



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA

PARÁMETROS FÍSICOS DE SUPERNOVAS
RICAS EN HIDRÓGENO

Lic. Laureano Martinez

Directora: Dra. Melina Cecilia Bersten
Codirector: Dr. Joseph Paul Anderson

Tesis presentada para optar por el grado de
Doctor en Astronomía

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

Jurado examinador:
Dr. Marcelo Miller Bertolami
Dr. Mario Hamuy
Dr. Alejandro Clocchiatti

La Plata, Argentina
Febrero de 2023

Resumen

Las propiedades físicas de los progenitores de supernovas son fundamentales para comprender la evolución de las estrellas masivas e interpretar la diversidad de las supernovas en términos de las características de sus progenitores. Por este motivo, el objetivo principal de esta tesis es analizar las propiedades de los progenitores de supernovas ricas en hidrógeno (supernovas de tipo II, SNs II) comparando modelos con observaciones de una gran base de datos de excelente calidad y cobertura temporal.

Para tal propósito hemos calculado modelos de estrellas supergigantes rojas al momento del colapso nuclear utilizando un código de evolución estelar, variando la masa inicial de los progenitores. Luego, computamos la explosión de estos progenitores a través de simulaciones hidrodinámicas, variando la energía de la explosión y la cantidad de ^{56}Ni presente en el material expulsado por la explosión, junto con su distribución espacial. Para comparar nuestros modelos con las observaciones, hemos aplicado una estrategia estadística basada en métodos de *Markov Chain Monte Carlo* que facilita la estimación de los parámetros físicos de SNs II mediante el ajuste simultáneo de la curva de luz bolométrica y la evolución de la velocidad fotosférica a nuestros modelos.

Debido que el código hidrodinámico utilizado computa la evolución temporal de la luminosidad bolométrica, hemos calculado curvas de luz bolométricas para las 74 SNs II de nuestra muestra. Además, caracterizamos estas curvas de luz a través de la medición de varios observables, encontrando un amplio rango y un continuo de valores para todos ellos.

Las curvas de luz bolométricas, junto con la evolución temporal de las velocidades fotosféricas, han sido utilizadas para derivar propiedades físicas de los progenitores y de la explosión para 53 SNs II de nuestra muestra. Encontramos que el material expulsado durante la explosión varía entre 7.9 y 14.8 M_{\odot} , la energía de la explosión entre 0.15 y 1.40×10^{51} erg y la cantidad de ^{56}Ni entre 0.006 y 0.069 M_{\odot} . El modelado de la distribución de las masas iniciales de los progenitores dentro de una submuestra, caracterizada por la excelente cobertura temporal de las observaciones y un buen acuerdo de los modelos respecto a las observaciones, indica una distribución más empinada que una función de masa inicial para estrellas masivas tipo Salpeter. Esta incompatibilidad está dada por la gran cantidad encontrada de progenitores de baja masa (dentro del rango de las estrellas masivas). Esto podría implicar que los progenitores más masivos pierden una mayor cantidad de masa durante su evolución que lo predicho por la evolución estelar aislada.

Finalmente, analizamos correlaciones entre parámetros físicos y observables. Hemos encontrado correlaciones entre la masa de la envoltura rica en hidrógeno y la duración de la fase de plateau. Además, las SNs II más luminosas se expanden más rápidamente, tienen curvas de luz que declinan más rápido, una mayor cantidad de ^{56}Ni y son consistentes con explosiones más energéticas. Concluimos que la energía de la explosión es el parámetro físico que más contribuye a la diversidad observada de las SNs II —bajo la suposición de modelos de progenitores aislados—, aunque la inclusión de modelos evolucionados con una mayor pérdida de masa produce un incremento significativo de la fuerza de algunas correlaciones. Estas diferencias muestran el impacto de tener diferentes tratamientos para la evolución de los progenitores, pero también que son necesarios modelos evolutivos no convencionales —con mayor pérdida de masa— para un completo entendimiento de la diversidad de las SNs II.

Índice general

Resumen	i
Índice de figuras	v
Índice de tablas	x
Lista de abreviaturas	xii
1. Introducción	1
1.1. Supernovas: reseña histórica y clasificación	1
1.2. Progenitores de SNs de colapso gravitatorio	9
1.3. SNs de tipo II	11
1.4. Motivación y estructura de esta tesis	16
2. Grilla de modelos hidrodinámicos	18
2.1. Descripción del código	18
2.2. Modelos estelares presupernova	20
2.3. Fases evolutivas de una SN II	26
2.4. Cálculo de grilla de modelos hidrodinámicos	31
2.5. Aproximaciones	36
3. Método de ajuste	37
4. Aplicación del método de ajuste y comparación con resultados previos	42
4.1. Muestra de comparación	42
4.2. Parámetros físicos de la muestra de comparación	48
4.3. Comparación de resultados	55
4.4. Discusión	65
4.5. Limitaciones	69

5. Curvas de luz bolométricas de 74 SNs II	72
5.1. Muestra de SNs II	72
5.2. Cálculo de luminosidades bolométricas	75
5.2.1. Estimación del flujo pseudobolométrico	76
5.2.2. Extrapolación hacia el IR	78
5.2.3. Extrapolación hacia el UV	82
5.2.4. Curvas de luz bolométricas	82
5.3. Curvas de luz bolométricas usando diferentes métodos de cálculo	86
5.4. Propiedades de las SNs II	90
5.4.1. Distribuciones de parámetros de las curvas de luz bolométricas	90
5.4.2. Evolución de la temperatura	97
5.5. Correcciones bolométricas	99
5.5.1. Calibraciones para las correcciones bolométricas en función de índices de color ópticos	100
5.5.2. Comparación con calibraciones previas	104
6. Propiedades físicas de las SNs II	111
6.1. Método de ajuste	111
6.2. Distribuciones de parámetros físicos	112
6.3. Análisis	119
6.3.1. Masas eyectadas y energías de explosión	119
6.3.2. Radios de los progenitores	121
6.3.3. Cantidad de ^{56}Ni	122
6.3.4. Distribución del ^{56}Ni dentro del material eyectado por la explosión	123
6.3.5. Fechas de explosión	124
6.3.6. SNs II que no pudieron ser modeladas satisfactoriamente	127
7. Función de masa inicial de los progenitores de SNs II	129
7.1. Parámetros de la IMF	129
7.2. El problema de las supergigantes rojas	138
7.3. La incompatibilidad de la IMF	140
7.3.1. Tamaño de la muestra	141
7.3.2. Modelos presupernova	142
7.3.3. SNs II fallidas	145
7.3.4. Modelado	146
7.3.5. Análisis con modelos evolutivos no convencionales	149

8. Correlaciones entre parámetros físicos y observables	152
8.1. Muestra teórica y observacional	152
8.2. Resultados	154
8.2.1. Correlaciones entre parámetros físicos y observables usando 53 SNs II de la muestra del CSP-I	155
8.2.2. Correlaciones entre parámetros físicos	166
8.2.3. Revelando el espacio de parámetros físicos de las SNs II observadas	169
8.3. Resultados usando modelos evolutivos no convencionales	169
8.3.1. Nueva grilla de modelos de explosión	170
8.3.2. Correlaciones entre parámetros físicos y observables usando modelos presupernova no convencionales	173
9. El origen de la diversidad de las SNs II	178
9.1. La diversidad de las SNs II	178
9.2. El efecto de la energía de la explosión	180
9.3. El efecto de la masa de la envoltura rica en hidrógeno	184
9.4. El efecto de la mezcla del material radiactivo	187
10. Conclusiones	189
A. Tablas	194
B. Corrección infrarroja y ultravioleta	199
C. Figuras adicionales	203
C.1. Observables de las curvas de luz bolométricas	203
C.2. Ajustes a las SNs II de la muestra completa	211
C.3. Dependencia de los observables en función de los parámetros físicos	219
C.4. Correlaciones	227
C.5. Ajustes a SNs II con modelos no convencionales	229
D. Influencia de la selección de la muestra dorada en los resultados	232

Índice de figuras

1.1. Curvas de luz en la banda V de distintos tipos de SNs	5
1.2. Espectros ópticos de distintos tipos de SNs	6
2.1. Perfiles de densidad preSN	24
2.2. Masa y radio de los modelos preSN en función de M_{ZAMS}	24
2.3. Distribución de las abundancias de una estrella al momento del colapso nuclear.	25
2.4. Fases evolutivas de las curvas de luz bolométricas de SNs II	27
2.5. Propagación de la onda de choque sobre diferentes cantidades físicas	28
2.6. Evolución temporal de la opacidad, temperatura y fracción del hidrógeno ionizado	30
2.7. Masa eyectada para cada modelo de progenitor	32
2.8. Curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para distintos parámetros físicos (Parte 1)	34
2.9. Curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para distintos parámetros físicos (Parte 2)	35
3.1. Interpolación de curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para distintos parámetros físicos (Parte 1)	39
3.2. Interpolación de curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para distintos parámetros físicos (Parte 2)	40
4.1. Curvas de luz absolutas en la banda V de la muestra de comparación	44
4.2. Curvas de luz bolométricas de la muestra de comparación	45
4.3. Velocidades de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ de la muestra de comparación	45
4.4. Distribuciones de probabilidad de los parámetros del modelo para la SN 2012ec	49
4.5. Modelado de las SNs II en la muestra de comparación (Parte 1)	50
4.6. Modelado de las SNs II en la muestra de comparación (Parte 2)	51
4.7. Modelado de las SNs II en la muestra de comparación (Parte 3)	52
4.8. Comparación con los resultados procedentes de las imágenes preexplosión	60
4.9. Comparación con los resultados procedentes del análisis de espectros nebulares	62

4.10. Masa eyectada durante la explosión en comparación con los resultados de Martínez & Bersten (2019)	64
4.11. Modelos de explosión utilizando progenitores masivos en comparación con la SN 2012ec	67
4.12. Modelos para la SN 2017eaw sin considerar ajustes a las velocidades fotosféricas	69
4.13. Comparación entre modelos de velocidades fotosféricas y de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$	71
5.1. Ejemplo de interpolación de las curvas de luz	77
5.2. Ajustes polinómicos a los diagramas color-color	79
5.3. Ejemplo de ajustes de cuerpo negro a flujos observados	81
5.4. Fracción de la corrección IR respecto al flujo bolométrico en función del tiempo	81
5.5. Contribución del flujo UV, óptico e IR de las SNs II en la muestra del CSP-I en función del tiempo.	84
5.6. Curvas de luz bolométricas de las SNs II de la muestra del CSP-I	85
5.7. Curvas de luz bolométricas usando diferentes métodos de cálculo	87
5.8. Definición de observables de la curva de luz bolométrica	92
5.9. Histogramas de las magnitudes bolométricas a diferentes fases	94
5.10. Histogramas de las pendientes de las distintas fases de las curvas de luz bolométricas	95
5.11. Histogramas de las duraciones temporales de las distintas fases de las curvas de luz bolométricas	96
5.12. Evolución de la temperatura de las SNs II en la muestra del CSP-I	98
5.13. Correcciones bolométricas en función de índices de color ópticos (Parte I) . .	102
5.14. Correcciones bolométricas en función de índices de color ópticos (Parte II) . .	103
5.15. Comparación de las calibraciones para la corrección bolométrica	106
5.16. Comparación de curvas de luz bolométricas usando las correcciones bolométricas de la literatura	107
5.17. Comparación de curvas de luz bolométricas usando las correcciones bolométricas de esta tesis	108
6.1. Ejemplo del modelado hidrodinámico para una SN II en la muestra del CSP-I	115
6.2. Histogramas de parámetros físicos (Parte 1)	116
6.3. Histogramas de parámetros físicos (Parte 2)	117
6.4. Comparación de M_{ey} y E_{exp} con resultados de la literatura	120
6.5. Comparación entre las fechas de explosión estimadas	125
6.6. Modelos de explosión convencionales para la SN 2006Y	128

