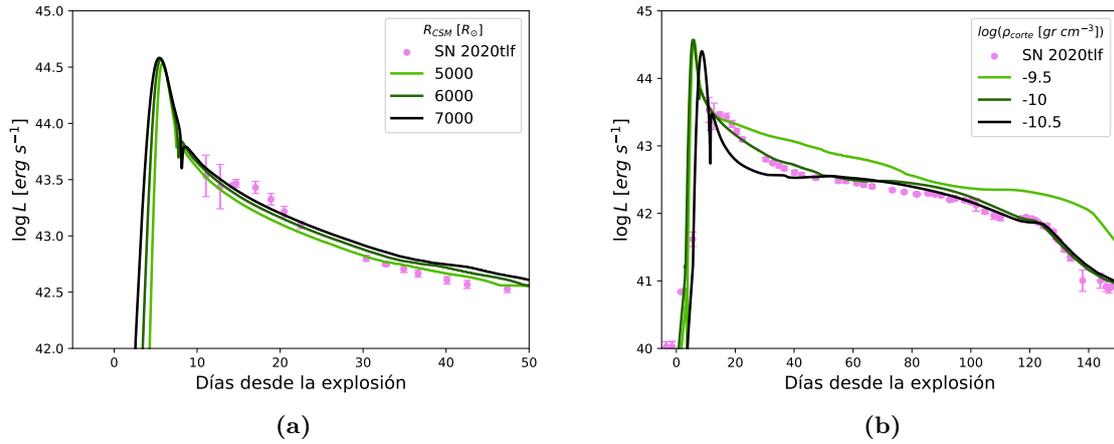


Figura 5.5. Comparativa entre el modelo fiduciario con CSM de la SN 2020tlf, donde se han empleado los parámetros globales detallados en la [Tabla 5.1](#), y parámetros de CSM de $\log(\rho_i [\text{gr cm}^{-3}]) = -10$ y $R_{\text{CSM}} = 6000 R_{\odot}$; este se compara con modelos con idénticos parámetros, salvo el R_{CSM} en $\pm 1000 R_{\odot}$ (a) y la $\log(\rho_i)$ en ± 0.5 (b).

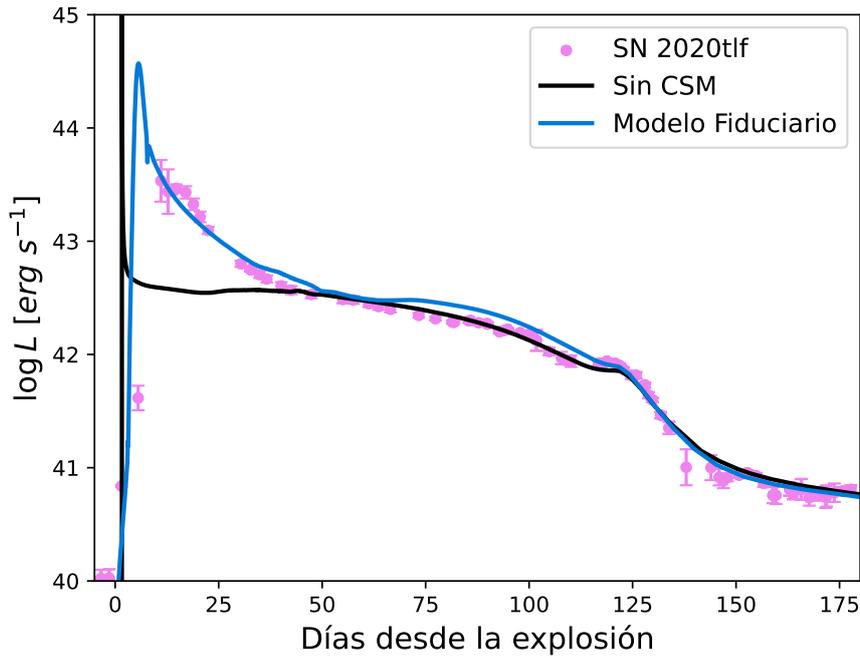


Figura 5.6. Comparativa entre el mejor modelo sin CSM, y la mejora sustancial en la CL temprana del modelo fiduciario al incorporar este material.

$0.023 M_{\odot}$, y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ de 10%. Por otra parte, se requieren parámetros de CSM de $\log(\rho_i [\text{gr cm}^{-3}])$ de -10 y R_{CSM} de $6000 R_{\odot}$, que implican una M_{CSM} de $1.42 M_{\odot}$ y una pérdida de masa de $0.14 M_{\odot} \text{ años}^{-1}$. Este conjunto de parámetros se lista en la [Tabla 5.2](#).

Los valores del CSM obtenidos son bastante extremos. Resulta particularmente notoria la tasa de pérdida de masa obtenida, la cual es varios órdenes de magnitud superior a lo esperado para las RSGs. Esto ya ha sido encontrado en la literatura para otras SNs II-P con

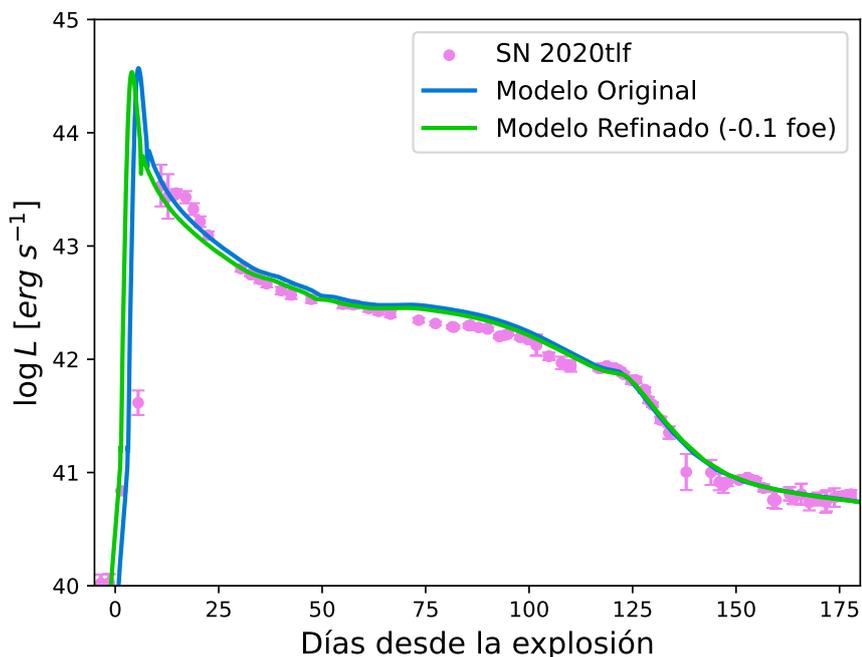


Figura 5.7. Comparativa entre el mejor modelo con CSM para una E_{exp} de 1.9 foe frente a un modelo donde se ha reducido la E_{exp} a 1.8 foe; se aprecia que este último es una mejora sobre el original, en términos globales.

evidencias de CSM cercano, como por ejemplo el caso de la SN 2013fs (Yaron et al., 2017). Se ha propuesto la presencia de vientos acelerados en vez de estacionarios (los utilizados aquí) como alternativas posibles (Moriya et al., 2017). Los vientos acelerados si bien reducen las estimaciones del \dot{M} , siguen sin poder reproducir los valores observados. Esto ha llevado a pensar en otros mecanismos de eyección del material a épocas tempranas, como se presentará y discutirá en el Capítulo 6.

Una comparativa y discusión de los valores aquí presentados con los parámetros hallados en la literatura puede encontrarse en la Sección 7.2.

| Parámetro | Valor |
|----------------------------|-------------------|
| M_{ZAMS} | $25 M_{\odot}$ |
| Radio | $1200 R_{\odot}$ |
| E_{exp} | 1.8 foe |
| $M_{56\text{Ni}}$ | $0.023 M_{\odot}$ |
| $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ | 10 % |
| $\log(\rho_i)$ | -10 |
| R_{CSM} | 6000 |

Tabla 5.2. Parámetros globales y del CSM correspondientes al modelo que mejor reproduce todas las etapas de la CL de la SN 2020tlf.

Por último, en la Figura 5.8 se muestran las v_f del modelo refinado, junto a las velocidades de líneas presentadas en la Tabla 4.1 y las v_f del mejor modelo sin CSM. Se aprecia que en el rango donde se tienen velocidades de líneas medidas (90-130 días), no hay diferencias

apreciables en el comportamiento de las v_f de ambos modelos. La pendiente más aplanada del modelo con CSM representa levemente mejor las velocidades de línea de H_α , no así para las velocidades de H_β y Fe II. Lamentablemente no se cuenta con velocidades de líneas observadas a $t \lesssim 40$ días desde la explosión, que resultarían más útiles para discernir cuál es el mejor modelo. Esto se debe a que durante la etapa de enfriamiento, las v_f de los modelos con CSM son notoriamente menores a los modelos sin CSM (ver [Sección 3.3](#)).

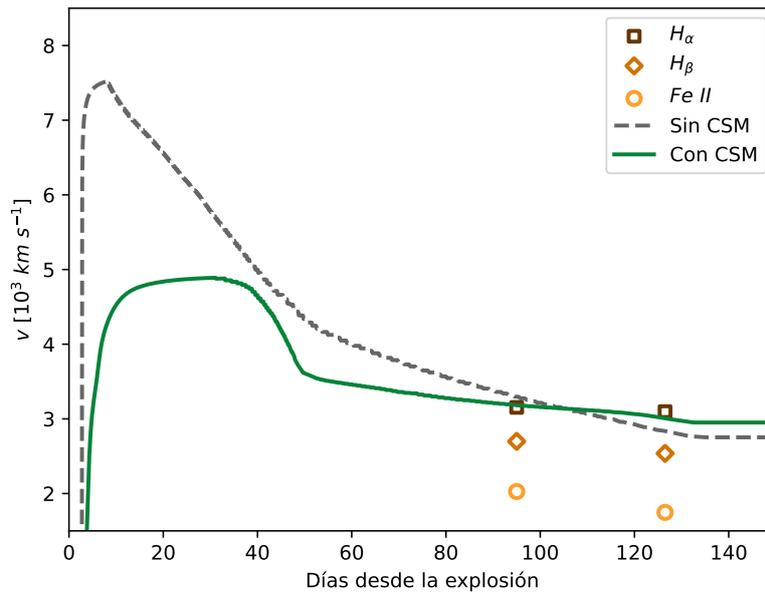


Figura 5.8. Comparativa de las v_f de los modelos con y sin CSM, junto a las velocidades de líneas de H_α , H_β y Fe II.

Capítulo 6

SN 2020tlf: Precursor

En este capítulo nos dedicaremos al análisis de la emisión pre-explosión de la SN 2020tlf. Para eso, fue necesario modificar el código hidrodinámico utilizado en el [Capítulo 5](#) incorporando una fuente extra de energía previa a la explosión. En la [Sección 6.1](#) se ofrece una descripción de dicha modificación al código. Luego, en la [Sección 6.2](#) hemos realizado el modelado del precursor observado en la SN 2020tlf. Posteriormente en la [Sección 6.3](#) se presentan modelos para el precursor y el resto de la CL de la SN 2020tlf. Nuestro objetivo fue determinar si era posible con la nueva metodología implementada explicar también los datos tempranos de la SN 2020tlf, sin la inclusión de un CSM *ad hoc* como se hizo en la [Sección 5.3](#).

6.1. Modificación del Código

Como se ha visto en el [Capítulo 5](#), a menudo es necesario incluir la presencia de un CSM en el modelo del progenitor para explicar las observaciones tempranas de la CL de una SN. Luego, una gran incógnita abierta en este campo es dilucidar su origen. La técnica de adosar este material de manera *ad hoc* al modelo pre-SN que ha sido empleada en la [Sección 5.3](#) se mantiene agnóstica en este dilema, y por lo tanto no provee explicación alguna de los posibles mecanismos físicos que generan la presencia y distribución del CSM utilizado. Por otra parte, la detección de emisión pre-SN en los meses previos a la explosión de la SN 2020tlf sugiere un posible nexo con la formación de este material, que a continuación detallamos. La idea es aventurar que a través de algún mecanismo físico se produce la eyección parcial de la envoltura de la estrella en los estadios finales de evolución. Así, el CSM se compondría de este material previamente expulsado.

En la literatura se han propuesto sucesivas explicaciones a la formación del CSM en estrellas masivas, según se detalla en la [Sección 2.3](#). Si bien la física subyacente difiere considerablemente en cada caso, se encuentran dos factores que constituyen el denominador común típico de estos procesos propuestos:

- la escala temporal del mecanismo es del orden de algunos meses antes de la explosión.
- involucra una pérdida de masa acelerada de parte de la envoltura de la estrella.

Un método simple y promisorio para simular la formación y distribución del CSM en los progenitores de SNs fue propuesto en el trabajo de [Morozova et al. \(2020\)](#). En dicho trabajo han podido reproducir las características del CSM mediante una leve inyección de energía en la base de la envoltura rica en H unos meses antes de la explosión. El método propuesto utiliza un modelo de *bomba térmica* análogo al utilizado para simular explosiones de SNs (ver [Sección 2.1](#)), pero en este escenario se inyecta una energía del orden de la

energía de ligadura de la envoltura de H, de $\sim 10^{47}$ erg (ver Dessart et al. 2010). Este valor equivale a 10^{-4} foe, lo cual es mucho menor a la E_{exp} típica de una SN (~ 1 foe). Tras la inyección, el progenitor evoluciona un determinado tiempo durante el cual se modifican las condiciones físicas de la estrella, dejando una estructura en el perfil de densidad externo que en algunos casos es reminiscente de la distribución de CSM *ad hoc* vista en la Sección 2.3. Dependiendo de la energía podría llegar a producirse un aumento considerable en luminosidad, conduciendo a la formación del previamente mencionado *precursor* (ver Sección 1.4). En esencia el procedimiento es idéntico al presentado en la Sección 2.1 para simular la explosión de una SN, aunque varían considerablemente las escalas energéticas y temporales utilizadas. Una vez transcurrido un dado intervalo de tiempo se vuelve a inyectar energía, esta vez para simular la explosión de la SN propiamente dicha.

En este trabajo utilizaremos este método propuesto por Morozova et al. (2020) para intentar modelar el precursor de la SN 2020tlf. Para eso, hemos adaptado el código presentado en la Sección 2.1 para obtener modelos hidrodinámicos donde se inyectan energías mucho menores que las energías típicas de explosión en una región más externa del progenitor, ya que originalmente el código depositaba la energía en una zona cercana al núcleo de Fe, a $\sim 1.4 M_{\odot}$. A estos modelos los denominaremos modelos pre-explotados para diferenciarlos de los modelos previamente utilizados (ver Capítulo 2). Luego, definimos tres parámetros libres que determinan las propiedades físicas de dichos modelos: la energía inyectada (E_{prec}), la ubicación aproximada —en coordenada Lagrangiana— de la base de la envoltura rica en H (M_{env}^1 , cuyo valor depende del modelo progenitor adoptado), y el tiempo transcurrido entre que se deposita E_{prec} y E_{exp} (t_{prec}).

Nuestro objetivo es determinar si con esta metodología es posible explicar la emisión pre-SN detectada para la SN 2020tlf. Adicionalmente, nos interesa también ver si al depositar una energía previa a la explosión —la cual producirá modificaciones al perfil inicial de la estrella, ver Figura 6.1— se puede reproducir la CL bolométrica temprana de la SN 2020tlf sin adosar un CSM *ad hoc*, a diferencia de lo realizado en la Sección 5.3. Esto además podría dar un sustento más realista a la formación del CSM.

En lo que sigue se presenta un estudio de precursores utilizando como modelo inicial al modelo M25 y con los parámetros globales de la explosión encontrados en la Sección 5.3. Esta elección fue hecha considerando que este modelo es el que mejor representa las observaciones de la SN 2020tlf. Para este progenitor adoptaremos un valor de $M_{\text{env}} = 7 M_{\odot}$. En la siguiente sección se presentan los resultados obtenidos al aplicar la metodología aquí presentada y considerando diferentes valores de los parámetros libres E_{prec} y t_{prec} definidos más arriba.

6.2. Modelado del precursor de la SN 2020tlf

En esta sección se presenta un intento de modelar la CL pre-explosión de la SN 2020tlf, para lo cual se han calculado modelos de precursor utilizando la metodología e implementación de nuestro código detalladas en la Sección 6.1.

En primer lugar es importante mostrar las alteraciones que genera la inyección de energía previa a la explosión sobre los perfiles de densidad de las estrellas progenitoras, y sobre las CLs tras simular la explosión de SN propiamente dicha. Para hacer esta comparativa, se

¹No confundir con la cantidad M_{H} definida en la Sección 2.2. El parámetro M_{H} representa la masa total de H en la estrella progenitora integrada desde el centro de la estrella hasta su superficie, mientras que M_{env} indica la coordenada Lagrangiana donde comienza la envoltura rica en H. Esto no implica que no haya H en regiones más internas de la estrella, sino que se encuentra en una fracción menor. Luego, la cantidad de H a coordenadas Lagrangianas por encima de M_{env} es menor a M_{H} , pues no contempla la fracción de H presente en las capas más internas que la envoltura rica en H. Para una mejor visualización, consultar la Figura 2.3.

utilizó como referencia el modelo evolutivo M25 presentado en la Sección 2.2. A dicho modelo se le inyectó una E_{prec} de 1×10^{-4} foe. En la Figura 6.1 se muestran los perfiles de densidad obtenidos a $t_{\text{prec}} = 500$ y 1000 días desde la inyección de energía. Los mismos son comparados con el perfil inicial del modelo M25 (en negro, línea continua), y con el perfil de CSM adosado artificialmente con los parámetros del CSM derivados en la en la Sección 5.3 (en negro, línea discontinua).

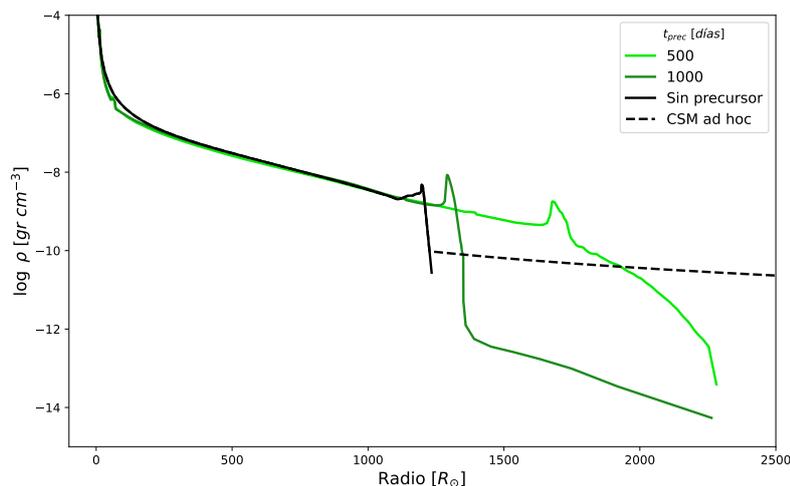


Figura 6.1. Comparación entre el perfil de densidad del modelo evolutivo M25 y los perfiles a $t_{\text{prec}} = 500$ y 1000 días desde la inyección de $E_{\text{prec}} = 1 \times 10^{-4}$ foe. También se incluye el perfil de M25 modificado *ad hoc* para incluir la presencia de CSM. Esta figura permite distinguir las diferentes morfologías que adquiere el extremo del perfil a diferentes t_{prec} . Notar que a valores grandes de t_{prec} , el perfil externo comienza a parecerse a la estructura del CSM incluida artificialmente (ver Sección 2.3).

De la Figura 6.1 se observa que la inyección de energía previa induce una modificación de la parte más externa del perfil de densidad. La estructura resultante es similar a la incorporada de manera artificial en la Sección 2.3 para incluir el efecto del CSM. Es decir, a partir de un dado valor de la densidad —reminiscente del parámetro ρ_i antes definido— se ve una región extendida y de baja densidad. En esta región la densidad en función de la coordenada radial depende de los parámetros E_{prec} y t_{prec} asumidos, y a medida que incrementa t_{prec} adopta una forma similar a la de una ley de potencias ($\rho \propto r^{-\alpha}$, como los perfiles con CSM agregado artificialmente). Aquí solo se muestra su efecto al considerar cambios en t_{prec} . Notar sin embargo que la parte más interna del perfil no se ve alterada.

Posteriormente hemos tomado el modelo a $t_{\text{prec}} = 500$ días y simulado la explosión del mismo utilizando los parámetros físicos obtenidos del modelado de la SN 2020tlf (ver Tabla 5.2). La CL completa se presenta en la Figura 6.2. La misma se compara con el modelo sin pre-explotar (en negro). Lo primero que se observa es que en el modelo pre-explotado se ve una fase pre-SN con una luminosidad del orden de $\log(L_{\text{bol}}) \sim 38.5$. Este valor está muy por encima de la luminosidad del modelo sin la inyección de energía previa. Es decir que efectivamente la inclusión de esta energía conduce a la producción de un precursor. La luminosidad y duración del mismo dependerán de los valores específicos de E_{prec} y t_{prec} utilizados. Notamos también la aparición de una pequeña fluctuación en el brillo a ~ 320 días antes de la explosión por sobre el valor casi constante observado. La razón física de dicha variación no ha sido estudiada en detalle en este trabajo y quedará para una investigación a

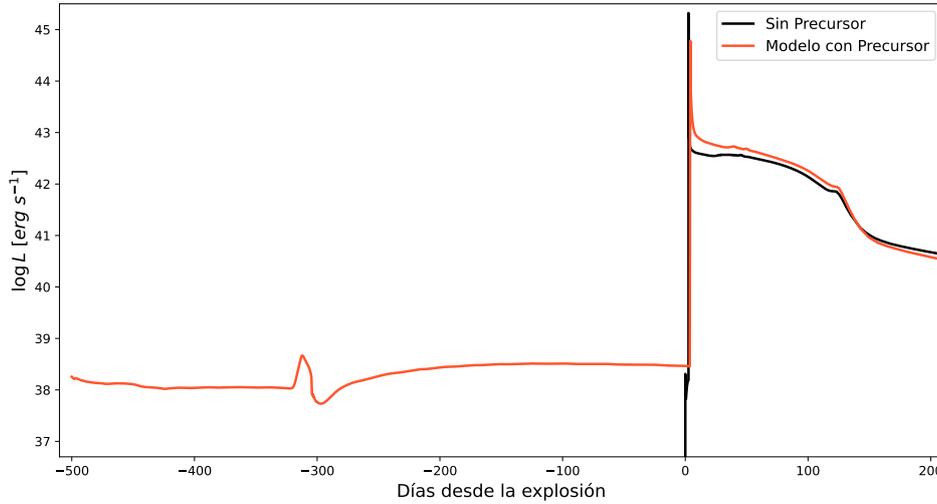


Figura 6.2. Comparación entre la CL del mejor modelo sin CSM hallado en la [Sección 5.1](#) (en negro) y del mismo modelo con un precursor incluido, con parámetros $E_{\text{prec}} = 1 \times 10^{-4}$ foe y $t_{\text{prec}} = 500$ días.

futuro.