7.1. Distribución acumulada de M_{ZAMS} para los progenitores de SNs II en la muestra dorada	131
7.2. Distribución acumulada de M_{ZAMS} para los progenitores de SNs II en la muestra completa	132
7.3. Ajustes a la distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II en la muestra dorada	133
7.4. Ajustes a la distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II en la muestra dorada adoptando una IMF de Salpeter	135
7.5. Ajustes a la distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II en la muestra completa	136
7.6. Ajustes a la distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II en la muestra completa adoptando una IMF de Salpeter	137
7.7. Variación de la pendiente de la ley de potencias que mejor ajusta a una distribución de M_{ZAMS} para muestras de distintos tamaños	141
7.8. Distribuciones de probabilidad de los parámetros cuando se utiliza un modelo de explosión de un progenitor muy masivo como observaciones	148
7.9. Modelos de explosión de progenitores masivos evolucionados con una mayor pérdida de masa en comparación con las observaciones de la SN 2006ai	151
8.1. Matriz de correlación entre propiedades físicas y observables	156
8.2. Correlaciones entre Pd y parámetros físicos	157
8.3. Correlaciones entre $OPTd$ y parámetros físicos	159
8.4. Correlaciones entre magnitudes a diferentes épocas y parámetros físicos	160
8.5. Correlaciones entre s_2 y parámetros físicos	162
8.6. Correlación entre $M_{H,env}$ y s_2	162
8.7. Correlación entre la velocidad de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ y la energía de la explosión	163
8.8. Correlaciones entre s_3 y parámetros físicos	165
8.9. Matriz de correlación de los parámetros físicos	167
8.10. Correlaciones entre parámetros físicos	168
8.11. Perfiles de densidad preSN de modelos estelares no convencionales	172
8.12. Correlaciones entre parámetros físicos y observables usando modelos de progenitor no convencionales (Parte 1)	176
8.13. Correlaciones entre parámetros físicos y observables usando modelos de progenitor no convencionales (Parte 2)	177
9.1. Distribuciones de $M_{H,env}$ calculadas con diferentes códigos evolutivos	186
B.1. Comparación entre modelos y observaciones del flujo en el MIR	201
B.2. Comparación entre modelos y observaciones del flujo UV	202

C.1. Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I junto con sus observables medidos (Parte 1)	204
C.2. Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I junto con sus observables medidos (Parte 2)	205
C.3. Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I junto con sus observables medidos (Parte 3)	206
C.4. Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I junto con sus observables medidos (Parte 4)	207
C.5. Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I junto con sus observables medidos (Parte 5)	208
C.6. Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I junto con sus observables medidos (Parte 6)	209
C.7. Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I junto con sus observables medidos (Parte 7)	210
C.8. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 1)	211
C.9. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 2)	212
C.10. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 3)	213
C.11. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 4)	214
C.12. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 5)	215
C.13. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 6)	216
C.14. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 7)	217
C.15. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 8)	218
C.16. Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 9)	219
C.17. $OPTd$ medido de los modelos en función de E_{exp}	221
C.18. M_{end} medido de los modelos en función de E_{exp}	222
C.19. M_{tail} medido de los modelos en función de M_{Ni}	223
C.20. s_2 medido de los modelos en función de E_{exp}	224
C.21. s_3 medido de los modelos en función de M_{ZAMS}	225
C.22. $v_{\text{ph},50}$ medido de los modelos en función de E_{exp}	226
C.23. Matriz de correlación entre los observables medidos de las curvas de luz bolométricas, espectros y curvas de color	228

C.24. Matriz de correlación entre propiedades físicas y observables cuando se incluyen los modelos no convencionales	229
C.25. Comparación entre modelos no convencionales y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 1)	230
C.26. Comparación entre modelos no convencionales y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I (Parte 2)	231

Índice de tablas

2.1. Propiedades físicas de los modelos presupernova	23
2.2. Espacio de parámetros de la grilla de modelos hidrodinámicos	32
4.1. Muestra de comparación	44
4.2. Parámetros físicos de la muestra de comparación	53
4.3. Propiedades de los progenitores de la muestra de comparación determinadas a partir del análisis de imágenes preexplosión	56
4.4. Masa inicial de los progenitores de la muestra de comparación determinadas a partir del análisis de espectros nebulares	57
5.1. Coeficientes de los ajustes polinómicos a los colores intrínsecos de las SNs II en la muestra del CSP-I	80
5.2. Parámetros físicos para tres SNs II en la muestra del CSP-I cuando sus curvas de luz bolométricas son construidas usando diferentes métodos	90
5.3. Temperatura media para las SNs II en la muestra del CSP-I en función del tiempo	99
5.4. Coeficientes de los ajustes polinómicos a la corrección bolométrica en función de índices de color ópticos	101
5.5. Diferencia entre las curvas de luz bolométricas de esta tesis y las calculadas usando correcciones bolométricas de la literatura	109
7.1. Parámetros de la IMF	131
8.1. Impacto relativo de los parámetros físicos sobre cada observable	156
8.2. Propiedades físicas de los modelos preSN no convencionales	173
8.3. Comparación de la fuerza de las correlaciones utilizando los resultados convencionales y no convencionales	177
A.1. SNs II en la muestra del CSP-I	195
A.2. Parámetros de las curvas de luz bolométricas de las SNs II del CSP-I	196
A.3. Parámetros físicos de la muestra del CSP-I	197

Lista de abreviaturas

- ACS: *Advanced Camera for Surveys*.
- ATLAS: *Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System*.
- CCSN: supernova de colapso nuclear (o de colapso gravitatorio).
- CFHT: *Canada-France-Hawaii Telescope*.
- CSM: material circunestelar.
- CSP-I: *Carnegie Supernova Project I*.
- E_{exp} : energía de la explosión.
- ECSN: supernova de captura electrónica.
- EFOSC2: *ESO Faint Object Spectrograph and Camera 2*.
- EPM: *expanding photosphere method*.
- FORS2: *FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph 2*.
- GNIRS: *Gemini Near-Infrared Spectrograph*.
- HR: Hertzsprung-Russell.
- HST: *Hubble Space Telescope*.
- IR: infrarrojo.
- IRAC: *InfraRed Array Camera*.
- ISAAC: *Infrared Spectrometer And Array Camera*.
- LGRB: estallido de radiación γ de larga duración.
- LRIS: *Low Resolution Imaging Spectrometer*.
- M_{CO} : masa del núcleo de carbono y oxígeno al momento del colapso nuclear.
- M_{ey} : masa expulsada durante la explosión.
- M_{He} : masa del núcleo de helio al momento del colapso nuclear.
- $M_{\text{H,env}}$: masa de la envoltura rica en hidrógeno al momento del colapso nuclear.
- M_{Ni} : masa de ^{56}Ni .

-
- M_{preSN} : masa de la estrella al momento del colapso nuclear.
 - M_{ZAMS} : masa en la secuencia principal de edad cero o masa inicial.
 - MAP: maximum a posteriori.
 - MIR: infrarrojo medio.
 - NICMOS: *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer*.
 - NIR: infrarrojo cercano.
 - NIRI: *Near Infrared Imager*.
 - NTT: *New Technology Telescope*.
 - pEW: pseudoancho equivalente.
 - PMM: *photospheric magnitude method*.
 - preSN: presupernova.
 - R_* : radio de la estrella al momento del colapso nuclear.
 - SCM: *standardizable candle method*.
 - SEAM: *spectral-fitting expanding atmosphere model*.
 - SN: supernova.
 - SN I: supernova de tipo I.
 - SN II: supernova de tipo II.
 - SN Ia: supernova de tipo Ia.
 - SN Ib: supernova de tipo Ib.
 - SN Ic: supernova de tipo Ic.
 - SN Ic-BL: supernova de tipo Ic con líneas anchas.
 - SN IIb: supernova de tipo IIb.
 - SESN: supernova de envoltura removida.
 - SOFI: *Son of ISAAC*.
 - UV: ultravioleta.
 - VLT: *Very Large Telescope*.
 - WFC3: *Wide Field Camera 3*.
 - WFPC2: *Wide Field and Planetary Camera 2*.
 - WHT: *William Herschel Telescope*.
 - WIRC: *Wide Field InfraRed Camera*.
 - ZAMS: secuencia principal de edad cero.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Supernovas: reseña histórica y clasificación

Una supernova (SN) es uno de los eventos más luminosos observados en el universo. La denominación *supernova* deriva del término *nova*, que es una abreviación latina utilizada en astronomía que significa *estrella nueva*, es decir, un objeto brillante aparece durante un cierto período de tiempo en algún lugar del cielo donde no se destacaba anteriormente ninguna estrella. A comienzos del siglo XX ya se conocía que las novas eran eventos relativamente frecuentes, encontrándose entre diez y veinte eventos en nuestra galaxia cada año, similar a la frecuencia encontrada en otras galaxias cercanas (Bailey 1921). A través del estudio del rango de luminosidades de las novas en distintas galaxias, Baade & Zwicky (1934b) identificaron una clase de objetos del orden de 10^4 veces más luminosa que las demás novas de la muestra, las cuales fueron llamadas supernovas. Además, este nuevo grupo era observado con una frecuencia mucho menor que la de las novas clásicas y se encontraba no sólo en las galaxias cercanas sino también en galaxias más distantes.

Los primeros registros de posibles SNs en la Vía Láctea se dieron entre los siglos II y IV por astrónomos chinos, quienes observaron tres nuevos objetos durante varios meses. Sin embargo, debido a que los registros son escasos no es posible confirmar a estos objetos como SNs. Recientemente se ha establecido una serie de criterios para identificar posibles candidatos a SNs galácticas. Con estos criterios sólo cinco *estrellas nuevas*, descubiertas en los años 1006, 1054, 1181, 1572 y 1604 son reconocidas fehacientemente como SNs galácticas, y además vinculadas con remanentes de SNs (Stephenson 2017). Vale mencionar que la última —posible— SN que explotó en la Vía Láctea se conoce por su remanente y habría explotado hace 200 años aproximadamente (Green & Gull 1984); sin embargo no hay registros históricos de su emisión óptica, que es uno de los criterios a cumplir para que el objeto sea confirmado como SN.

Una SN típica tiene una luminosidad de $\sim 10^{10} L_{\odot}$ durante un período de semanas, lo que implica una energía radiada de $\sim 10^{49}$ erg. Sin embargo, esta energía corresponde sólo al 1 % de la energía cinética típica de una SN, $\sim 10^{51}$ erg (una cantidad conocida como 1 foe¹). La energía cinética es determinada a partir de las velocidades de expansión, medidas a través del desplazamiento Doppler de las líneas de emisión y absorción, y suponiendo la masa típica de una estrella masiva. Estos espectros muestran líneas anchas debido a las altas velocidades del material, la mayoría mostrando perfiles de tipo P Cygni.

La primera explicación del fenómeno de las SNs fue propuesta por Baade & Zwicky

¹*Fifty-one ergs.*

(1934b), quienes sugirieron que la energía de las SNs proviene de la transición de una estrella ordinaria en un cuerpo de masa considerablemente menor, que en su siguiente trabajo la califican como una estrella de neutrones (Baade & Zwicky 1934a). En estos trabajos los autores presentaron una explicación visionaria en una época en que aún no se conocían los procesos nucleares detallados en las estrellas. Baade & Zwicky basaron sus argumentos en el hecho que las SNs liberan una energía igual a una fracción considerable de la masa en reposo de la estrella, y sugirieron que esta energía se origina de la energía de ligadura de una estrella muy compacta. Esta representación desarrollada por Baade & Zwicky forma parte aún de los cimientos de nuestra noción actual sobre el final evolutivo de ciertas estrellas y el nacimiento de las estrellas de neutrones, aunque esta teoría no es la explicación correcta para todas las SNs observadas.

Las SNs se clasifican en diversos grupos en base a sus espectros ópticos. El primer criterio de clasificación fue establecido por Minkowski (1941) y revela dos tipos de objetos. Las SNs de tipo I (SNs I) están caracterizadas por la ausencia de líneas de hidrógeno, mientras que las SNs de tipo II (SNs II) muestran fuertes líneas de hidrógeno dominando el espectro. Décadas más tarde, Wheeler & Levreault (1985) encontraron dos SNs espectroscópicamente peculiares comparadas con las clásicas SNs I, mientras que Elias et al. (1985) concibieron el término SN Ia para el grupo dominante y SN Ib para la nueva subclase². Harkness et al. (1987) realizaron la primera confirmación de helio en una SN Ib a épocas cercanas al máximo de luminosidad de la curva de luz para la SN 1983N. Más aún, Wheeler et al. (1987) encontraron evidencia de distintas abundancias de elementos químicos en las SNs Ib diferenciándolas entre ricas y pobres en helio, para luego introducir el término SN Ic para la subclase de las SNs Ib que muestra débiles indicios de helio pero que son similares a las SNs Ib (Wheeler & Harkness 1990).

El estudio de los ambientes estelares donde las SNs eran descubiertas ha proporcionado fuerte evidencia sobre las propiedades físicas de los progenitores de SNs. Las SNs II estaban exclusivamente localizadas en galaxias espirales, las cuales tienen una considerable actividad de formación estelar, implicando estrellas masivas como progenitores de este tipo de SNs. Por otro lado, las SNs Ia ocurren en diversos tipos de galaxias, desde enanas irregulares hasta elípticas y espirales (Tammann 1974; Maguire 2017). Más aún, las SNs II estaban mucho más concentradas en los brazos espirales de las galaxias (Maza & van den Bergh 1976). Como siguiente paso se estudió la posible asociación de diferentes tipos de SNs con las regiones H II, que son las trazadoras de formación de estrellas masivas a escala local dentro de las galaxias. Estos resultados sugieren que las SNs Ia no provienen de poblaciones estelares masivas, mientras que las SNs II, Ib y Ic están asociadas con las regiones H II, y por lo tanto, con progenitores inicialmente masivos (van Dyk 1992; van Dyk et al. 1996).

Actualmente es aceptado que los tipos de SNs antes mencionados son el resultado de dos mecanismos de explosión distintos. Uno de los mecanismos que explica las SNs Ia es la explosión termonuclear, en el cual una estrella enana blanca de carbono y oxígeno acreta material, acercándose así al límite de Chandrasekhar (Chandrasekhar 1939) e iniciando la quema del carbono en el centro de la estrella de forma inestable debido a la fuerte degeneración electrónica. Luego, una rápida combustión del material se propaga por la estrella, aumentando así su temperatura. Sin embargo, en un gas de electrones fuertemente degenerado la presión no depende de la temperatura, por lo que la fusión nuclear no puede ser regulada, provocando la explosión termonuclear de la estrella (Nomoto et al. 1984). Este tipo de explosión no deja ningún remanente compacto. Las estrellas que terminan su evolución a través de este

²La clasificación de Elias et al. (1985) estuvo basada en la morfología de las curvas de luz en el infrarrojo cercano y no en la presencia o ausencia de líneas espectrales.

mecanismo de explosión pertenecen a sistemas binarios conformados por una enana blanca y una estrella de secuencia principal, de helio o una gigante roja, o un sistema de dos enanas blancas. En ambos casos está involucrada la transferencia de masa hacia la enana blanca, tanto de forma regular o violenta (Whelan & Iben 1973; Nomoto & Sugimoto 1977; Iben & Tutukov 1984). Las SNs Ia se corresponden con este tipo de explosión termonuclear y representan un grupo bastante homogéneo en sus propiedades observadas, a partir de lo cual han podido ser estandarizadas y utilizadas para la medida de distancias cosmológicas.

El otro mecanismo de explosión está relacionado con el colapso gravitatorio del núcleo de una estrella masiva, denominando como estrella masiva a aquella con una masa $\gtrsim 8-10 M_{\odot}$ en la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés). Una SN producida a través de este mecanismo es conocida como SN de colapso gravitatorio o nuclear (CCSN, por sus siglas en inglés). En una estrella masiva, cada etapa de quema nuclear es acompañada por una contracción del núcleo, lo que incrementa su densidad y temperatura, iniciando así la quema de elementos más pesados hasta producirse un núcleo de hierro (Woosley et al. 2002). A medida que la masa del núcleo de hierro se aproxima al límite de Chandrasekhar, la densidad en el centro de la estrella se incrementa hasta el punto en que la captura de electrones debido a los núcleos y protones libres disminuyen la fracción de electrones, y por lo tanto la presión electrónica, acelerando el colapso. El colapso se detiene abruptamente cuando el material colapsante alcanza densidades nucleares, provocando que el material rebote sobre la naciente estrella de neutrones generando una onda de choque que se propaga hacia el exterior de la estrella. Dado que la densidad en las inmediaciones del núcleo de hierro es muy elevada, la propagación de la onda de choque se frena. No obstante, una energía $\sim 10^{53}$ erg es liberada en forma de neutrinos cuando el núcleo colapsa a una estrella de neutrones. Una fracción de este flujo de neutrinos es absorbida reviviendo la onda de choque y causando la explosión. Este es el mecanismo de explosión más aceptado para las CCSNs, conocido como *mecanismo impulsado por neutrinos* (Colgate & White 1966; Bethe & Wilson 1985; Janka 2012). Notar que la energía cinética ($\sim 10^{51}$ erg) sólo representa el 1% de la energía liberada durante el colapso, el resto es transportado a través de neutrinos hacia el exterior. Observacionalmente, las CCSNs se corresponden con las SNs Ib, Ic y II. Las SNs II también son reconocidas como CCSNs ricas en hidrógeno, mientras que las SNs que integran las clases Ib y Ic son llamadas SNs pobres en hidrógeno o de envoltura removida (SESN, por sus siglas en inglés).

Es preciso mencionar que todavía existen interrogantes sobre los detalles del mecanismo de explosión de las CCSNs. De hecho, los códigos unidimensionales más modernos que emplean ecuaciones de estado más precisas e interacciones entre neutrinos y materia no producen explosiones autoconsistentes (p. ej., Fischer et al. 2010), con la excepción de los modelos de progenitores con M_{ZAMS} desde $8.1 M_{\odot}$ (estrella con núcleo de oxígeno, neón y magnesio) a $9.6 M_{\odot}$ (estrella con núcleo de hierro) (Kitaura et al. 2006; Melson et al. 2015). Sólo algunas recientes simulaciones tridimensionales han podido producir exitosamente explosiones de SN (Melson et al. 2015; Burrows et al. 2020). En algunos aspectos, la explosión de SN sigue siendo un desafío, particularmente en el caso de las SNs más energéticas. Es por ello que otros mecanismos de explosión aún son discutidos, como el mecanismo magnetorotacional, que ha demostrado ser un mecanismo viable para extraer energía de una estrella de neutrones altamente magnetizada y así expulsar las capas externas del material estelar (LeBlanc & Wilson 1970; Moiseenko et al. 2006).

Si nos situamos en el extremo inferior de M_{ZAMS} de los progenitores de CCSNs ($\sim 8-10 M_{\odot}$), estas estrellas desarrollan núcleos de oxígeno, neón y magnesio a través de la quema del carbono, los cuales no exceden la masa crítica para la ignición del neón (Nomoto 1984, 1987). Posteriormente, el núcleo de oxígeno, neón y magnesio se vuelve fuertemente degenerado,

mientras que la envoltura es similar a la de las estrellas de la rama asintótica de las gigantes con una delgada capa de quema de helio que experimenta pulsos térmicos. La quema de hidrógeno y helio en capa aumenta la masa del núcleo, lo que lleva a la contracción del mismo. Si el núcleo alcanza la masa de Chandrasekhar de $1.375 M_{\odot}$, el núcleo colapsará inducido por la captura electrónica sobre los núcleos de ^{20}Ne y ^{24}Mg , y la estrella se convertirá en una SN de captura electrónica (ECSN, Miyaji et al. 1980; Nomoto 1984). Este tipo de SNs serían observadas como SNs II, objetos que constituyen el foco de esta tesis. A metalicidad solar, se estima que las ECSNs provienen de un rango muy pequeño de M_{ZAMS} (Poelarends et al. 2008). Sin embargo, se espera que este rango se amplíe para metalicidades más bajas (Pumo et al. 2009) y para sistemas binarios con transferencia de masa (Podsiadlowski et al. 2004). El rango de masa inicial para el colapso por captura electrónica depende del crecimiento del núcleo y de la pérdida de masa de la estrella. Tasas de pérdida de masa más grandes conllevan a que el núcleo no tenga el tiempo suficiente para crecer antes que la estrella pierda toda su envoltura y se convierta en una enana blanca de oxígeno y neón (Poelarends et al. 2008). Las ECSNs se caracterizan por tener energías de explosión pequeñas (~ 0.1 foe) y sintetizar poco material radiactivo durante la explosión ($\lesssim 0.01 M_{\odot}$, particularmente de ^{56}Ni), por lo que son objetos relativamente débiles (Kitaura et al. 2006).

Durante la explosión de una CCSN, nuevos elementos son formados a partir de la nucleosíntesis explosiva, siendo el ^{56}Ni radiactivo quien domina la producción de elementos pesados en las regiones más internas de la estrella (Umeda & Nomoto 2002). La producción de ^{56}Ni es de gran importancia ya que su decaimiento en ^{56}Co (con un tiempo de vida medio de 6.1 días), junto con el consecuente decaimiento del ^{56}Co en ^{56}Fe estable (con un tiempo de vida medio de 77.3 días) constituyen la principal fuente de emisión de las SNs. Estos nuevos elementos —como también aquellos elementos generados a través de la quema nuclear— son esparcidos al medio interestelar dando lugar al enriquecimiento químico de medio. Las SNs también aportan energía al medio interestelar, afectando la evolución de las galaxias y al espacio entre ellas. Por lo tanto, el entendimiento de las SNs es muy importante para el estudio de la nucleosíntesis en las galaxias y en el universo en su conjunto, además de jugar un papel relevante en la formación de nuevas generaciones de estrellas.