Luego de la fase donde la L_{bol} se mantiene generalmente estable, se observa un abrupto incremento en la luminosidad debido a la explosión de SN propiamente dicha. De allí en adelante la CL exhibe las fases típicas de una SN tipo II, previamente explicadas en la [Sección 3.1](#). Sin embargo, se destacan algunas diferencias en el comportamiento de la CL para el modelo con y sin el precursor. A saber: el modelo con precursor presenta una CL post-explosión con una L_{bol} máxima menor que la del modelo sin precursor, y su fase de enfriamiento es de mayor duración y luminosidad. El modelo con precursor también altera otras etapas de la CL, si bien en menor grado. En particular la fase de *plateau* se ve más luminosa, y la pendiente de la cola radiactiva se vuelve un poco más empinada. En la [Figura 6.2](#) no se incluyó el modelo resultante para $t_{\text{prec}} = 1000$ días, pues dada la baja densidad y extensión del material redistribuido (ver [Figura 6.1](#)), no se producen modificaciones significativas en la CL respecto al modelo sin precursor.

Una vez presentado el efecto de inyectar una energía previa a la explosión sobre los modelos de SNs, hemos buscado un modelo de precursor adecuado para intentar reproducir los datos disponibles de emisión pre-explosión de la SN 2020tlf (ver [Subsección 4.1.3](#)). Con este propósito se exploraron diferentes valores de E_{prec} y t_{prec} , y se contrastaron las CLs pre-SN resultantes con los datos. En la [Figura 6.3](#) se muestran los datos bolométricos pre-explosión de la SN 2020tlf junto a las CLs pre-SN de tres modelos de precursor con los siguientes parámetros:

- $E_{\text{prec}} = 1 \times 10^{-2}$ foe y $t_{\text{prec}} = 220$ días, indicado en negro;
- $E_{\text{prec}} = 4 \times 10^{-3}$ foe y $t_{\text{prec}} = 235$ días, indicado en celeste;
- $E_{\text{prec}} = 1 \times 10^{-3}$ foe y $t_{\text{prec}} = 275$ días, indicado en amarillo.

De dicha figura puede verse que el modelo de 1×10^{-3} foe subestima la luminosidad de la emisión, mientras que el modelo de 1×10^{-2} foe la sobreestima. Luego, se encuentra que el modelo con $E_{\text{prec}} = 4 \times 10^{-3}$ foe y $t_{\text{prec}} = 232$ días es el que mejor representa la emisión

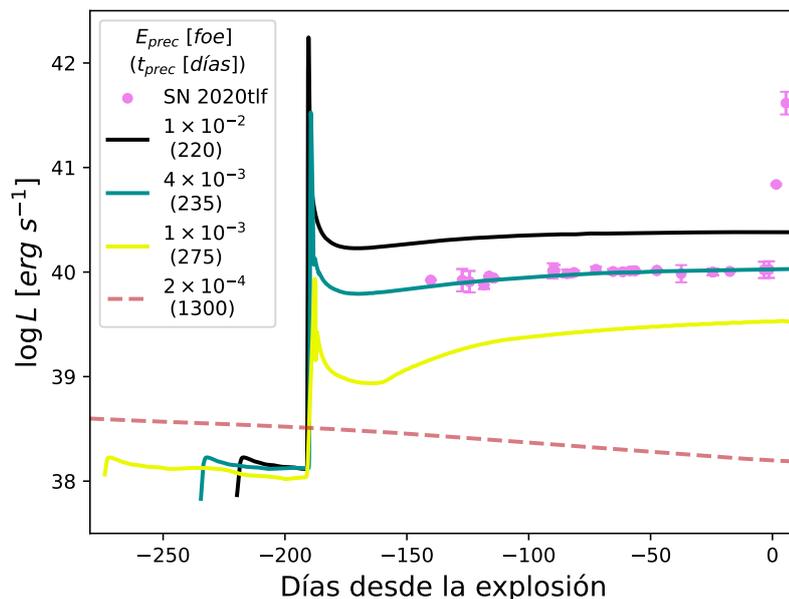


Figura 6.3. CLs pre-SN para diferentes modelos precursores con sus parámetros indicados en la figura. En color azul se muestra la CL pre-SN del modelo con precursor que mejor representa la emisión pre-SN de la SN 2020tlf. Se incluye en línea rosa punteada la CL pre-SN del modelo hallado en la Sección 6.3, de $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe y $t_{\text{prec}} = 1300$ días. Dicho modelo es el que mejor representa las observaciones de la SN 2020tlf post-exposición, aunque como aquí se muestra, no modela correctamente la emisión pre-SN observada.

pre-SN de la SN 2020tlf. Notamos que a pesar de reproducir exitosamente el comportamiento del precursor de la SN 2020tlf, nuestro modelo óptimo no es apropiado para modelar el resto de la CL de la SN 2020tlf. Al simular la explosión de SN empleando dicho modelo y utilizando los parámetros globales obtenidos en la Tabla 5.1, se obtiene una muy pobre representación de los datos. El modelo produce una gran sobreestimación de casi todas las fases evolutivas de la SN 2020tlf. Luego, no lo hemos considerado como válido para modelar la CL completa que se analizará en la Sección 6.3. Este resultado es acorde con lo que se muestra más adelante en la Figura 6.4. Allí puede verse que para valores de $E_{\text{prec}} \gtrsim 3 \times 10^{-4}$ foe, las CLs resultantes son inviables para reproducir las observaciones posteriores a la explosión.

6.3. Modelos completos de la SN 2020tlf

Como se comentó en la Sección 6.2, los parámetros encontrados para reproducir la emisión pre-SN no parecen ser adecuados para modelar el resto de la evolución de la SN 2020tlf. Sin embargo, aquí nos interesa ver si la metodología aplicada para estudiar el precursor también puede ser utilizada para simular las condiciones pre-exposición necesarias para explicar la emisión observada de la SN 2020tlf a tiempos menores a 30 días luego de la explosión.

Para intentar hallar un modelo fiel de las observaciones tempranas de la SN 2020tlf, se exploró una grilla de valores para E_{prec} en el rango de 10^{-5} - 10^{-2} foe con separaciones relativas de energía de 0.1 o 0.5, y una grilla de valores para t_{prec} en el rango de 50-5000 días, con separaciones temporales de 50, 100 o 500 días. Se han cotejado los perfiles de densidad de estos modelos con el perfil del modelo fiduciario con CSM *ad hoc* a fin de determinar los candidatos idóneos para simular la explosión de la SN 2020tlf. Este análisis permitió descartar los valores

de E_{prec} mayores a 5×10^{-4} foe pues las distribuciones resultantes exceden ampliamente la densidad y extensión derivadas en [Sección 5.3](#). De manera análoga fue posible descartar valores de E_{prec} por debajo de 1×10^{-4} foe ya que las distribuciones de CSM resultantes no alcanzan ni la extensión ni la densidad esperada.

Para los modelos de precursores que se obtienen al depositar E_{prec} en el rango de $1\text{--}5 \times 10^{-4}$ foe, se utilizaron los perfiles evolucionados a un tiempo fijo de $t_{\text{prec}} = 1000$ días y se simuló la explosión con los parámetros físicos globales de la SN 2020tlf. Se obtuvieron las CLs bolométricas y se contrastaron con las observaciones de la SN 2020tlf a fin de acotar aún más la exploración paramétrica. En la [Figura 6.4](#) se muestran algunas de estas CLs. Particularmente, vemos que para una $E_{\text{prec}} = 1 \times 10^{-4}$ foe el modelo resultante no logra producir un efecto notorio en la CL temprana. Mientras que para una $E_{\text{prec}} = 3 \times 10^{-4}$ foe, el modelo resultante produce una sobreestimación de la luminosidad durante toda la evolución. Luego, nos hemos quedado con los modelos intermedios de $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe, que desarrollamos en mayor profundidad.

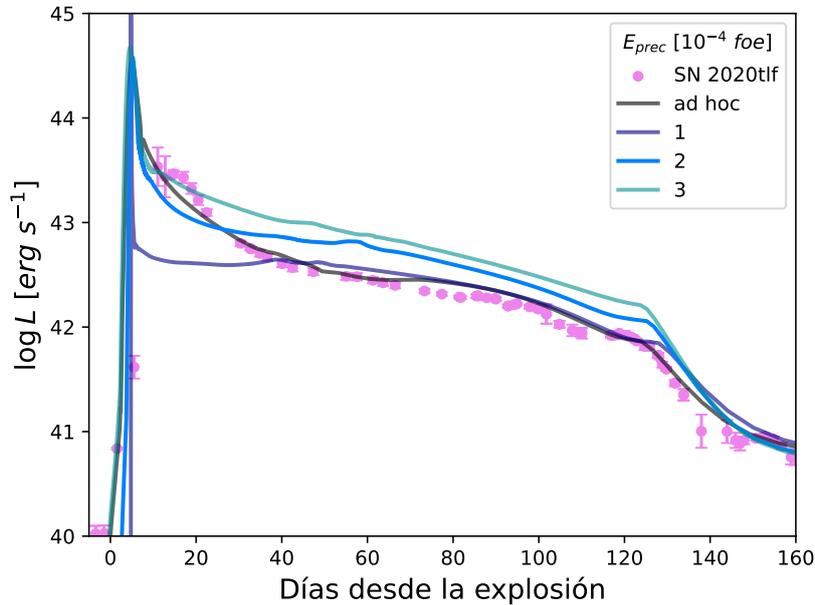


Figura 6.4. Modelos de CLs asumiendo diferentes valores de E_{prec} y un valor fijo de $t_{\text{prec}} = 1000$ días. Estos modelos son comparados con las observaciones de la SN 2020tlf y con el mejor modelo encontrado en la [Sección 5.3](#) asumiendo la presencia de un CSM incluido *ad hoc*.

Una vez determinado el valor de E_{prec} , hemos inspeccionado los perfiles de densidad de los modelos pre-explotados a diferentes t_{prec} con el objetivo de refinar aun más la búsqueda. Para esto hemos comparado los perfiles resultantes para una grilla de valores de t_{prec} con el mejor modelo con CSM *ad hoc* hallado en la [Sección 5.3](#). Dicha comparación se presenta en la [Figura 6.5](#). Lo primero que debe notarse es que los modelos aquí presentados reproducen cualitativamente bien el comportamiento presentado en el modelo donde el CSM se ha puesto de manera artificial. Es decir, todos los modelos muestran una fuerte caída en densidad hacia el final de la envoltura, seguida de una región extendida de baja densidad. Por otro lado, vemos que a mayores valores de t_{prec} —lo que significa un lapso de tiempo mayor desde que se inyectó la energía— la densidad externa disminuye y el material se extiende a distancias mayores. Esto es consecuencia de que el material tuvo más tiempo para expandirse. Por otro

lado, de una inspección más detallada de la [Figura 6.5](#) se encontró que los modelos con perfiles más promisorios poseen valores de t_{prec} de 1000 y 1500 días. Entonces, la grilla de exploración quedó reducida a modelos con $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe y $t_{\text{prec}} = 1000$ -1500 días.

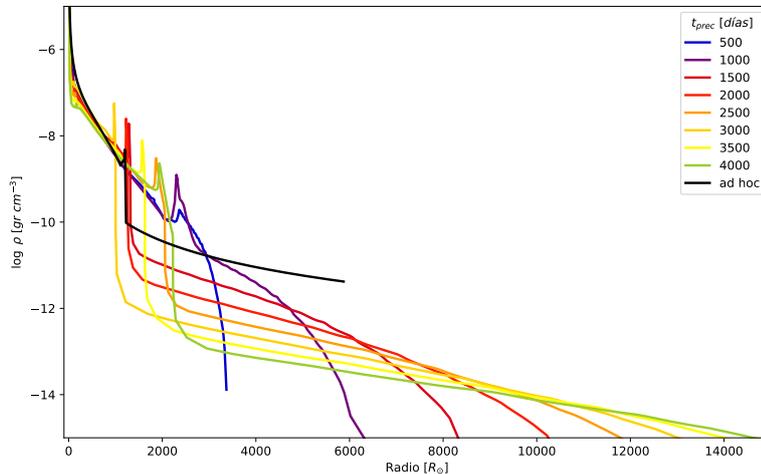


Figura 6.5. Perfiles de densidad de modelos con precursores de energía fija $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe y t_{prec} variable. En negro se incluye el perfil del mejor modelo con CSM agregado artificialmente, hallado en la [Sección 5.3](#).