En lo que sigue señalaremos las características observacionales más importantes de cada clase de SN. El tipo de SN es definido a partir de espectros observados a tiempos cercanos al máximo de brillo de las curvas de luz. En las Figuras 1.1 y 1.2 se muestran curvas de luz en la banda V y espectros ópticos para una SN típica de cada clase, respectivamente. Cabe mencionar que no todos los tipos de SNs definidos son presentados en estas figuras, sólo elegimos los tipos de SNs clásicos. En este contexto, mencionamos que la clasificación es dinámica y que en los últimos años se han encontrado nuevos tipos de SNs gracias al incremento de las observaciones y al estudio de objetos a cada vez más alto corrimiento al rojo. Más adelante en esta sección se detallan algunos de los tipos de SNs faltantes.

Las SNs Ia son el tipo de objetos más observado en una muestra limitada por brillo (Li et al. 2011). Sus espectros están dominados por líneas de absorción de elementos de masa intermedia; en particular, están caracterizadas por una fuerte absorción alrededor de 6150\AA producida por el corrimiento al azul de las líneas del Si II $\lambda\lambda$ 6347 \AA , 6371 \AA , así como también líneas de oxígeno, azufre, hierro y calcio (Filippenko 1997; Gal-Yam 2017). La velocidad de expansión típica de las SNs Ia medida a partir del mínimo de las líneas de Si II a épocas cercanas al máximo de la curva de luz ronda los $11\,000\text{ km s}^{-1}$ (Silverman et al. 2012). Ya en las fases tardías de cualquier tipo de SN, la densidad del material expulsado disminuye reduciendo la profundidad óptica del mismo. Cuando el material eyectado se vuelve transparente, la SN entra en su fase nebulosa y el espectro es dominado por líneas de emisión. Los espectros

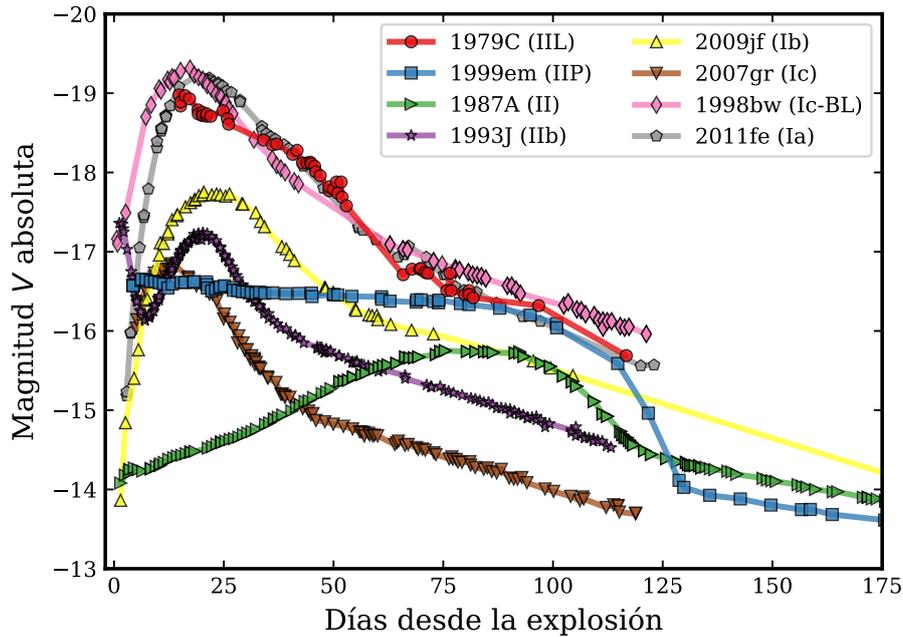


Figura 1.1: Curvas de luz absolutas en la banda V de distintos tipos de SNs. Se presentan las SNs 1979C (de Vaucouleurs et al. 1981; Barbon et al. 1982), 1987A (Menzies et al. 1987; Catchpole et al. 1987, 1988), 1993J (Richmond et al. 1994), 1998bw (Galama et al. 1998; McKenzie & Schaefer 1999), 1999em (Leonard et al. 2002), 2007gr (Bianco et al. 2014), 2009jf (Valenti et al. 2011) y 2011fe (Tsvetkov et al. 2013). Todas las mediciones fotométricas fueron corregidas por extinción debido a la Vía Láctea usando los mapas de polvo provistos por Schlafly & Finkbeiner (2011). Estos valores fueron tomados de *NASA Extragalactic Database* (NED, <http://ned.ipac.caltech.edu/>). Los datos fueron descargados del *Open Supernova Catalog* (Guillochon et al. 2017).

nebulares de las SNs Ia indican la presencia de hierro y cobalto.

La emisión de las SNs Ia está casi completamente potenciada por el decaimiento radiactivo de elementos sintetizados durante la explosión. El decaimiento radiactivo del ^{56}Ni en ^{56}Co es el proceso que domina a tiempos tempranos cercanos al máximo de luminosidad, mientras que el decaimiento del ^{56}Co en ^{56}Fe proporciona la fuente de energía que da origen al decaimiento exponencial de la curva de luz a tiempos posteriores al máximo de luminosidad (Colgate & McKee 1969). Dada la cantidad de material radiactivo sintetizado, la pequeña cantidad de masa expulsada en la explosión y los radios compactos de sus progenitores, las curvas de luz son muy homogéneas, siguiendo una forma similar en el tiempo. El tiempo típico de subida al máximo de luminosidad en bandas ópticas es de ~ 20 días (Figura 1.1). Las SNs Ia son las más brillantes de todos los tipos de SNs (excluyendo las SNs superluminosas que serán detalladas más adelante). Esto se debe a la gran cantidad de ^{56}Ni sintetizado en la explosión, que en promedio es de $\sim 0.3\text{--}0.8 M_{\odot}$ (Stritzinger et al. 2006). La luminosidad bolométrica típica de una SN Ia es del orden de $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ en su máximo, con la mayor parte de la radiación siendo emitida en el óptico. Debido a sus grandes luminosidades y su homogeneidad, las SNs Ia han sido utilizadas para estimar distancias extragalácticas a partir de una estandarización de sus curvas de luz (p. ej., Phillips 1993; Hamuy et al. 1996). De hecho, la medición de la tasa de expansión cósmica a través de las SNs Ia condujo al descubrimiento de la expansión acelerada del universo y de la energía oscura (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999; Riess et al. 2001).

Las SNs Ib muestran prominentes líneas de helio en los espectros cercanos al máximo de las

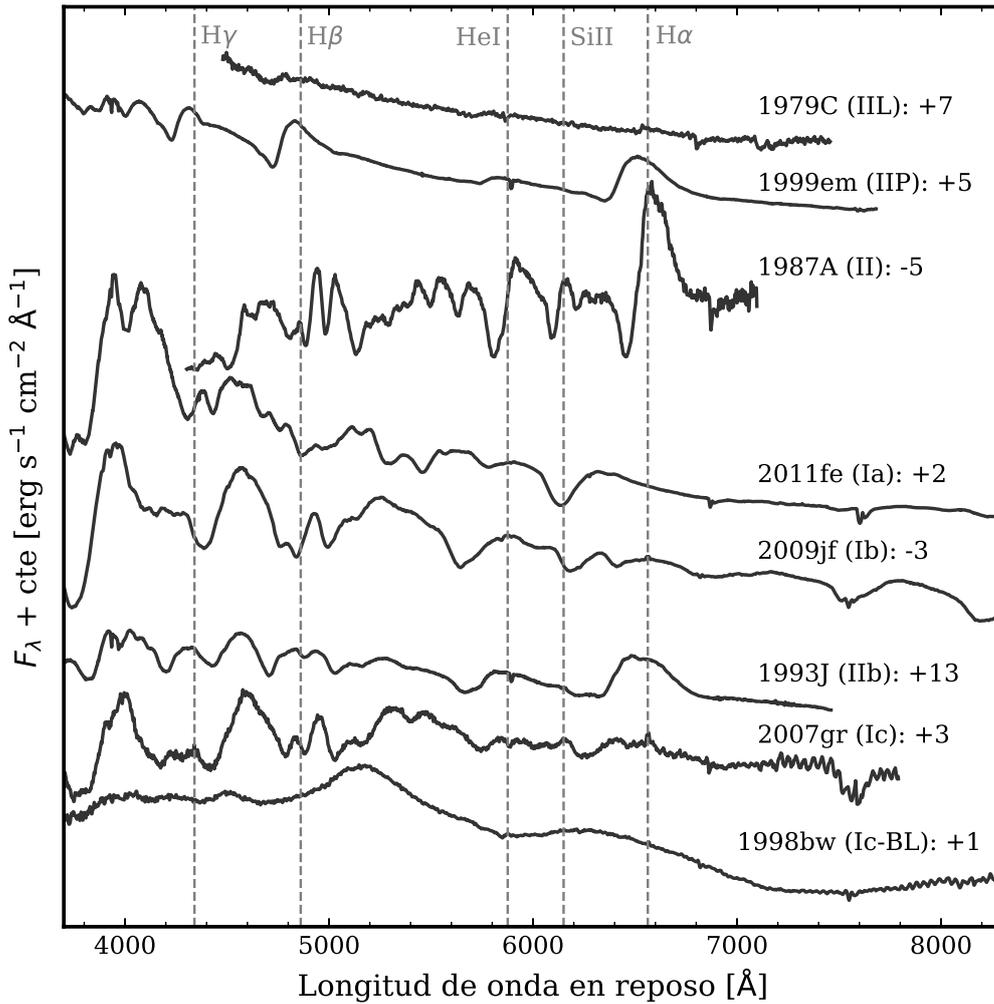


Figura 1.2: Espectros ópticos de distintos tipos de SNs observados a épocas cercanas al máximo de luminosidad de las curvas de luz ópticas. Se presentan las SNs 1979C (Barbon et al. 1982), 1987A (Pun et al. 1995), 1993J (Matheson et al. 2000), 1998bw (Patat et al. 2001), 1999em (Faran et al. 2014a), 2007gr (Valenti et al. 2008), 2009jf (Valenti et al. 2011) y 2011fe (Parrent et al. 2012). Las líneas verticales indican las longitudes de onda en reposo de algunas de las líneas utilizadas para la clasificación. Todos los espectros fueron corregidos por extinción debido a la Vía Láctea usando los mapas de polvo provistos por Schlafly & Finkbeiner (2011) y las curvas de extinción de Cardelli et al. (1989). Los espectros fueron normalizados respecto al valor promedio del flujo de cada espectro. Junto con el nombre del objeto se presentan el tipo de SN y la época de observación respecto al máximo de luminosidad. Los datos fueron descargados del *Open Supernova Catalog* (Guillochon et al. 2017) y WISeREP (Yaron & Gal-Yam 2012).

curvas de luz ópticas, especialmente la línea de He I $\lambda 5876\text{\AA}$. También muestran una línea de absorción en la región de 6150\AA pero más débil que para las SNs Ia, incluso a veces está ausente. El origen de esta línea sigue en debate, pudiéndose asociar tanto a H α como a Si II (Parrent et al. 2016). Las velocidades de expansión de las SNs Ib cercanas al máximo de la curva de luz (medidas a través de las líneas de helio o hierro) rondan los $10\,000\text{ km s}^{-1}$ (Liu et al. 2016). Si bien los espectros de las SNs Ic son similares a los de las SNs Ib, no muestran las líneas características de He I. Sin embargo, a menudo exhiben una línea a 6150\AA asociada con Si II, así como también una fuerte absorción debida a la línea O I $\lambda 7774\text{\AA}$ (Filippenko

1997). Estas SNs presentan velocidades de expansión promedio en el máximo de la curva de luz de $10\,000\text{ km s}^{-1}$ (Modjaz et al. 2016). Respecto a los espectros nebulares, tanto las SNs Ib como Ic muestran fuertes líneas de emisión de elementos de masa intermedia como oxígeno, calcio y magnesio. Los espectros nebulares están dominados principalmente por los dobletes de [O I] $\lambda\lambda 6300,6364$ y [Ca II] $\lambda\lambda 7292,7324$ (Filippenko 1997; Taubenberger et al. 2009).

Las curvas de luz de las SNs Ib y Ic son similares entre sí, y al mismo tiempo, presentan una morfología parecida con las SNs Ia. Todas presentan curvas de luz potenciadas por la termalización de energía originada por el decaimiento radiactivo del ^{56}Ni . Este proceso es el dominante hasta épocas cercanas al máximo de luminosidad, que se da aproximadamente a los 20 días de la explosión para las curvas de luz en el óptico. Luego del máximo, la luminosidad decrece abruptamente hasta que se alcanza un decaimiento exponencial (Figura 1.1). Esta etapa está dominada por el decaimiento del ^{56}Co radiactivo en ^{56}Fe estable. Algunas de las principales diferencias que presentan las curvas de luz de las SNs Ib y Ic con aquellas de las SNs Ia está en su brillo y en el ancho de la curva de luz durante el máximo de luminosidad. Las SNs Ib y Ic son en promedio 10 veces menos luminosas que las SNs Ia. Para las SNs Ib, las magnitudes promedio del máximo de la curva de luz en el óptico son $M_V = -17.1 \pm 0.6$ mag (Taddia et al. 2018) y $M_R = -17.9 \pm 0.9$ mag (Drout et al. 2011), mientras que las SNs Ic muestran magnitudes promedio de -17.6 ± 0.2 mag para el máximo de la curva de luz en la banda V (Taddia et al. 2018) y -18.3 ± 0.6 mag para la banda R (Drout et al. 2011). Esto implica que la cantidad de material radiactivo producido durante la explosión de una SN Ib y Ic es menor que para una SN Ia. El valor promedio de ^{56}Ni producido en las SNs Ib y Ic es de $0.2 \pm 0.1 M_\odot$ (Taddia et al. 2018; Anderson 2019). Por otro lado, el ancho de la curva de luz durante el máximo de luminosidad depende fuertemente de la cantidad de masa del progenitor eyectada por la explosión. En el caso de las SNs Ib y Ic se puede encontrar un rango considerable de anchos, mientras que las variaciones para las SNs Ia son mucho menores. Esto se debe a que las SNs Ia provienen de estrellas enanas blancas.

Existe una subclase de SNs Ic que muestra líneas extremadamente anchas durante el máximo de la curva de luz, denominadas SNs Ic-BL (*broad line*, por sus siglas en inglés), indicando emisión de un material moviéndose a velocidades muy altas. Debido a esto, las líneas de diferentes elementos y transiciones se entrelazan entre sí dificultando su identificación. Una línea identificable se halla en la región de 6150Å , aunque existe mucha controversia sobre si se trata puramente debida a Si II (Parrent et al. 2016). Este tipo de SNs exhiben velocidades de expansión típicas que alcanzan los $19\,000\text{ km s}^{-1}$ (Modjaz et al. 2016) con magnitudes en el máximo de la curva de luz en la banda R de -19.0 ± 1.1 mag (Drout et al. 2011), es decir, se expanden más rápido y son más luminosas que las SNs Ic normales. Además, estos tipos de eventos tienen una característica especial, ya que en algunos casos han sido asociados a estallidos de radiación γ de larga duración (LGRBs, por sus siglas en inglés; Woosley & Bloom 2006). Si todos los LGRBs tienen o no asociados una SN Ic-BL son preguntas intrigantes que todavía no tienen respuesta.

Las SNs I no fueron las únicas en ser subclasificadas. Las SNs II muestran una gran diversidad tanto en sus curvas de luz como en sus espectros. Barbon et al. (1979) dividieron las SNs II en dos grupos de acuerdo a la morfología de sus curvas de luz. Aquellas SNs II que mostraban una curva de luz plana, es decir, la luminosidad se mantenía aproximadamente constante en el tiempo, fueron llamadas SNs IIP (por su curva de luz en forma de *plateau*), mientras que las SNs II que presentaban una disminución rápida y lineal de su luminosidad fueron denominadas SNs IIL (por su curva de luz mostrando una morfología *lineal*). Un análisis más detallado de las características de las SNs II es presentando en la Sección 1.3.

Existe incluso un grupo de objetos que muestran espectros compatibles a los de las SNs II,

pero con curvas de luz peculiares. Estas SNs poseen largos tiempos de subida al máximo de la curva de luz del orden de 80 días. El objeto característico de este subgrupo es la SN 1987A (Hamuy et al. 1988). Habiendo explotado en la Nube Mayor de Magallanes, la SN 1987A es la SN más cercana de nuestra era. Esta SN marcó un hito en la astrofísica estelar ya que se detectaron neutrinos antes de detectar la radiación electromagnética de la SN (p. ej., Aglietta et al. 1987; Hirata et al. 1987). El hecho que se hayan observado neutrinos y que la energía total emitida en neutrinos haya sido estimada en $\sim 2 \times 10^{53}$ erg indica la formación de un objeto compacto durante el colapso nuclear (Hillebrandt 1987). La SN 1987A, por lo tanto, establece la primera prueba que el escenario del colapso nuclear de una estrella masiva es la explicación correcta para las SNs II.

Las SNs tipo 1987A son objetos poco frecuentes en la naturaleza, siendo aproximadamente el 4% de las SNs II observadas en una muestra limitada por volumen (Shivvers et al. 2017); por lo tanto, existen pocas SNs descubiertas con este tipo de morfología (p. ej., Taddia et al. 2012, 2016b). La razón de su curva de luz peculiar y menor luminosidad está asociada a que el progenitor es más compacto que una SN II *normal*, con radios $\sim 50 R_{\odot}$ (frente a los $\sim 500 R_{\odot}$ típicos para los progenitores de las SNs II).

Nuevas subclases dentro de las SNs II también fueron incluidas a partir de diferencias espectroscópicas. Los espectros adquiridos cerca del máximo de luminosidad de la SN 1987K se asemejan a aquellos de las SNs II, con perfiles P Cygni bien definidos para la línea de H_{α} aunque menos prominentes que lo usual. Sin embargo, los espectros tomados pasados los cinco meses del máximo de luminosidad no muestran rastros de la línea de H_{α} . En cambio, exhiben líneas de emisión muy anchas de [O I] y [Ca II] que dominan el espectro, típico de las SNs Ib (aunque las SNs Ib no muestran fuertes líneas de hidrógeno en ningún momento). De esta forma, la SN 1987K fue propuesta como prototipo de una nueva subclase de SNs, llamada SN I Ib, ya que mostraba características espectrales de las SNs II a épocas cercanas al máximo de luminosidad, pero a épocas más tardías se asemejaba a las SNs Ib (Filippenko 1988). Desafortunadamente no existen observaciones a tiempos intermedios de la SN 1987K, lo que hizo difícil su análisis en detalle. Además, debido que era un objeto único, había lugar para el escepticismo con respecto a la conexión entre las SNs II y las SNs Ib. Hubo que esperar a la SN 1993J (Ripero et al. 1993) para poder adquirir una secuencia espectral completa de una SN I Ib (Schmidt et al. 1993a; Filippenko et al. 1993, 1994). Hoy en día existen numerosas SNs clasificadas como I Ib.

Además de los tipos de SNs que hemos discutido hasta el momento (ver Figuras 1.1 y 1.2) existen otros objetos peculiares en la familia de las SNs. Por ejemplo, existe también un grupo de SNs ricas en hidrógeno cuyos espectros están dominados por fuertes líneas de emisión con perfiles delgados sobre un continuo casi sin líneas (Filippenko 1989). Además, la componente de absorción del perfil de H_{α} es débil o ausente, los espectros evolucionan lentamente y presentan un continuo azul. Debido a la presencia de líneas de emisión angostas, estas SNs fueron designadas como SNs I In (por *narrow*; Schlegel 1990). La aparición de líneas angostas en el espectro está atribuida a la interacción entre el material eyectado en la explosión y un material circunestelar (CSM, por sus siglas en inglés) denso que rodea la estrella, que fue originado debido a vientos estelares, erupciones de material o transferencia de masa hacia una estrella binaria compañera en las últimas etapas de evolución del progenitor. Las propiedades fotométricas y espectroscópicas de esta clase de SNs son muy diversas (Taddia et al. 2013). Esta diversidad es atribuida a la gran variedad de propiedades del CSM (masa, densidad y posibles asimetrías, entre otras propiedades).

En los últimos años una nueva clase de SNs fue definida a partir del descubrimiento de algunos eventos extremadamente luminosos, del orden de 10 veces más luminosos que las SNs Ia

y 100 veces más luminosos que las CCSNs normales, por lo cual fueron llamados SNs superluminosas (Quimby et al. 2007; Gal-Yam 2012). Estos eventos irradian un total de $\sim 10^{51}$ erg de energía, lo que es comparable con sus energías cinéticas totales. Las SNs superluminosas también se subclasifican a partir de la ausencia o presencia de líneas de hidrógeno en los espectros ópticos como tipo I o tipo II, respectivamente. Las SNs superluminosas se originarían de estrellas más masivas que las típicas CCSNs. Esto se evidencia por sus largas escalas de tiempo evolutivas (lo que implica una gran cantidad de material eyectado en la explosión), espectros nebulares que muestran fuertes líneas de emisión de [O I], y que están localizadas en ambientes de intensa formación estelar (Nicholl 2021). Sin embargo, la fuente de energía que potencia sus grandes luminosidades todavía está en debate. Entre las propuestas está la interacción del material eyectado en la explosión con un CSM masivo (Chevalier & Irwin 2011; Chatzopoulos et al. 2013); la inyección de energía desde un objeto central como una estrella de neutrones de rápida rotación (magnetar, Kasen & Bildsten 2010) o un agujero negro acretor (Dexter & Kasen 2013); o una gran cantidad de material radiactivo producido por una SN de inestabilidad de pares (Fowler & Hoyle 1964; Heger & Woosley 2002), aunque esta última propuesta es desfavorable para —al menos— la gran mayoría de las SN superluminosas (Nicholl 2021).

1.2. Progenitores de SNs de colapso gravitatorio

Los distintos tipos de SNs están asociados a las propiedades físicas de las estrellas antes de explotar, lo cual depende de su respectivo canal evolutivo. Por lo tanto, para tener un mayor conocimiento de estos eventos es importante conocer que tipo de estrella produce cada tipo de explosión. Se ha mencionado que las SNs II, IIb, Ib y Ic son el resultado final de la evolución de estrellas masivas cuando sus núcleos colapsan. Sin embargo, existe una gran diversidad tanto en términos fotométricos como espectroscópicos entre estas clases (ver Figuras 1.1 y 1.2). Ya desde la clasificación de las SNs podemos inferir diferentes propiedades de las estrellas progenitoras. Los progenitores de las SNs II tienen una gran envoltura rica en hidrógeno al momento de la explosión, las SNs IIb tienen poco hidrógeno, las SNs Ib han perdido toda su envoltura rica en hidrógeno, y en el caso las SNs Ic, es probable que también hayan perdido toda la envoltura rica en helio. Con este panorama, las SNs IIb, también pertenecen a la clase de SESNs.