Luego se simuló la explosión para seis modelos correspondientes a $t_{\text{prec}} = 1000, 1100, 1200, 1300, 1400$ y 1500 días. Las CLs bolométricas resultantes se muestran en la [Figura 6.6](#), junto al modelo fiduciario de CSM *ad hoc*. De la figura se identificó que el modelo más representativo de las observaciones corresponde a un modelo de precursor con un valor de $t_{\text{prec}} = 1300$ días. En el panel principal de la [Figura 6.6](#) se muestran las CLs de los modelos analizados. Allí puede verse que todavía hay deficiencias importantes en los modelos presentados para reproducir la fase temprana aunque la duración y la luminosidad del *plateau* son representadas de modo razonable. Sin embargo, si se corre de modo arbitrario el momento de la explosión a 5 días después (ver recuadro, [Figura 6.6](#)), se observa que la fase de enfriamiento queda mejor representada por el modelo de $t_{\text{prec}} = 1300$ días, aunque no refleja correctamente la llegada de la OC a la superficie estelar (o SBO, ver [Sección 3.1](#)) ni el aumento en luminosidad hasta el máximo. Por otro lado, con este corrimiento se empiezan a ver diferencias importantes a partir de los ~ 40 días desde la explosión, y presenta problemas puesto que sobreestima la luminosidad del *plateau* y prolonga su duración unos ~ 10 días.

A pesar de las diferencias encontradas, creemos que el modelo con $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe y $t_{\text{prec}} = 1300$ días representa cualitativamente bien la CL de la SN 2020tlf aunque no al mismo nivel que el modelo presentado en la [Sección 5.3](#). No obstante, cabe destacar que con esta metodología se puede dar una explicación más realista a la modificación del perfil de densidad externo necesario para modelar los datos tempranos de una SN. En ese sentido, es interesante estimar la cantidad de material redistribuido por el precursor del mejor modelo hallado. En los perfiles de densidad de los modelos con precursor se observa una fuerte caída en densidad a partir de una dada región de la envoltura (cercana en coordenada Lagrangiana a $M_{\text{pre-SN}}$), que es consecuencia de la energía depositada por el precursor. Este cambio abrupto en densidad puede interpretarse como el final de la envoltura y el comienzo de una región que recuerda a las condiciones del CSM adosado artificialmente (ver [Sección 2.3](#)). Luego, podría pensarse que la masa ubicada entre la caída abrupta y el borde más externo es análoga a

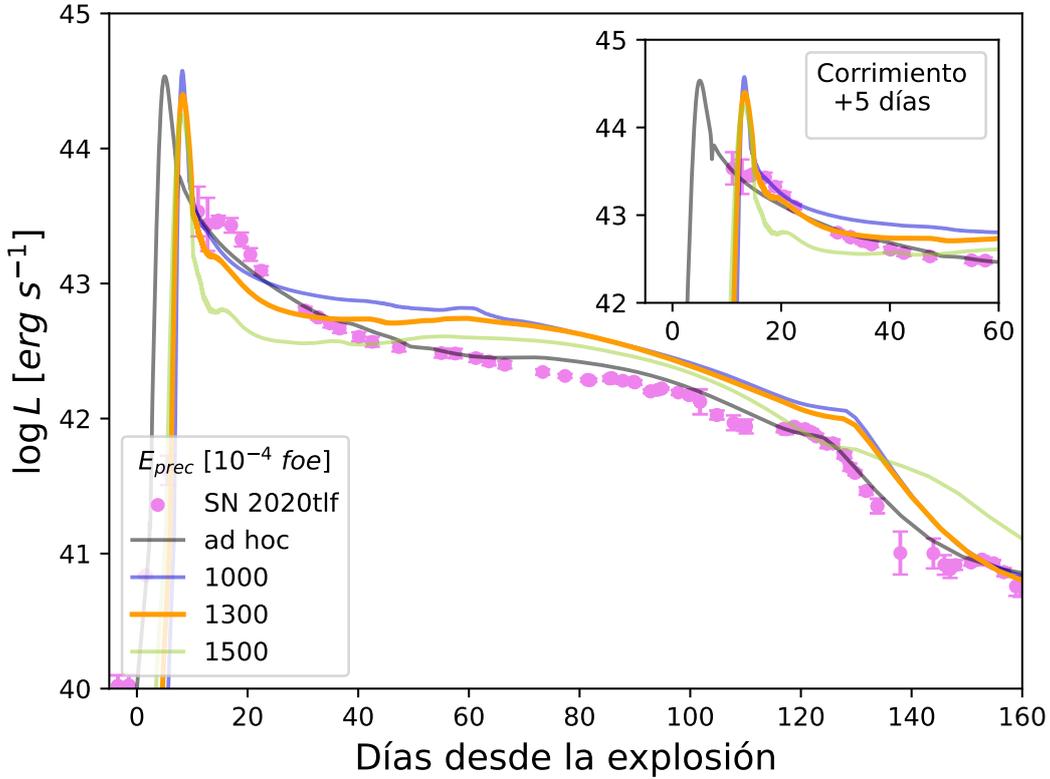


Figura 6.6. CLs para modelos con $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe y valores de t_{prec} en el rango de 1000-1500 días. A modo de comparación se incluye en línea gris el mejor modelo con CSM *ad hoc*. El panel principal muestra la CL completa mientras que en el recuadro se muestra una ampliación de la misma durante la etapa de enfriamiento y con un corrimiento temporal en los modelos de 5 días.

la M_{CSM} utilizada en la [Sección 2.3](#)¹. Así, integrando el perfil de densidad del modelo con $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe y $t_{\text{prec}} = 1300$ días en esa región, se encuentra un valor de $M_{\text{CSM}} = 0.48 M_{\odot}$. Comparando este valor con el hallado para el modelo de CSM *ad hoc* (de $1.42 M_{\odot}$, ver [Sección 5.3](#)), vemos que la M_{CSM} inferida de un modelo con precursor representa aproximadamente un tercio de la M_{CSM} del modelo con CSM agregado artificialmente. Este resultado sugiere un mecanismo de pérdida de masa menos extremo que el inferido en la [Sección 5.3](#).

Por otra parte, en la [Figura 6.7](#) comparamos los resultados de las v_f del modelo con $E_{\text{prec}} = 2 \times 10^{-4}$ foe y $t_{\text{prec}} = 1300$ días, con las mediciones de las velocidades de líneas disponibles de la SN 2020tlf. A modo de comparación se incluyen las v_f de los modelos sin CSM, y con CSM *ad hoc*. En el intervalo de 90-130 días —el rango temporal donde se cuenta con velocidades de líneas medidas— son muy similares las v_f de los tres modelos. Es decir, representan bien las velocidades de línea de H_{α} , no así las de H_{β} y FeII. Sin embargo esto no permite distinguir entre modelos. Una comparativa más productiva requeriría tener

¹Sin embargo no es posible obtener un perfil de densidad idéntico al del modelo de CSM *ad hoc* sin importar el modelo de precursor que se considere. Esto se debe a que el método aquí empleado para generar distribuciones similares al CSM artificialmente redistribuye el material presente en la estrella, sin agregar ni quitar masa. En cambio, el adosamiento de CSM artificial implica agregar más masa al modelo del progenitor. Aquí simplemente se busca establecer una comparación al orden de magnitud.

datos disponibles en los primeros ~ 40 días desde la explosión, donde los modelos exhiben comportamientos notablemente diferentes.

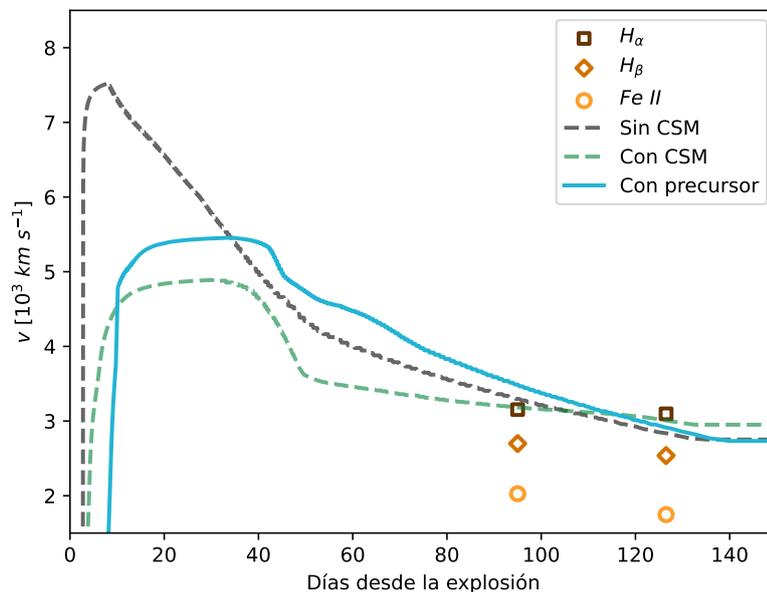


Figura 6.7. Comparación entre las v_f del mejor modelo precursor y los modelos fiducarios con y sin CSM, comparadas con las velocidades de las líneas de Ca I, Fe II, H_α y H_β de la SN 2020tlf.

Por último hemos comparado la emisión pre-SN del mejor modelo encontrado en esta sección con los datos del precursor de la SN 2020tlf. Dicho modelo se presenta en línea discontinua de color rojo en la [Figura 6.3](#). Como puede verse, este modelo subestima considerablemente la luminosidad real del precursor en ~ 2 órdenes de magnitud, por lo cual lo consideramos insatisfactorio para representar los datos pre-explosión. Por otro lado, se sabe que la última no detección de emisión pre-SN se dio a ~ 150 días antes de la explosión, lo cual impone severas restricciones a la posibilidad de un precursor de 1300 días de evolución como el que aquí se presenta.

Con una mirada global al problema, consideramos que los resultados presentados en esta sección son muy promisorios e interesantes. Los modelos reproducen cualitativamente el comportamiento observado tanto del precursor como en fases posteriores, y los perfiles luego de la inyección de la E_{prec} reproducen las características globales de los utilizados de manera *ad hoc* para incluir el CSM. Sin embargo no hemos podido obtener un modelo autoconsistente para todas las fases evolutivas de la SN 2020tlf, por lo cual nos proponemos en un futuro realizar una exploración más profunda que no ha podido ser realizada en este trabajo por razones de tiempo. Una mayor discusión de los resultados hallados en esta sección puede encontrarse en la [Sección 7.3](#), junto con algunos comentarios finales.

Capítulo 7

Discusión

Una vez concluidas las tareas propuestas en este trabajo, ofrecemos en este capítulo una serie de reflexiones sobre los resultados obtenidos. En la [Sección 7.1](#) se comparan los parámetros físicos de la SN 2020tlf derivados a partir del modelado hidrodinámico en el [Capítulo 5](#) con los de la muestra de SNs del CSP-I. De esta comparación presentamos asimismo un análisis del lugar que ocupa esta SN dentro de la población de SNs tipo II, en términos de sus propiedades físicas. Por otra parte, en la [Sección 7.2](#) se discuten los resultados obtenidos del modelado de SN 2020tlf en este trabajo frente a los resultados encontrados en la literatura. Destacamos las diferencias y similitudes con las conclusiones reportadas en otros trabajos que han analizado el mismo objeto. Finalmente, en la [Sección 7.3](#) ofrecemos un análisis de los resultados vinculados al precursor, hallados en la [Sección 6.2](#) y [Sección 6.3](#). Presentamos además posibles alternativas al tratamiento utilizado en esta tesis.

7.1. Comparación con SNs del CSP-I

En esta sección se comparan los parámetros globales obtenidos para la SN 2020tlf (ver [Sección 5.1](#)) con los parámetros derivados para una muestra de 74 SNs II observadas por el programa CSP-I. Dicha muestra ya fue introducida en la [Sección 4.2](#) donde previamente se han comparado una serie de parámetros observacionales de las CLs. Los parámetros de la muestra han sido derivados con el mismo código hidrodinámico pero con modelos pre-SN calculados con el código MESA ([Paxton et al., 2011](#)), en el trabajo de [Martinez et al. \(2022b\)](#).

Se confeccionó una serie de histogramas compuestos por los siguientes parámetros: M_{ZAMS} , $M_{\text{pre-SN}}$, $R_{\text{pre-SN}}$, E_{exp} , $M_{56\text{Ni}}$ y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$. Incorporados a los histogramas se destacan los respectivos parámetros de la SN 2020tlf hallados en la [Sección 5.1](#) y las propiedades del modelo inicial utilizado, presentado en la [Sección 2.2](#). Los mismos se muestran en la [Figura 7.1](#) y [Figura 7.2](#).

En lo respectivo a los parámetros M_{ZAMS} , $M_{\text{pre-SN}}$, $R_{\text{pre-SN}}$ y E_{exp} de la SN 2020tlf, vemos que los cuatro parámetros exceden con creces los valores encontrados para las SNs II de CSP-I (ver [Figura 7.1](#)). No se encuentran otros objetos en la muestra que hayan requerido modelos con $M_{\text{ZAMS}} > 22 M_{\odot}$, y de hecho la amplia mayoría poseen $M_{\text{ZAMS}} < 15 M_{\odot}$. Lo mismo se observa en las $M_{\text{pre-SN}}$, cuyos valores derivados son siempre menores a $18 M_{\odot}$ y que posee un pico de la distribución centrado en $M_{\text{pre-SN}} \sim 11 M_{\odot}$. Nuestro objeto en cambio posee un valor cercano a $\sim 22 M_{\odot}$. La E_{exp} encontrada también cae claramente por afuera de los valores encontrados para las SNs II del CSP, cuyo máximo valor es 1.5 foe y con una mediana de $E_{\text{exp}} = 0.63$ foe. Sin embargo, es esperable que un progenitor de mayor masa tenga asociada una mayor E_{exp} (ver [Martinez & Bersten 2019](#) y [Utrobin & Chugai 2015](#)). Luego, la E_{exp} derivada sería acorde a un progenitor de tan alta masa. Respecto al $R_{\text{pre-SN}}$

7. Discusión

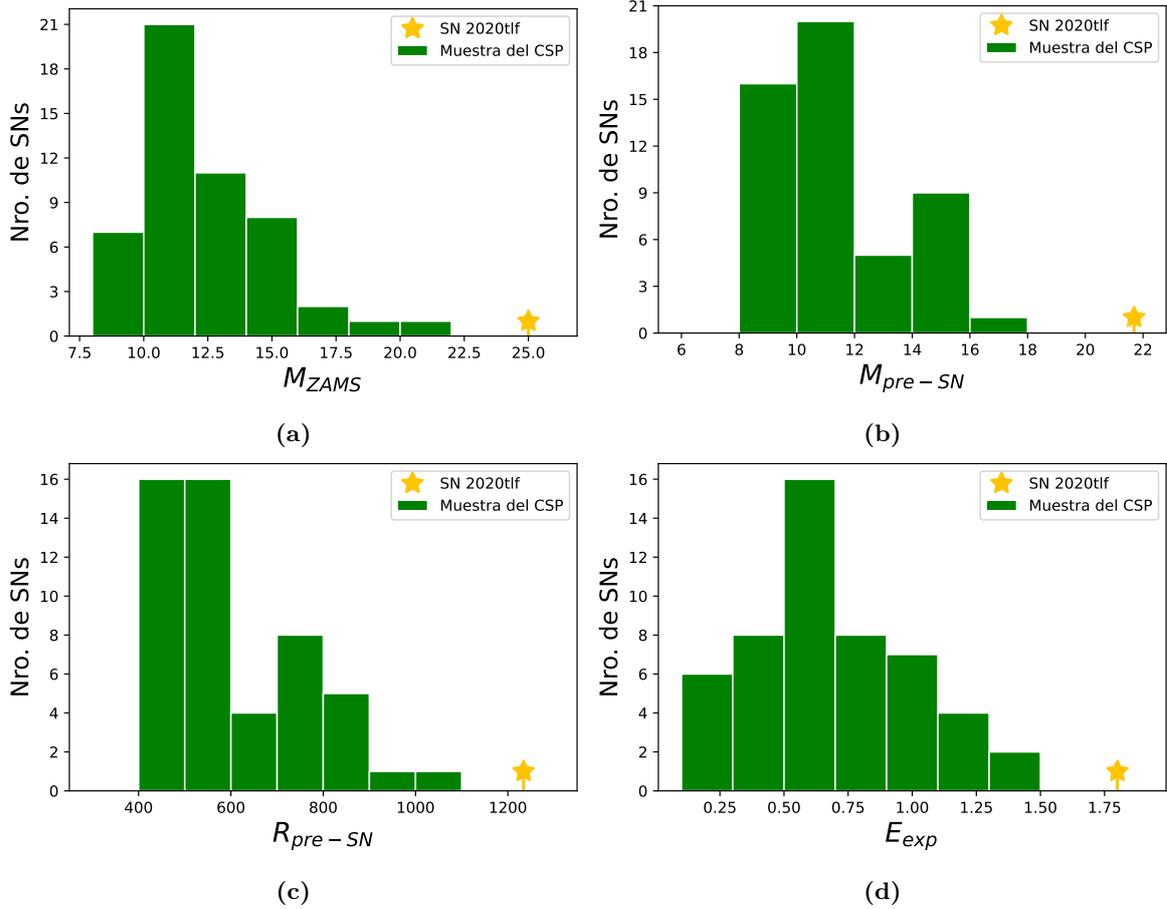


Figura 7.1. Histogramas para objetos de la muestra del CSP-I de 74 SNs, correspondientes a los siguientes parámetros físicos: M_{ZAMS} (a), M_{pre-SN} (b), R_{pre-SN} (c), y E_{exp} (d). Con línea amarilla se indica en qué parte de la distribución se encuentran los parámetros de la SN 2020tlf, y la altura de la misma indica cómo se vería modificado el histograma de incluir a este objeto.

se ve una tendencia similar a los otros parámetros mencionados, es decir, que la SN 2020tlf posee un R_{pre-SN} que excede los valores más extremos de la muestra.

En la [Figura 7.2](#) se muestran las distribuciones de M_{56Ni} y mix_{56Ni} para las SNs II del CSP comparadas con los valores obtenidos en la [Sección 5.1](#) para la SN 2020tlf. De los histogramas se puede observar que la M_{56Ni} se ubica dentro de los valores observados para la muestra de objetos de comparación, aunque se encuentra en la región de los de menor masa. En cambio, la mix_{56Ni} cae nuevamente por afuera de la distribución de la muestra, mostrando valores excepcionalmente bajos. Tanto la baja M_{56Ni} en relación a la masa total de la estrella como su disposición en las regiones más internas del objeto, están de acuerdo con el comportamiento esperable para objetos con $M_{ZAMS} > 25 M_{\odot}$, que se ven afectados por el fenómeno de *fallback* (ver [Woosley et al. 2002](#)).

Del estudio aquí presentado puede notarse que todos los parámetros derivados para la SN 2020tlf —con la posible excepción de la M_{56Ni} — caen considerablemente por afuera de los valores derivados para muestras grandes de SNs II. Esto en cierta manera es consistente con lo derivado en la [Sección 4.2](#), donde se compararon diversos parámetros morfológicos de la CL bolométrica de este objeto con la misma muestra de comparación y ese mismo apartado se vio que la mayoría de sus características observables eran atípicas.

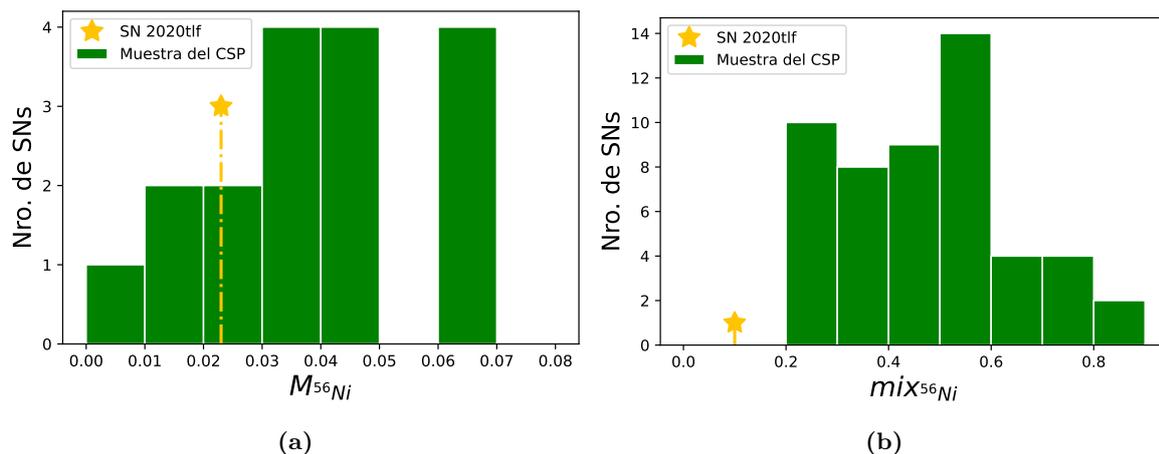


Figura 7.2. Idem [Figura 7.1](#), para los siguientes parámetros físicos: $M_{56\text{Ni}}$ (a) y $\text{mix}_{56\text{Ni}}$ (b).

Confiando en nuestros resultados podríamos concluir que este objeto no es un objeto típico dentro de la distribución de SNs II normales. Esto podría llevar a pensar que entonces la emisión pre-SN observada también es una característica peculiar y no algo esperable comúnmente en este tipo de objetos. Sin embargo, no podemos dejar de mencionar que existe una degeneración importante en los parámetros físicos cuando no se utilizan las velocidades fotosféricas completas para elegir el mejor modelo. Es más, suele ocurrir que sin la inclusión de dichas velocidades se deriven masas mayores (ver [Martinez et al. 2020](#), [Utrobin & Chugai 2008](#), y [Utrobin & Chugai 2015](#)).

En este sentido, es importante mencionar que la $M_{56\text{Ni}}$ (que es justamente el valor que se ubica dentro de la distribución) es el parámetro que está sujeto a menor ambigüedad dentro del modelado ya que este es más fácilmente derivable usando únicamente datos fotométricos tardíos (ver la [Figura 3.4](#) de la [Subsección 3.2.2](#) y la discusión presentada allí).

7.2. Comparación con otros modelos

Luego del trabajo de [JG22](#) donde se presentaron los datos de la SN 2020tlf y se realizó un análisis de los mismos, otro trabajo fue publicado en donde se ha realizado el modelado completo de la SN 2020tlf con el foco puesto principalmente en la emisión temprana y su precursor ([CU22](#)). A continuación se contrastan los resultados obtenidos durante el modelado hidrodinámico presentado en esta tesis (ver [Sección 5.1](#) y [Sección 5.3](#)) con los modelos hallados previamente en dichas publicaciones.