Las estrellas masivas desarrollan fuertes vientos que pueden ser capaces de remover una parte significativa de sus envolturas. Además, cuanto más masiva es la estrella, los vientos estelares son más fuertes y la pérdida de masa es mayor. Por lo tanto, es de esperar que el avance en el grado de remoción de la envoltura rica en hidrógeno, que da lugar a la clasificación de las SNs, pueda ser explicado por la secuencia creciente en la masa inicial de los progenitores. No obstante, esta hipótesis muestra algunos inconvenientes. Cálculos evolutivos de estrellas masivas aisladas no reproducen la cantidad de estrellas ricas en hidrógeno (progenitoras de SNs II) respecto a la de estrellas cuya envoltura rica en hidrógeno fue removida (progenitoras de SNs Ib y Ic), siendo esta fracción un orden de magnitud menor que la cantidad observada de SNs II sobre la de SNs Ib y Ic (Eldridge et al. 2008).

Asimismo, la existencia de vientos fuertes capaces de remover la envoltura rica en hidrógeno requiere estrellas más masivas que $\sim 25 M_{\odot}$ (Georgy et al. 2009). La masa de estas estrellas al momento del colapso gravitatorio es $\gtrsim 8 M_{\odot}$, lo que implica que la masa eyecta-

da³ durante un evento de SN Ibc debería ser $\gtrsim 6 M_{\odot}$ (Woosley et al. 2002). Sin embargo, las masas eyectadas derivadas de las explosiones de SNs Ib y Ic son considerablemente más pequeñas que lo que se esperaría por una estrella inicialmente más masiva que $25 M_{\odot}$ (Drout et al. 2011; Lyman et al. 2016; Taddia et al. 2018), por lo que pareciera que los progenitores de estas SNs son estrellas menos masivas. Una manera eficiente de remover parte o toda la envoltura rica en hidrógeno de las estrellas masivas es a través transferencia de masa hacia una estrella compañera dentro de un sistema binario debido al desborde del lóbulo de Roche (Podsiadlowski et al. 1992; Yoon & Cantiello 2010; Benvenuto et al. 2013). Además, la evidencia indica que alrededor del 70% de las estrellas masivas intercambian masa en un sistema binario (Sana et al. 2012), lo que muestra la relevancia de los sistemas binarios interactuantes en los progenitores de SNs. Cabe aclarar que lo dicho anteriormente no excluye que las SESNs provengan de estrellas aisladas, aunque pareciera no ser el principal canal de evolución.

El método más directo para descifrar el origen de los progenitores de SNs es la observación del lugar del hecho previo a la explosión para detectar el posible progenitor, como también la observación a épocas muy tardías para corroborar la desaparición de la estrella y/o detectar una posible compañera. Este método es muy poderoso y ha provisto de resultados muy importantes en este campo, pero tiene la limitación de que sólo puede ser utilizado hasta distancias $\lesssim 30$ Mpc para poder resolver las estrellas en las imágenes. Este tipo de observaciones ha sido muy exitosa en la detección de progenitores de SNs II, aunque existen muy pocos casos para otros tipos de SNs (p. ej., Smartt 2015).

Para el caso de las SNs IIb hay cinco detecciones de progenitores: SNs 1993J (Aldering et al. 1994), 2008ax (Crockett et al. 2008), 2011dh (Van Dyk et al. 2011; Maund et al. 2011), 2013df (Van Dyk et al. 2014), 2016gkg (Bersten et al. 2018). Exceptuando la SN 1993J, los progenitores de las demás SNs fueron asociados a estrellas supergigantes amarillas. Modelos de evolución binaria pueden explicar este tipo de estructuras (Benvenuto et al. 2013), aunque es preciso mencionar que la inclusión de rotación en los modelos estelares aislados es capaz de reducir la envoltura rica en hidrógeno de forma significativa, y particularmente, de producir estrellas supergigantes amarillas como progenitores de SNs (Georgy 2012). Sin embargo, la idea que los progenitores de las SNs IIb evolucionen en sistemas binarios interactuantes está fuertemente aceptada hoy en día, debido además a las masas inferidas a partir de sus curvas de luz (Taddia et al. 2018) y a la detección de la posible estrella compañera en dos oportunidades. En este sentido, existe evidencia de la presencia de la estrella compañera del progenitor de la SN IIb 1993J (Aldering et al. 1994; Maund et al. 2004), así como también, la detección de un considerable flujo en el ultravioleta (UV) proveniente de un objeto puntual, el cual podría ser compatible con la emisión de la estrella compañera del progenitor de la SN 2011dh (Folatelli et al. 2014; Maund et al. 2015).

Para el caso de los progenitores sin hidrógeno, la situación es aún más complicada. Sólo existen dos progenitores observados de SNs Ib, las SNs iPTF13bvn (Bersten et al. 2014; Eldridge et al. 2015; Folatelli et al. 2016) y 2019yvr (Kilpatrick et al. 2021). Recientemente se ha encontrado un candidato a progenitor para la SN Ic 2017ein indicando un progenitor inicialmente muy masivo ($M_{ZAMS} \simeq 45-80 M_{\odot}$, Van Dyk et al. 2018; Kilpatrick et al. 2018), aunque la fuente detectada también podría ser un cúmulo joven compacto. La falta de progenitores observados en estos tipos de objetos es esperable debido a que, a pesar de ser muy luminosos, son muy calientes, lo cual hace que su flujo óptico sea débil.

En el caso de las SNs II, los progenitores son estrellas masivas que llegan al final de su

³La masa eyectada durante una explosión de SN es la diferencia entre la masa de la estrella al momento del colapso y la masa del núcleo que colapsa formando un objeto compacto.

evolución con una parte significativa de su envoltura rica en hidrógeno intacta. Los primeros estudios teóricos de SNs II han mostrado que una extensa envoltura rica en hidrógeno, típica de estrellas supergigantes rojas, es necesaria para reproducir las curvas de luz de este tipo de SNs (Imshenik & Nadezhin 1965; Grassberg et al. 1971; Chevalier 1976; Falk & Arnett 1977), lo que fue confirmado a partir de la detección de un número relevante de estrellas supergigantes rojas en los sitios de explosión de SNs II en imágenes tomadas antes de la explosión (Van Dyk et al. 2003; Smartt 2009). No obstante, no todas las SNs ricas en hidrógeno provienen de estrellas supergigantes rojas. La SN 1987A es el primer evento en ser asociado directamente con una estrella a través de imágenes tomadas previas a la explosión, las cuales mostraron una estrella supergigante azul compacta (Gilmozzi et al. 1987). Esto causó asombro en la comunidad ya que los modelos evolutivos convencionales no predecían que las estrellas pudieran explotar en la fase de supergigante azul. Modelos estelares posteriores revelaron que bajas metalicidades, rotación rápida o binariedad podían permitir que las estrellas explotaran en la fase de supergigante azul (Podsiadlowski 1992). De hecho, la SN 1987A fue hallada en un ambiente de baja metalicidad, así como también otros eventos de su misma clase (Taddia et al. 2016b).

Las SNs IIn tampoco parecieran provenir de estrellas supergigantes rojas. A través de imágenes pre y posexposición se identificó una estrella masiva variable, azul y luminosa (LBV, por sus siglas en inglés) como progenitora de la SN 2005gl (Gal-Yam et al. 2007; Gal-Yam & Leonard 2009). Este tipo de estrellas experimentan una considerable pérdida de masa posiblemente generando un material rico en hidrógeno que envuelve a la estrella, lo que explicaría las líneas espectrales angostas características de una SN IIn.

En definitiva, la diversidad en la masa del progenitor, metalicidad, rotación y binariedad, junto con la energía de la explosión y la cantidad de material radiactivo sintetizado, son probablemente los responsables de la diversidad entre los distintos tipos de SNs observados.

1.3. SNs de tipo II

Como se mencionó en las secciones anteriores, las SNs II son explosiones de estrellas masivas al final de su evolución mostrando predominantes líneas de hidrógeno en sus espectros. Inicialmente, las SNs II fueron subdivididas en SNs IIP y IIL de acuerdo a la forma de sus curvas de luz (Barbon et al. 1979). Sin embargo, estudios recientes han cuestionado esta subdivisión y hoy en día es generalmente aceptado que pertenecen a una sola familia ya que exhiben una secuencia continua en la morfología de sus curvas de luz (Anderson et al. 2014b; Sanders et al. 2015; Galbany et al. 2016; Valenti et al. 2016; Rubin & Gal-Yam 2016; de Jaeger et al. 2019). Además, ya se ha mencionado la existencia de otros subgrupos de SNs ricas en hidrógeno (SNs I Ib, I In y aquellos eventos similares a la SN 1987A). No obstante, estos grupos muestran características suficientemente distintas a las SNs ricas en hidrógeno que se pretenden estudiar en esta tesis. Por lo tanto, las SNs I Ib, I In y los eventos similares a la SN 1987A son excluidos de este análisis y se usará el término “SNs II” para referirse a aquellas SNs ricas en hidrógeno que históricamente se habrían clasificado como SNs IIP o IIL, pero sin distinción.

El estudio de la cantidad de SNs que se descubre de cada clase respecto a todas las SNs indica que las SNs Ia son el tipo más observado comprendiendo $\sim 80\%$. Esto se debe a sus grandes luminosidades. En este análisis, las SNs II abarcan el 17% de las SNs descubiertas, mientras que las SNs Ib y Ic son menos del 5% . Sin embargo, estos resultados cambian rotundamente cuando se analiza una muestra limitada por volumen. En este caso, las SNs II

son el tipo de SN intrínsecamente más frecuente comprendiendo más de la mitad de la totalidad de las SNs (Smartt et al. 2009; Li et al. 2011).

Un interés adicional ha surgido sobre las SNs II ya que han sido consideradas como potenciales indicadores de distancias extragalácticas debido a sus grandes luminosidades y a que se encontraron calibraciones para poder usar estos objetos como estimadores de distancia, de manera alternativa al método más conocido que implica SNs Ia. Varios métodos han sido estudiados con el fin de otorgar una medición precisa de la distancia. El primer método, llamado *expanding photosphere method* (EPM), fue propuesto por Kirshner & Kwan (1974) y proporciona mediciones de distancias independientes de cualquier calibrador. El tamaño físico de un objeto en expansión libre es aproximado por la velocidad radial. Al mismo tiempo, el tamaño angular de la fotosfera puede ser determinado por la temperatura de color de la radiación de cuerpo negro y el brillo observado del objeto. Esto supone que la explosión es simétricamente esférica y que las líneas de absorción que proveen la velocidad radial se forman en —o cerca de— la fotosfera. Observando una SN a diferentes épocas, se puede estimar la fecha de la explosión y la distancia. Sin embargo, la fotosfera de una SN II se forma en regiones de baja densidad y está dominada por scattering de electrones, y en consecuencia, el flujo fotosférico se diluye en relación con un cuerpo negro. En este sentido, se han calculado factores de corrección para aproximar la distribución espectral de energía de las SNs II con la de un cuerpo negro (Eastman et al. 1996; Dessart & Hillier 2005). Una variante del EPM es el denominado *spectral-fitting expanding atmosphere model* (SEAM, Baron et al. 2004; Dessart & Hillier 2006). Con este método, los factores de dilución son reemplazados por un ajuste espectral detallado. Los métodos EPM y SEAM poseen una incerteza en la estimación de la distancia de $\sim 15\%$, mientras que la dispersión típica encontrada en el diagrama de Hubble es de ~ 0.3 mag (Jones et al. 2009). Sin embargo, debido a la detallada espectroscopia requerida, es difícil medir objetos débiles y lejanos.