En [JG22](#) se emplearon diversos métodos para determinar los parámetros globales y del CSM de la SN 2020tlf, sin ahondar en el modelado del precursor. Por un lado, utilizaron los espectros nebulares y los contrastaron con espectros teóricos para distintos progenitores, hallando que el progenitor de esta SN debía tener una M_{ZAMS} de $\sim 12 M_{\odot}$. Por otra parte, realizaron el modelado hidrodinámico utilizando el código [HERACLES](#) ([González et al., 2007](#)) aplicado a un conjunto de modelos iniciales prescriptos por [Dessart et al. \(2013\)](#). A saber, un modelo con una M_{ZAMS} de $15 M_{\odot}$, una masa de Ni de $0.027 M_{\odot}$ pero diferentes radios de 501, 768 y $1107 R_{\odot}$ los cuales se corresponden con diferentes $M_{\text{pre-SN}}$ de 14.08, 14.09 y $14.01 M_{\odot}$, respectivamente. Las diversas configuraciones pre-SN para una misma M_{ZAMS} fueron obtenidas asumiendo diferentes hipótesis sobre los parámetros evolutivos. Luego, esos modelos fueron explotados con distintas energías, de 1.34, 1.27 y 1.24 foe respectivamente.

A los modelos ya mencionados se les agregó un perfil complejo de CSM consistente en

dos estructuras: un núcleo denso y constante extendido a $\sim 1.4 \times 10^3 R_{\odot}$, y un halo de tipo viento estacionario extendido a $8.5 - 11.5 \times 10^4 R_{\odot}$ dependiendo del modelo. Las razones por las cuales han postulado esta bimodalidad en la distribución del CSM son: la evidencia de CSM denso barrido durante los primeros ~ 10 días desde la explosión, ya mencionada en [Subsección 4.1.2](#) en forma de líneas angostas, correspondiente a esta estructura densa; y la emisión temprana presente en la CL, que para ser reproducida en el modelado requiere la interacción de la OC con un material más diluido y necesariamente de gran extensión, dada la prolongada duración del enfriamiento radiativo.

Con estos modelos iniciales se procedió al modelado hidrodinámico, del cual los autores han indicado que el mejor modelo se trata de aquél que posee un $R_{\text{pre-SN}}$ de $1107 R_{\odot}$ y E_{exp} de 1.24 foe. En todos los casos queda representada la emisión temprana de manera satisfactoria, con la incorporación del CSM ya mencionada. Respecto al *plateau*, el mejor modelo es consistente con la duración del *plateau*, pese a sobreestimar la luminosidad del mismo; el modelo de $768 R_{\odot}$ y E_{exp} de 1.27 subestima en unos ~ 10 días la duración del *plateau*, aunque representa fielmente la luminosidad del mismo; y el modelo de $501 R_{\odot}$ y E_{exp} de 1.34 falla al intentar reproducir tanto la duración (la subestima en ~ 20 días) como la luminosidad del *plateau* (la cual también subestima). En resumen, ninguno de los tres modelos presentados por este trabajo logra representar la totalidad de las etapas de la CL bolométrica de la SN estudiada. Una consideración importante a añadir en este relevamiento es la incapacidad de este trío de modelos de reproducir la cola radiactiva de la CL, en vistas del corte en los modelos a ~ 140 días en el trabajo citado (ver Figura 18a). Esto es indicativo de la sobreestimación que se obtendría de la luminosidad en dicha cola causada por un valor más alto de la $M_{56\text{Ni}}$ asumida. En esta misma línea, es importante remarcar que en dicho trabajo se ha ajustado la $M_{56\text{Ni}}$ mediante un procedimiento separado del modelado hidrodinámico, que arrojó un valor de $0.027 M_{\odot}$. En conclusión, no cuentan en [JG22](#) con un modelo que determine unívocamente todos los parámetros de la SN 2020tlf.

Comparando los parámetros inferidos en esta tesis con los de [JG22](#), puede verse que fue necesario utilizar un modelo más masivo ($M_{\text{ZAMS}} = 25 M_{\odot}$ frente a $15 M_{\odot}$) y más energético ($E_{\text{exp}} = 1.8$ foe frente a 1.24 foe). Interesantemente ambos cálculos requirieron modelos con $R_{\text{pre-SN}}$ grandes, del orden de $\sim 1100 - 1200 R_{\odot}$. Nótese que los modelos de radios menores, obtenidos de suposiciones estándar de la evolución estelar, han sido descartados en [JG22](#). De igual manera, los modelos evolutivos de $R_{\text{pre-SN}}$ pequeños han sido descartados en este trabajo. Nosotros no hemos explorado modelos evolutivos en donde se hayan variado parámetros estándar como el valor asumido para la longitud de mezcla. Luego, sería de esperar que (por ejemplo) el modelo M15 de [NH88](#) ($M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$) que posee un radio preSN de $\sim 500 R_{\odot}$ no diera buenos resultados, al igual que el del trabajo de [JG22](#). Cabe la posibilidad de que exista una solución alternativa, si se emplearan modelos iniciales con hipótesis diferentes. Al necesitar un modelo inicial con $M_{\text{pre-SN}}$ más grande, posiblemente por la necesidad de tener un $R_{\text{pre-SN}}$ mayor, fue necesario considerar una E_{exp} mayor. Respecto a la $M_{56\text{Ni}}$ encontrada, nuestro valor de $0.023 M_{\odot}$ (frente a $0.027 M_{\odot}$) fue derivado de un modo más preciso, y además representa bien los datos en la cola a diferencia de la clara sobreestimación de esta encontrada por [JG22](#). De hecho, han modelado la $M_{56\text{Ni}}$ de forma separada al resto del modelado hidrodinámico, mientras que aquí se ha derivado $M_{56\text{Ni}}$ en un único modelo autoconsistente con las observaciones en otras etapas aparte de la cola radiactiva. Al no hacer mención sobre cómo fue distribuido el material en [JG22](#), no es posible comparar nuestros resultados para el parámetro de mezcla $\text{mix}_{56\text{Ni}}$. Por otro lado, la manera en que fue modelado el CSM, con dos componentes, impide hacer una comparación exhaustiva entre ambos. Cabe destacar que en este trabajo se ha reflejado la fase de enfriamiento de la SN 2020tlf exitosamente con una única componente de CSM, sin necesidad de separarlo en

dos estructuras distintas.

Otro trabajo presente en la literatura dedicado mayoritariamente al modelado hidrodinámico de la SN 2020tlf en la etapa temprana y el precursor, es el trabajo de CU22. En este han empleado el código radiativo CRAB (ver Utrobin 2007) para modelar el precursor de la SN 2020tlf a través de un método eruptivo. En dicho trabajo tomaron un modelo inicial de $12 M_{\odot}$, $550 R_{\odot}$, y una masa de ^{56}Ni de $0.03 M_{\odot}$ (Woosley et al., 2002). A este modelo de progenitor se le inyecta una energía de 5.5×10^{-3} foe en la capa de coordenada Lagrangiana $m = 2 M_{\odot}$ a 390 días antes de la explosión, simulando un precursor de manera similar a la empleada en la Sección 6.2 y Sección 6.3. Los autores reproducen satisfactoriamente las observaciones de la emisión pre-SN, además de obtener una masa eyectada por esta erupción de $0.14 M_{\odot}$, extendida a $3900 R_{\odot}$. Estos parámetros constituyen —de acuerdo al modelo de dichos autores— la componente densa del CSM o núcleo, en analogía con el trabajo anteriormente analizado.

Para el modelado hidrodinámico de la CL propiamente dicha, en primera instancia determinaron las propiedades del CSM mediante el análisis con métodos de Montecarlo de la línea de H_{α} , presentando distribuciones de CSM de dos tipos: una idéntica a la distribución bimodal presentada por JG22, y otra de una única componente tipo halo. Para la primera se tomaron como conocidos los parámetros del núcleo de CSM a raíz del modelado del precursor, mientras que se ajustaron los parámetros del halo asumiendo un viento de tipo estacionario. Con este método han obtenido una extensión de $17200 R_{\odot}$ y un coeficiente de densidad de $3.2 \times 10^{16} \text{ gr cm}^{-3}$, siendo la masa del halo de $0.22 M_{\odot}$. Para el segundo método, al no contar con un núcleo de CSM, simplemente se ajustó la línea de H_{α} para un modelo de halo de idénticas características, modificando el coeficiente de densidad a $3.8 \times 10^{16} \text{ gr cm}^{-3}$. En estos modelos, la M_{CSM} es de $0.37 M_{\odot}$.

Una vez caracterizado el CSM a través de estas propuestas, realizaron el modelado hidrodinámico propiamente dicho inyectando una E_{exp} de 2 foe al momento estimado de la explosión. Ambos modelos de CSM reflejan correctamente la emisión temprana de la SN 2020tlf y la luminosidad de *plateau*. Sin embargo, como los modelos presentados son cortados a ~ 100 días, es difícil evaluar cómo se comparan con la duración de las etapas de *plateau* y la cola radioactiva de nuestros modelos. Es posible imaginar que dados los bajos valores de masa y radio, y la elevada energía utilizadas, estos modelos no representen bien la duración del *plateau* de la SN. Lo mismo es esperable durante la cola radioactiva, que tampoco se muestra en CU22. En dicho trabajo la $M_{^{56}\text{Ni}}$ utilizada es de $0.03 M_{\odot}$, lo cual es mayor a la encontrada en JG22, que ya producía una clara sobreestimación de la L_{bol} de la cola. Por lo tanto, es posible que esta discrepancia se vea aún más acentuada.

En resumidas cuentas, CU22 presenta un modelo que reproduce satisfactoriamente las etapas del enfriamiento y el *plateau* hasta ~ 100 días a través de un progenitor de baja masa junto a un modelo de CSM simple de única componente, o bien usando un modelo de CSM bimodal que emplea los parámetros obtenidos del modelado del precursor. Es decir, el foco de ese trabajo ha sido la evolución temprana de la SN 2020tlf. Lamentablemente, al no mostrar el comportamiento de sus modelos a tiempos $\gtrsim 100$ días, no es posible saber cómo se comparan de forma conjunta con los modelos presentados en esta tesis. Esto impide saber si los parámetros globales derivados efectivamente reproducen la evolución completa de la CL.

El modelo obtenido en esta tesis presenta un panorama interesante pues exhibe una tercera alternativa —un progenitor de alta masa y única componente de CSM— a las ya mencionadas (un primer modelo de baja masa con dos componentes de CSM y un segundo modelo de baja masa con una componente de CSM). La existencia de más de una solución es posible debido a la degeneración que existe en el modelado hidrodinámico cuando solo se utiliza la fotometría para elegir los modelos. La inclusión de información espectroscópica —en especial en épocas

tempranas— es crítica para poder discernir entre modelos. Al no poseer dicha información es imposible decidir entre soluciones de alta o baja masa, como ha sido discutido en detalle en [Martinez et al. \(2020\)](#).

7.3. Observaciones finales

Tras haber finalizado el modelado y análisis de la SN 2020tlf mediante distintos métodos, hemos compilado una serie de reflexiones y aspectos del modelado sujetos a debate. En líneas generales, debe señalarse que nuestro modelo sugiere un progenitor masivo, con una E_{exp} más alta que la usualmente inferida y con $M_{56\text{Ni}}$ en el rango típico de las SNs II-P. Los resultados hallados indicarían que este evento tiene propiedades físicas más extremas que las generalmente observadas, como se ha concluido del análisis presentado en la [Sección 7.1](#).

Tal conclusión se encuentra en línea con lo expresado en el trabajo de [CU22](#). Según los autores, es difícil explicar el halo de CSM tan extendido que proponen para progenitores de baja masa como los que emplean en dicho trabajo y en el de [JG22](#) (de 12 y 15 M_{\odot} , respectivamente). Otro factor a favor de la hipótesis de un progenitor de alta masa es la baja $M_{56\text{Ni}}$ presente. Valores bajos de $M_{56\text{Ni}}$ son esperables para estrellas de masas $\gtrsim 25 M_{\odot}$, para las cuales la teoría predice que gran cantidad del ^{56}Ni ha de experimentar *fallback* ([Woodsley et al., 2002](#)).

De los resultados obtenidos en la [Sección 6.2](#) y [Sección 6.3](#), la principal conclusión que se desprende es que no se ha encontrado un modelo autoconsistente, capaz de explicar simultáneamente:

- La emisión pre-SN detectada;
- La etapa de enfriamiento;
- Las etapas de *plateau* y cola radiactiva.

Si bien se encontró un modelo razonable para representar la evolución post-exposición de la CL (enfriamiento, *plateau* y cola radioactiva), no fue posible hallar uno que pueda también ser compatibilizado con la emisión observada del precursor. Es presumible que una combinación de factores hayan afectado negativamente la calidad de los modelos de precursores hallados. En primer lugar, los perfiles de densidad de los modelos de precursor son muy sensibles ante variaciones de E_{prec} , t_{prec} , la capa de deposición M_{env} , y la elección del modelo inicial que se utiliza. Asimismo, podría deberse a limitaciones en el método utilizado para modelar los precursores o propias de nuestro código hidrodinámico. En este sentido es importante mencionar que es la primera vez que se incorpora esta prescripción al código utilizado. En consecuencia, es posible que sea necesario realizar más exploraciones para ganar experiencia en el modelado de precursores u optimizar las rutinas numéricas utilizadas para adaptarlas a estos escenarios físicos.

En paralelo, resulta sumamente intrigante la discrepancia existente entre la E_{prec} requerida para reproducir los datos pre-SN y la etapa de enfriamiento. Se trata de un orden de magnitud, y la diferencia que esto causa en la CL es muy notoria.

Otro aspecto relevante es que la mayoría de modelos de precursor analizados en este trabajo suelen tener CLs post-exposición por encima de los datos bolométricos. Por otro lado, vimos en la [Sección 5.1](#) que los modelos de [NH88](#) suelen tener CLs con valores menores a lo observado, exceptuando el modelo M25 que hemos utilizado a lo largo de esta tesis. Entonces, cabe la posibilidad de que un modelo inicial distinto, menos masivo y combinado con un modelado de precursor adecuado, sea capaz de compensar la subestimación de luminosidad propia de los modelos de [NH88](#) con la sobreestimación propia del método utilizado para

modelar los precursores. Todas estas razones en conjunto muestran que es necesario realizar una exploración más profunda que por razones de tiempo se ha postergado para trabajo a futuro.

Por último, en lo respectivo a las v_f no se cuentan con suficientes datos para diferenciar entre los modelos propuestos aquí y los presentados en otros trabajos. Solamente podemos afirmar que los valores relativamente bajos que presentan las velocidades de línea de Fe II son un indicio de que quizás se requieran E_{exp} menores en nuestros modelos.

Capítulo 8

Conclusiones y trabajo a futuro

En esta tesis hemos realizado un análisis comprensivo de la SN 2020tlf y sus principales características. La elección del objeto de estudio fue motivada por ser la primera SN II-P con detección de un precursor.

Durante este trabajo hemos utilizado las observaciones pre- y post-exposición publicadas en el trabajo de [JG22](#). Se realizó un recuento del conjunto de observaciones allí presentadas en la [Sección 4.1](#). Particularmente, hemos utilizado la CL bolométrica allí calculada mientras que los valores de las velocidades de las líneas utilizadas fueron medidas en modo independiente por miembros de nuestro grupo de investigación (SOS).

En primer lugar, fue necesario familiarizarse con un código hidrodinámico para poder simular la explosión de una SN típica ([Bersten et al., 2011](#)). Con este propósito, y el de comprender cómo se vinculan los parámetros de la explosión con las CLs y velocidades de expansión resultantes, se realizó un análisis variacional multiparamétrico. En el mismo, se dilucidaron los efectos de variar por separado cada parámetro de la explosión sobre las CLs y v_f . El mismo análisis variacional se efectuó luego sobre los parámetros que caracterizan al CSM, estudiando además las modificaciones a los perfiles de densidad pre-SN utilizados.

Como siguiente paso, analizamos las propiedades observacionales de la SN 2020tlf derivando una serie de parámetros morfológicos que caracterizan su CL bolométrica. Para ello hemos adaptado un código de ajuste de parámetros presentado en el trabajo de [Martinez et al. \(2022a\)](#), que utiliza el método MCMC y lo aplicamos a nuestro objeto de estudio. Para determinar si la SN 2020tlf posee características observacionales normales o atípicas, los parámetros hallados fueron contrastados con los mismos obtenidos en dicho trabajo para una muestra de 74 SNs bien estudiadas provenientes del CSP. De esta comparación se pudo deducir que la SN 2020tlf es un evento inusual, dado que la mayoría de sus observables se ubica en los extremos de las distribuciones. Este análisis sugiere un origen atípico para esta SN. Un análisis similar fue realizado durante el desarrollo de esta tesis para derivar los parámetros observacionales de la SN 2023ixf. Dicho análisis forma parte de una reciente publicación científica ([Bersten et al., 2023](#)).

Posteriormente nos centramos en la derivación de parámetros físicos de la SN 2020tlf a través del modelado hidrodinámico de su CL bolométrica. Con las herramientas de análisis adquiridas en la variación paramétrica, modelamos la CL post-exposición completa de este objeto utilizando una amplia grilla de modelos. Del modelado hidrodinámico hemos encontrado los siguientes parámetros físicos para la SN 2020tlf: un progenitor con una masa y radio pre-exposición de $19.69 M_{\odot}$ y $1234 R_{\odot}$ respectivamente, correspondiente a una estrella con una masa en la ZAMS de $25 M_{\odot}$, una energía de la explosión de 1.8 foe, y una masa de ^{56}Ni de $0.023 M_{\odot}$ con una mezcla del 10%. Estos valores fueron derivados del mejor modelo hallado. Adicionalmente fue necesario incluir la presencia de un CSM con una masa de $1.42 M_{\odot}$ y una

8. Conclusiones y trabajo a futuro

extensión de $6000 R_{\odot}$ para reproducir las observaciones tempranas de la SN 2020tlf. Estos parámetros implican una elevada tasa de pérdida de masa de la estrella, de $\dot{M} \sim 0.14 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, lo cual sugiere un mecanismo diferente a un viento estacionario para dicha eyección.

Se encontró que el progenitor requerido para reproducir las observaciones debe ser de alta masa y/o radio. Tal conclusión surge de descartar los modelos de progenitores menos masivos que $M_{ZAMS} = 25 M_{\odot}$ de la grilla de modelos evolutivos de [NH88](#) utilizados en esta tesis. El modelo elegido además de reproducir la CL completa de manera satisfactoria, también reproduce el *escalón* observado durante la etapa de transición. Esta interesante característica pudo ser encontrada asumiendo una muy baja mezcla del material radioactivo.

Luego se cotejaron los parámetros físicos inferidos para la SN 2020tlf con los parámetros derivados de la misma muestra de 74 SNs referida anteriormente. Se encontró que la mayoría de parámetros de la SN 2020tlf poseen valores extremos, por afuera de las distribuciones encontradas para la muestra. Nuevamente, esto es indicativo de la naturaleza inusual de este evento, y está en línea con la atipicidad de sus observables. Los únicos parámetros físicos de la SN 2020tlf que no son en extremo superiores a los valores típicos de la muestra son la M_{56Ni} y mix_{56Ni} . La M_{56Ni} se encuentra en el rango de baja masa de la distribución, mientras que la mix_{56Ni} se encuentra por debajo del extremo de baja mezcla. Esto aporta robustez a la hipótesis de un progenitor masivo, dado que para estrellas con $M_{ZAMS} > 25 M_{\odot}$ es esperable que se vean afectados por procesos de *fallback* ([Woosley et al., 2002](#)). Este proceso explicaría también la baja cantidad y mezcla de níquel observadas. Sin embargo, en vistas de lo discutido en la [Sección 7.2](#), tal vez sea posible encontrar una solución de menor masa usando un modelo evolutivo que asuma parámetros no estándar para la longitud de mezcla. Esto permitiría obtener un modelo menos masivo con un R_{pre-SN} mayor, en línea con los resultados encontrados en el trabajo de [JG22](#). Este tipo de progenitores se planea analizar en un futuro.

Finalmente, nos hemos enfocado en el estudio del precursor de la SN 2020tlf. Para esto, hemos tenido que modificar el código hidrodinámico utilizado para adaptarlo al modelado de eventos con energías considerablemente menores a las de una SN. Se realizó una exploración paramétrica para conformar una grilla de modelos de precursor con distintas energías y tiempos de evolución. Se compararon los perfiles de densidad de esta grilla de modelos con el perfil del mejor modelo con CSM *ad hoc*, y luego se simuló distintas explosiones de SN para acotar el rango de búsqueda. Iterativamente se fue refinando la búsqueda hasta arribar a un modelo que en líneas generales logra representar la etapa de enfriamiento de la SN 2020tlf, si bien no es fiel reflejo de las etapas posteriores de evolución. Por otra parte, se encontró que la emisión pre-SN de este modelo de precursor no es suficiente para explicar la luminosidad observada durante los cuatro meses previos a la explosión.

En paralelo, se determinaron los parámetros físicos requeridos para representar la emisión pre-explosión. Se encontró un modelo de precursor que representa satisfactoriamente los datos pre-SN, si bien dicho modelo sobreestima en gran medida la luminosidad de la CL de la SN 2020tlf. En resumen, la existencia de un modelo autoconsistente para explicar la CL completa (antes y después de la explosión) nos ha eludido y sigue siendo una gran incógnita a develar en el futuro.

En conclusión, la SN 2020tlf ha demostrado ser un objeto sumamente interesante y atípico dentro de las SNs II normales, dada la emisión pre-SN detectada ([Subsección 4.1.3](#)), las inusuales características observacionales que presenta ([Sección 4.2](#)) y los parámetros físicos extremos que hemos derivado ([Sección 7.1](#)). Además, hemos encontrado diferencias entre nuestros resultados y los presentados en trabajos previos en donde se plantea un escenario más tradicional para este objeto, con una $M_{ZAMS} = 15 M_{\odot}$ ([Sección 7.2](#)). Sin embargo dichos modelos de progenitor fueron calculados bajo suposiciones evolutivas no estándar conduciendo

a valores elevados del $R_{\text{pre-SN}}$. Estas diferencias abren las puertas a realizar un análisis más profundo de esta SN, y explorar otras posibilidades que han quedado de lado en este trabajo por razones de tiempo.

Como estudio a futuro en relación a la SN 2020tlf, en primer lugar pretendemos calcular por cuenta propia la L_{bol} utilizando un método más robusto tanto para CL de la SN como para la emisión pre-explosión. Esto permitirá refinar el modelado de la CL completa, y en particular dos etapas de gran interés: el precursor, para el cual se cuenta con observaciones en escasas bandas fotométricas; y la transición entre el *plateau* y la cola radiactiva, a fin de esclarecer la existencia o no del *escalón* modelado en la [Sección 5.1](#).

En segundo lugar, realizaremos un modelado hidrodinámico más profundo de la SN 2020tlf aprovechando las herramientas adquiridas en este trabajo e investigando escenarios físicos más diversos. Con esta finalidad nos interesa expandir la grilla de modelos progenitores con la cual contamos. Para incorporar modelos iniciales más modernos, utilizaremos modelos calculados con el código MESA y diferentes prescripciones para la longitud de mezcla. Esto nos permitirá obtener modelos menos masivos y con radios mayores, que podrán ser empleados para el modelado de la SN 2020tlf. También desarrollaremos un método estadístico de ajuste de tipo MCMC para refinar la elección del mejor modelo e intentaremos incorporar en dicha elección a las velocidades de línea disponibles.

Para el modelado del precursor, seguiremos explorando el método presentado en la [Sección 6.1](#), ampliando la grilla de modelos y ahondando en métodos alternativos para reproducir la emisión pre-SN. Existe un vasto campo paramétrico a inspeccionar, que incluye la función de inyección de energía adoptada y la región de inyección, que en esta tesis han sido fijadas por simplicidad. Intentaremos determinar si es posible obtener un modelo autoconsistente para toda la evolución de la SN.