Un método alternativo, conocido como *standardizable candle method* (SCM) usa la correlación entre la luminosidad de la SN y la velocidad de expansión a 50 días de la explosión (Hamuy & Pinto 2002). Las distancias estimadas con el SCM son comparables, o incluso más precisas, que las determinadas por EPM con precisiones del 12–14 % (Olivares E. et al. 2010). Las mayores dificultades de este método son la exacta determinación de la fecha de explosión, la medición de la velocidad y la incerteza de la ley de enrojecimiento en las galaxias huéspedes. Un método posterior llamado *photospheric magnitude method* (PMM) corresponde a una generalización del SCM para diversas épocas a lo largo de la fase fotosférica (Rodríguez et al. 2014; Rodríguez et al. 2019). Usando el PMM y una muestra de 13 SNs II, Rodríguez et al. (2014) obtuvieron una dispersión de 0.12 mag en el diagrama de Hubble, o un 6 % de incerteza en las distancias. Hasta este punto, todos los métodos mencionados están basados tanto en datos fotométricos como espectroscópicos. de Jaeger et al. (2015) desarrollaron una técnica basada solamente en datos fotométricos (*photometric color method*). La precisión alcanzada por este método es bastante más limitada que la de EPM y SCM, con dispersiones típicas en el diagrama de Hubble de ~ 0.4 mag, pero tiene la ventaja que puede ser aplicada a muestras más grandes de SNs II fotométricamente bien observadas.

Las SNs II también han sido propuestas como trazadoras de la metalicidad del ambiente en el que se encuentran utilizando el pseudoancho equivalente (pEW, por sus siglas en inglés) de las líneas Fe II $\lambda 5018 \text{ \AA}$ y/o el doblete Na I (Anderson et al. 2016; Taddia et al. 2016a; Gutiérrez et al. 2018). La ventaja sobre los indicadores de metalicidad tradicionales es que las SNs II examinan la metalicidad en la ubicación específica donde explotaron dentro de las galaxias. Además las SNs II son intrínsecamente brillantes, por lo que son efectivas para estimar metalicidades en galaxias lejanas.

Los estudios de grandes muestras de SNs II han revelado una gran diversidad en sus propiedades fotométricas y espectroscópicas. Estos estudios han definido varios observables para examinar esta diversidad, encontrando un continuo de valores dentro de un gran rango para la mayoría de estos observables, incluyendo magnitudes a diferentes épocas, pendientes y duraciones de diferentes fases de las curvas de luz (p. ej., [Anderson et al. 2014b](#); [Galbany et al. 2016](#)); velocidades y pEWs de los perfiles de H_α (p. ej., [Schlegel 1996](#); [Anderson et al. 2014a](#); [Gutiérrez et al. 2014](#)) y de otras líneas espectrales tanto en el óptico (p. ej., [Gutiérrez et al. 2017a,b](#)) como en el infrarrojo cercano (NIR, por sus siglas en inglés) ([Davis et al. 2019](#)); y curvas de colores ([de Jaeger et al. 2018](#)). Las curvas de luz a tiempos tempranos ($\lesssim 30$ días desde la explosión) también han sido estudiadas en la literatura ([González-Gaitán et al. 2015](#); [Gall et al. 2015](#); [Ganot et al. 2020](#)) y de igual manera contribuyen a la diversidad observada de las SNs II. Las curvas de luz tempranas están más relacionadas al tamaño del progenitor y a las características de la envoltura externa. Las medidas de los tiempos de subida al máximo de luminosidad de las curvas de luz ópticas son mucho más pequeñas que las predicciones de los modelos para la mayoría de las SNs II, indicando envolturas más compactas y densas o la presencia de un CSM denso alrededor de la estrella progenitora ([González-Gaitán et al. 2015](#); [Förster et al. 2018](#)). En esta tesis no se estudiarán las características del CSM en torno a los progenitores de SNs II sino las propiedades físicas de dichos progenitores y de sus explosiones; por lo tanto, el análisis de las curvas de luz se restringe a épocas más tardías que 30 días desde el momento de la explosión (ver el Capítulo 3 para mayor detalle).

La gran diversidad observada de las SNs II es atribuida a las diferencias en los procesos evolutivos, las cuales producen progenitores con diferentes propiedades al momento del colapso nuclear (masa de la envoltura rica en hidrógeno, radio de la estrella, abundancias químicas, propiedades del CSM), y/o a diferencias en las propiedades de la explosión (energía depositada por la onda de choque, la cantidad de material radiactivo sintetizado en la explosión y su distribución en el material eyectado). Por lo tanto, es importante conocer los parámetros físicos predominantes que causan la diversidad de las SNs II.

Estudios teóricos han analizado la diversidad de las SNs II en términos de las propiedades físicas y han encontrado que variaciones en la masa de la envoltura rica en hidrógeno, el radio del progenitor y la energía de la explosión producen grandes diferencias en la luminosidad bolométrica, duración de la fase de plateau⁴ y velocidades de expansión ([Litvinova & Nazdezhin 1985](#); [Young 2004](#); [Utrobin 2007](#); [Kasen & Woosley 2009](#); [Bersten et al. 2011](#)). [Kasen & Woosley \(2009\)](#) mostraron que la cantidad de ^{56}Ni dentro del material eyectado por la explosión extiende la duración del plateau, aunque su contribución es menor que los parámetros físicos antes mencionados, mientras que la distribución espacial del ^{56}Ni dentro de este material tiende a modificar la morfología de la curva de luz ([Bersten et al. 2011](#); [Kozyreva et al. 2019](#)). Además, se ha mostrado que la masa de la envoltura rica en hidrógeno afecta la tasa con la que la luminosidad declina durante la fase de plateau, donde masas más pequeñas producen SNs II con curvas de luz que declinan más rápido (p. ej., [Bartunov & Blinnikov 1992](#); [Blinnikov & Bartunov 1993](#)). Algunos estudios también analizaron espectros sintéticos y curvas de luz en bandas fotométricas de SNs II al variar las propiedades físicas antes mencionadas, como también la metalicidad, los cuales respaldan previos hallazgos con respecto a los cambios en las curvas de luz ([Dessart et al. 2013](#); [Hillier & Dessart 2019](#)). Adicionalmente, [Dessart et al. \(2013\)](#) mostraron que el radio del progenitor influye fuertemente en los colores a tiempos tempranos.

⁴Durante la fase de plateau ocurre la recombinación del hidrógeno en diferentes capas del material eyectado mientras que un frente de enfriamiento y recombinación se mueve hacia dentro de este material en coordenada masa. Las características de esta fase se detallan en la Sección 2.3.

Existen diferentes métodos para conectar las propiedades de las SNs con sus progenitores. Las imágenes de archivo proveen la oportunidad única de detectar a la estrella progenitora en imágenes tomadas antes de su explosión. A través de estas imágenes, la luminosidad del progenitor puede obtenerse modelando la distribución espectral de energía, si el progenitor es detectado en varias bandas fotométricas, o utilizando correcciones bolométricas (Van Dyk et al. 2012; Davies & Beasor 2018). Una vez que la estrella es localizada en un diagrama de Hertzsprung-Russell (HR), la masa inicial es estimada al comparar con modelos de evolución estelar. La adquisición de imágenes algunos años después de la explosión es necesaria para confirmar la identificación del progenitor a través de su desaparición (Maund et al. 2014b). Mientras que los progenitores de las SNs II observados con este método son estrellas supergigantes rojas, no se han encontrado progenitores con $M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 19 M_{\odot}$, o $\log(L/L_{\odot}) \gtrsim 5.1$ (Smartt 2015; Davies & Beasor 2018). No obstante, se observan estrellas supergigantes rojas con luminosidades hasta $\log(L/L_{\odot}) \simeq 5.5$ (Levesque et al. 2009), lo que condujo a Smartt et al. (2009) a definir la falta de progenitores más masivos —o más luminosos— de SNs II como el *problema de las supergigantes rojas* (ver Capítulo 7).

A pesar de ser el método más directo para determinar progenitores de SNs, sólo puede ser aplicado —cuando las imágenes preexplosión existan— a los eventos más cercanos (distancias $\lesssim 30$ Mpc) debido a la falta de resolución para los objetos más distantes. El estudio de las poblaciones estelares en las regiones inmediatas de la SN es un método alternativo que también es útil para eventos cercanos donde las estrellas individuales o cúmulos en el sitio de la explosión se pueden resolver. Este análisis permite determinar las diferentes poblaciones y sus edades, y por lo tanto, la masa inicial del progenitor (Maund 2017).

Unos meses después de la explosión, la envoltura estelar se vuelve transparente a la radiación y la SN II entra en su fase nebulosa. En esta etapa los espectros están dominados por intensas líneas de emisión sobre un continuo débil. Los espectros tomados durante esta fase son útiles para estimar la masa inicial de la estrella progenitora ya que las regiones más internas del material eyectado se vuelven visibles y los productos de la nucleosíntesis estelar pueden ser analizados. En especial, utilizando la luminosidad de la línea de emisión del [O I] se puede estimar la masa total de oxígeno, la cual está relacionada con la masa inicial del progenitor (Nomoto et al. 1997). Además, utilizando espectros nebulares sintéticos se puede modelar las líneas de emisión observadas y así determinar otras características del progenitor (Jerkstrand et al. 2012).

Desafortunadamente, los métodos mencionados anteriormente están restringidos a eventos cercanos debido a que requieren imágenes de gran resolución para detectar a la estrella progenitora o espectros a tiempos tardíos cuando la SN es intrínsecamente más débil. A continuación nos concentraremos en aquellos métodos que usan curvas de luz para extraer propiedades físicas de las SNs II. Estos métodos pueden ser aplicados a objetos distantes, y por lo tanto, a grandes muestras de objetos. En este sentido, el modelado de la curva de luz es uno de los métodos indirectos más comunes para inferir propiedades físicas de SNs.

Desde los trabajos pioneros de Litvinova & Nadezhin (1983, 1985), quienes presentaron un conjunto de relaciones analíticas conectando observables de SNs II (la magnitud V absoluta y la velocidad fotosférica, ambas a mitad de la fase de plateau, y la duración de la fase de plateau) con propiedades físicas de los progenitores y de la explosión (masa eyectada en la explosión, radio del progenitor y energía de la explosión), se han realizado esfuerzos significativos para mejorar la estimación confiable de parámetros físicos. Mientras que el concepto de utilizar relaciones simples para derivar propiedades físicas es en principio muy poderoso, en ocasiones se han obtenido valores atípicos (p. ej., Hamuy 2003), motivando avances en esta metodología.

Los modelos hidrodinámicos utilizados para calibrar las relaciones analíticas de [Litvinova & Nadezhin \(1985\)](#) se basaron en simplificaciones físicas (p. ej., modelos politrópicos simples para reproducir la compleja estructura estelar previa al colapso nuclear, tablas de opacidad antiguas y la omisión del calentamiento debido al decaimiento del ^{56}Ni en los cálculos). Relaciones similares fueron presentadas por [Popov \(1993\)](#), aunque éstas se construyeron a partir de un modelo analítico para la recombinación del hidrógeno dentro de la envoltura expulsada por la SN II. Nuevas relaciones analíticas basadas en modelos hidrodinámicos modernos (incluyendo los efectos del calentamiento debido al decaimiento radiactivo del ^{56}Ni y tablas de opacidad contemporáneas) fueron presentadas por [Kasen & Woosley \(2009\)](#), y más recientemente por [Goldberg et al. \(2019\)](#). Sin embargo, a pesar que estos métodos permiten extraer parámetros físicos de SNs II de una manera relativamente fácil, no está claro cuan precisas son dichas estimaciones debido a que se obtienen usando sólo tres observables.