Un aspecto clave de la propuesta de trabajo a futuro es la modificación del código hidrodinámico del que disponemos. Específicamente, exploraremos distintas vías de modernización del mismo, actualizando los módulos involucrados a versiones más recientes del robusto lenguaje de programación FORTRAN. Se indagará incluso en la posibilidad de incorporar una base de rutinas programada en el novedoso lenguaje Julia, laureado por su utilidad en la ciencia computacional y con perspectivas de crecimiento como herramienta de cálculo pesado. Se explorarán otras alternativas, como expandir el alcance de nuestro código a escenarios más extremos o realizar modelados hidrodinámicos en 2D o 3D, lo cual representa un desafío de gran dificultad.

También investigaremos la existencia de otras SNs con características similares a las de la SN 2020tlf, a fin de poner a prueba el método de modelado más exhaustivamente. Puede que exista un nexo entre esta SN y las SNs IIn, una subclase peculiar de SNs que hemos mencionado anteriormente. Por lo tanto, esta posibilidad es de gran interés para nuestra futura investigación.

Esperamos que la compleción de los análisis aquí mencionados lleve a la publicación de un artículo científico. Además, el trabajo propuesto servirá de puntapié para presentar un plan de doctorado con el objetivo de continuar con la línea de investigación de SNs con precursores, sus propiedades y métodos de modelado. Esencialmente, como trabajo de estudiante de doctorado se buscará adquirir un entendimiento más global del posible incremento de la actividad estelar previa a la explosión. El plan de doctorado se realizará bajo la dirección de la Dra. Melina Bersten, y por lo tanto asegura la continuidad de este proyecto.

Bibliografía

- Aguilera-Dena D. R., Langer N., Moriya T. J., Schootemeijer A., 2018, *ApJ*, **858**, 115
- Anderson J. P., et al., 2014, *ApJ*, **786**, 67
- Anderson J. P., et al., 2018, *Nature Astronomy*, **2**, 574
- Arcavi I., et al., 2010, *ApJ*, **721**, 777
- Arnett W. D., 1980, *ApJ*, **237**, 541
- Beasar E. R., Davies B., Smith N., van Loon J. T., Gehrz R. D., Figer D. F., 2020, *MNRAS*, **492**, 5994
- Bellm E., 2014, in Wozniak P. R., Graham M. J., Mahabal A. A., Seaman R., eds, The Third Hot-wiring the Transient Universe Workshop. pp 27–33 ([arXiv:1410.8185](https://arxiv.org/abs/1410.8185)), [doi:10.48550/arXiv.1410.8185](https://doi.org/10.48550/arXiv.1410.8185)
- Bersten M. C., 2010, PhD thesis, Universidad de Chile
- Bersten M. C., Hamuy M., 2009, *ApJ*, **701**, 200
- Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, *ApJ*, **729**, 61
- Bersten M. C., et al., 2023, *arXiv e-prints*, p. [arXiv:2310.14407](https://arxiv.org/abs/2310.14407)
- Brott I., et al., 2011, *A&A*, **530**, A116
- Burrows A., 1991, in Woosley S. E., ed., *Supernovae*. p. 393
- Cadonau R., Sandage A., Tammann G. A., 1985, in Bartel N., ed., , Vol. 224, *Supernovae as Distance Indicators*. Springer, p. 151, [doi:10.1007/3-540-15206-7_56](https://doi.org/10.1007/3-540-15206-7_56)
- Chevalier R. A., 2012, *ApJ*, **752**, L2
- Chugai N. N., 1994, in Clegg R. E. S., Stevens I. R., Meikle W. P. S., eds, *Circumstellar Media in Late Stages of Stellar Evolution*. p. 148
- Chugai N. N., Utrobin V. P., 2022, *Astronomy Letters*, **48**, 275
- Corsi A., et al., 2014, *ApJ*, **782**, 42
- Dessart L., Hillier D. J., 2005, *A&A*, **439**, 671
- Dessart L., Livne E., Waldman R., 2010, *MNRAS*, **405**, 2113
- Dessart L., Hillier D. J., Waldman R., Livne E., 2013, *MNRAS*, **433**, 1745
- Dessart L., Hillier D. J., Audit E., 2017, *A&A*, **605**, A83
- Ekström S., et al., 2012, *A&A*, **537**, A146
- Englert Urrutia B., 2018, Master's thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata
- Englert Urrutia B. N., Bersten M. C., Cidale L. S., 2020, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, **61B**, 51
- Falk S. W., Arnett W. D., 1977, *ApJS*, **33**, 515
- Foley R. J., Smith N., Ganeshalingam M., Li W., Chornock R., Filippenko A. V., 2007, *ApJ*, **657**, L105
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, *PASP*, **125**, 306
- Förster F., et al., 2018, *Nature Astronomy*, **2**, 808

- Freedman W. L., 2005, in Wolff S. C., Lauer T. R., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 339, Observing Dark Energy*. p. 50 ([arXiv:astro-ph/0411176](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411176)), [doi:10.48550/arXiv.astro-ph/0411176](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0411176)
- Fuller J., 2017, *MNRAS*, **470**, 1642
- Gal-Yam A., 2012, *Science*, **337**, 927
- González-Gaitán S., et al., 2015, *MNRAS*, **451**, 2212
- González M., Audit E., Huynh P., 2007, *A&A*, **464**, 429
- Grassberg E. K., Imshennik V. S., Nadyozhin D. K., 1971, *Ap&SS*, **10**, 28
- Hamuy M. A., 2001, PhD thesis, University of Arizona
- Hamuy M., Pinto P. A., 2002, *ApJ*, **566**, L63
- Hamuy M., et al., 2006, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **118**, 2
- Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., Langer N., Hartmann D. H., 2003, *ApJ*, **591**, 288
- Hillebrandt W., 1994, in Bludman S. A., Mochkovitch R., Zinn-Justin J., eds, *Supernovae*. p. 251
- Humphreys R. M., Helmel G., Jones T. J., Gordon M. S., 2020, *AJ*, **160**, 145
- IceCube Collaboration et al., 2022, *Science*, **378**, 538
- Jacobson-Galán W. V., et al., 2022, *ApJ*, **924**, 15
- Janka H.-T., Langanke K., Marek A., Martínez-Pinedo G., Müller B., 2007, *Physics Reports*, **442**, 38
- Jones D. O., et al., 2021, *ApJ*, **908**, 143
- Kasen D., Woosley S. E., 2009, *ApJ*, **703**, 2205
- Kudritzki R.-P., Puls J., 2000, *ARA&A*, **38**, 613
- Levermore C. D., Pomraning G. C., 1981, *ApJ*, **248**, 321
- Litvinova I. I., Nadezhin D. K., 1983, *Ap&SS*, **89**, 89
- Litvinova I. Y., Nadezhin D. K., 1985, *Soviet Astronomy Letters*, **11**, 145
- Maguire K., et al., 2010, *MNRAS*, **404**, 981
- Martinez L., 2023, PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata
- Martinez L., Bersten M. C., 2019, *A&A*, **629**, A124
- Martinez L., Bersten M. C., Anderson J. P., González-Gaitán S., Förster F., Folatelli G., 2020, *A&A*, **642**, A143
- Martinez L., et al., 2022a, *A&A*, **660**, A40
- Martinez L., et al., 2022b, *A&A*, **660**, A41
- Mauerhan J. C., et al., 2013, *MNRAS*, **430**, 1801
- Mcley L., Soker N., 2014, *MNRAS*, **445**, 2492
- Minkowski R., 1941, *PASP*, **53**, 224
- Moriya T., Tominaga N., Blinnikov S. I., Baklanov P. V., Sorokina E. I., 2011, *MNRAS*, **415**, 199
- Moriya T. J., Yoon S.-C., Gräfener G., Blinnikov S. I., 2017, *MNRAS*, **469**, L108
- Moriya T. J., Förster F., Yoon S.-C., Gräfener G., Blinnikov S. I., 2018, *MNRAS*, **476**, 2840
- Morozova V., Piro A. L., Valenti S., 2017, *ApJ*, **838**, 28
- Morozova V., Piro A. L., Valenti S., 2018, *ApJ*, **858**, 15
- Morozova V., Piro A. L., Fuller J., Van Dyk S. D., 2020, *ApJ*, **891**, L32
- Nomoto K., Hashimoto M., 1988, *Physics Reports*, **163**, 13
- Ofek E. O., et al., 2016, *ApJ*, **824**, 6
- Oosterloo T., Shostak S., 1993, *A&AS*, **99**, 379
- Paxton B., Bildsten L., Dotter A., Herwig F., Lesaffre P., Timmes F., 2011, *ApJS*, **192**, 3
- Popov D. V., 1993, *ApJ*, **414**, 712
- Pumo M. L., et al., 2009, *ApJ*, **705**, L138

- Quataert E., Shiode J., 2012, *MNRAS*, **423**, L92
- Quimby R. M., Aldering G., Wheeler J. C., Höflich P., Akerlof C. W., Rykoff E. S., 2007, *ApJ*, **668**, L99
- Reimers D., 1975, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, **8**, 369
- Ritchie H., Rosado P., Roser M., 2024, *Our World in Data*
- Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, **121**, 161
- Shaviv N. J., 2001, *MNRAS*, **326**, 126
- Shiode J. H., Quataert E., 2014, *ApJ*, **780**, 96
- Smartt S. J., 2015, *PASA*, **32**, e016
- Smartt S. J., Maund J. R., Hendry M. A., Tout C. A., Gilmore G. F., Mattila S., Benn C. R., 2004, *Science*, **303**, 499
- Smartt S. J., Eldridge J. J., Crockett R. M., Maund J. R., 2009, *MNRAS*, **395**, 1409
- Smith N., 2014, *ARA&A*, **52**, 487
- Strotjohann N. L., et al., 2021, *ApJ*, **907**, 99
- Sun N.-C., Maund J. R., Hirai R., Crowther P. A., Podsiadlowski P., 2020, *MNRAS*, **491**, 6000
- Tammann G. A., Leibundgut B., 1990, *A&A*, **236**, 9
- Turatto M., 2003, in Weiler K., ed., , Vol. 598, *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*. Springer, pp 21–36, doi:10.1007/3-540-45863-8_3
- Utrobin V. P., 2007, *A&A*, **461**, 233
- Utrobin V. P., Chugai N. N., 2008, *A&A*, **491**, 507
- Utrobin V. P., Chugai N. N., 2009, *A&A*, **506**, 829
- Utrobin V. P., Chugai N. N., 2015, *A&A*, **575**, A100
- Van Dyk S. D., Li W., Filippenko A. V., 2003, *PASP*, **115**, 1289
- Van Dyk S. D., et al., 2012, *ApJ*, **756**, 131
- Vartanyan D., Burrows A., Wang T., Coleman M. S. B., White C. J., 2023, *Phys. Rev. D*, **107**, 103015
- Von Neumann J., Richtmyer R. D., 1950, *Journal of Applied Physics*, **21**, 232
- Winslow A. M., 1968, *Nuclear Science and Engineering*, **32**, 101
- Wolfe N. E., Fröhlich C., Miller J. M., Torres-Forné A., Cerdá-Durán P., 2023, *ApJ*, **954**, 161
- Woosley S. E., Bloom J. S., 2006, *ARA&A*, **44**, 507
- Woosley S. E., Heger A., 2015, *ApJ*, **810**, 34
- Woosley S. E., Weaver T. A., Taam R. E., 1980, in Wheeler J. C., ed., *Texas Workshop on Type I Supernovae*. pp 96–112
- Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A., 2002, *Reviews of Modern Physics*, **74**, 1015
- Wu S., Fuller J., 2021, *ApJ*, **906**, 3
- Yaron O., et al., 2017, *Nature Physics*, **13**, 510
- Young T. R., 2004, *ApJ*, **617**, 1233
- Zwicky F., 1940, *Reviews of Modern Physics*, **12**, 66