Un método alternativo para derivar parámetros físicos de SNs II consiste en el modelado detallado de la evolución completa de la curva de luz, a veces modelada conjuntamente con información espectral, por ejemplo, la velocidad de expansión del material. En dicha técnica, la explosión es usualmente simulada al inyectar artificialmente energía térmica cerca del centro de la estrella. En este contexto, se tiene que adoptar la estructura de la estrella progenitora antes del colapso nuclear, junto con la energía de la explosión, la cantidad de ^{56}Ni y su distribución espacial dentro del material eyectado (p. ej., [Utrobin 2007](#); [Bersten et al. 2011](#); [Morozova et al. 2015](#)). Estos parámetros son elegidos libremente para reproducir las observaciones.

Un análisis más complejo puede ser alcanzado al calcular la explosión usando simulaciones del colapso nuclear, parametrizando el mecanismo de transporte de neutrinos, y acoplado esto a cálculos de nucleosíntesis explosiva. En este escenario, la energía de la explosión, la cantidad de ^{56}Ni , y su distribución ya no son parámetros libres. Estos cálculos simulan el colapso y la explosión de la estrella, pero necesitan de códigos alternativos para reproducir observables de SNs. Recientes esfuerzos han sido llevados a cabo en esta dirección, donde explosiones multidimensionales son parametrizadas a modelos unidimensionales y asignadas a diferentes códigos para luego obtener observables de SNs ([Sukhbold et al. 2016](#); [Curtis et al. 2021](#)). Si bien esta metodología es más consistente (dado que sólo se necesita la estructura del progenitor como parámetro de entrada), algunas veces no puede reproducir las observaciones y están restringidas a un espacio de parámetros limitado.

Los modelos de progenitor también pueden ser construidos de diferentes maneras, ya sea como configuraciones diseñadas específicamente para un fin o a través de modelos evolutivos detallados desde la secuencia principal hasta el colapso nuclear. En general se utilizan modelos de estrellas aisladas no rotantes, aunque la binariedad o la evolución estelar con diferentes eficiencias de pérdida de masa por vientos podría tener un efecto significativo en la estructura del progenitor. La evolución estelar produce una estructura final para cada estrella, para la cual la masa preexplosión y el tamaño del progenitor no son independientes. Para tratar a la masa y al radio del progenitor como independientes se utilizan modelos politrópicos (p. ej., [Utrobin 2007](#); [Bersten et al. 2011](#)). Es importante notar que los diferentes enfoques adoptados en la construcción de los modelos de progenitor y la subsecuente explosión y modelado de la SN podrían producir diferentes resultados debido a las condiciones físicas y parámetros libres adoptados.

Muchos estudios han modelado detalladamente observaciones de SNs II individuales. Algunos ejemplos del modelado de curvas de luz incluyen la SN 1979C ([Blinnikov & Bartunov 1993](#)), SN 1999em ([Utrobin 2007](#); [Bersten et al. 2011](#)), SN 2004et ([Utrobin & Chugai 2009](#)), SN 2005cs ([Utrobin & Chugai 2008](#)) y la SN 2008bk ([Lisakov et al. 2017](#)), entre otras. Recientemente, el número de estudios analizando un grupo de SNs II ha aumentado ([Pumo et al.](#)

2017; Eldridge et al. 2019; Martínez & Bersten 2019); aunque todavía son pocos los análisis de extensas muestras de SNs II (Morozova et al. 2018; Förster et al. 2018). Esta tesis busca compensar esta falta de estudios al modelar las curvas de luz y velocidades de expansión de un gran conjunto de SNs II con datos fotométricos y espectroscópicos de alta calidad y gran cadencia de observación adquiridos por el programa *Carnegie Supernova Project I* (CSP-I, Hamuy et al. 2006), y así determinar las propiedades físicas de la muestra de SNs II más grande y homogénea y de gran calidad observacional a la fecha.

1.4. Motivación y estructura de esta tesis

Las SNs II son las más frecuentes en la naturaleza y su estudio está estrechamente relacionado con la evolución química y energética de las galaxias, evolución estelar y nucleosíntesis. Además, las SNs II han sido propuestas como promisorios estimadores de distancia cosmológica y metalicidad. La vinculación de las SNs con sus progenitores es un método poderoso para ampliar nuestra comprensión del origen físico de sus diferencias observadas, mientras que al mismo tiempo nos permite testear la teoría de la evolución estelar y mejorar nuestro entendimiento del mecanismo que da lugar a estas explosiones estelares.

La gran diversidad observada en las SNs II puede ser atribuida a diferencias en los procesos de evolución estelar, que producen progenitores con distintas propiedades (masa de la envoltura rica en hidrógeno, radio, abundancias químicas), y diferencias en las propiedades de la explosión (energía depositada y cantidad de material radiactivo sintetizado). Un objetivo clave en el estudio de SNs es determinar el rango completo de parámetros que producen estos eventos en la naturaleza y conocer las propiedades físicas predominantes que producen la diversidad observada. Obtener este conocimiento es fundamental para profundizar el entendimiento sobre cómo evolucionan las estrellas masivas para producir SNs ricas en hidrógeno, particularmente en lo que respecta a los diferentes procesos de pérdida de masa involucrados (vientos estelares, erupciones y transferencia de masa en sistemas binarios interactuantes).

El principal objetivo de esta tesis es determinar características físicas de los progenitores y de la explosión de SNs II a través del modelado de curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas. Por otro lado pretendemos estudiar correlaciones entre propiedades físicas y observables, y así vincular la diversidad de las SNs II con la física de las explosiones de estrellas masivas y sus progenitores. Para este motivo calculamos una grilla de modelos de explosión de SNs II, a partir de modelos de estrellas progenitoras provenientes de cálculos de evolución estelar, utilizando un código que explota dichas estructuras estelares, variando la energía de explosión y la producción de material radiactivo. Además, implementamos un procedimiento estadístico para encontrar los modelos más probables que reproducen las observaciones. Esta grilla de modelos, junto con el método de ajuste, fueron utilizados para derivar propiedades físicas de una gran muestra de SNs II caracterizada por la calidad de los datos fotométricos y espectroscópicos, la gran cadencia de observación y la extensa cobertura fotométrica sobre un amplio rango de longitudes de onda. Dicha muestra fue observada por el programa *Carnegie Supernova Project I*.

La tesis está organizada de la siguiente manera. El Capítulo 2 describe el cálculo de la grilla de modelos de explosión, detallando el código utilizado, los modelos estelares preSN adoptados y la física de las SNs II. El Capítulo 3 presenta el método de ajuste utilizado en este trabajo, mientras que el Capítulo 4 incluye un análisis de una muestra pequeña de SNs II para testear dicho método de ajuste al comparar con resultados obtenidos mediante métodos independientes. En el Capítulo 5 se describe la muestra completa de SNs II observada

por el CSP-I y se calcula la luminosidad bolométrica en función del tiempo de cada SN II. Además, se miden varios observables en las curvas de luz bolométricas y se analizan sus distribuciones. En el Capítulo 6 se determinan las propiedades físicas de las SNs II en la muestra del CSP-I y se analizan las distribuciones de dichas propiedades. En el Capítulo 7 se modela la distribución de masas iniciales de los progenitores de SNs II, donde se encuentra que la pendiente de dicha distribución es mucho más empinada que una función de masa inicial (IMF) de estrellas masivas de Salpeter. También se discuten posibles explicaciones para este resultado. En el Capítulo 8 se presenta un análisis de correlaciones entre propiedades físicas y observables de las SNs II de la muestra del CSP-I, mientras que en el Capítulo 9 se discuten las correlaciones encontradas relacionándolas con la física de las explosiones de estrellas masivas y sus progenitores. Finalmente, el Capítulo 10 resume el trabajo y las conclusiones de esta tesis.

Los resultados de esta tesis han sido publicados en los siguientes artículos:

- Progenitor properties of type II supernovae: fitting to hydrodynamical models using Markov chain Monte Carlo methods, Martinez, L., Bersten, M. C., Anderson, J. P., González-Gaitán, S., Förster, F., Folatelli, G., *Astronomy & Astrophysics*, 642, A143, 2020.
- Type II supernovae from the Carnegie Supernova Project-I. I. Bolometric light curves of 74 SNe II using *uBgVriYJH* photometry, Martinez, L., Bersten, M. C., Anderson, J. P., Hamuy, M., González-Gaitán, S., Stritzinger, M., Phillips, M. M., Gutiérrez, C. P., Burns, C., Contreras, C., de Jaeger, T., Ertini, K., Folatelli, G., Förster, F., Galbany, L., Hoeflich, P., Hsiao, E. Y., Morrell, N., Orellana, M., Pessi, P. J., Suntzeff, N. B., *Astronomy & Astrophysics*, 660, A40, 2022.
- Type II supernovae from the Carnegie Supernova Project-I. II. Physical parameter distributions from hydrodynamical modelling, Martinez, L., Bersten, M. C., Anderson, J. P., Hamuy, M., González-Gaitán, S., Förster, F., Orellana, M., Stritzinger, M., Phillips, M. M., Gutiérrez, C. P., Burns, C., Contreras, C., de Jaeger, T., Ertini, K., Folatelli, G., Galbany, L., Hoeflich, P., Hsiao, E. Y., Morrell, N., Pessi, P. J., Suntzeff, N. B., *Astronomy & Astrophysics*, 660, A41, 2022.
- Type II supernovae from the Carnegie Supernova Project-I. III. Understanding SN II diversity through correlations between physical and observed properties, Martinez, L., Anderson, J. P., Bersten, M. C., Hamuy, M., González-Gaitán, S., Orellana, M., Stritzinger, M., Phillips, M. M., Gutiérrez, C. P., Burns, C., de Jaeger, T., Ertini, K., Folatelli, G., Förster, F., Galbany, L., Hoeflich, P., Hsiao, E. Y., Morrell, N., Pessi, P. J., Suntzeff, N. B., *Astronomy & Astrophysics*, 660, A42, 2022.

Capítulo 2

Grilla de modelos hidrodinámicos

Uno de los objetivos de esta tesis es determinar propiedades físicas de una muestra de SNs II mediante la comparación de sus observaciones con modelos construidos con diferentes parámetros físicos. Para este propósito utilizamos el código hidrodinámico unidimensional presentado en [Bersten et al. \(2011\)](#), el cual simula la explosión de la SN y produce curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión de la fotosfera. Este código es presentado en la Sección 2.1, mientras que en la Sección 2.2 se presentan los modelos de estructura estelar al momento del colapso nuclear, los cuales son necesarios para inicializar la explosión de la SN. Las distintas fases de las SNs II son analizadas en la Sección 2.3, en el marco de los procesos físicos que gobiernan su evolución. En la Sección 2.4 se detalla el cálculo de la grilla de modelos hidrodinámicos, y en la Sección 2.5 se presenta una discusión de las limitaciones de nuestro código.

2.1. Descripción del código

Simular el colapso nuclear de una estrella masiva a partir de primeros principios es muy dificultoso. Las altas temperaturas y densidades a las que alcanza el material durante el colapso dan lugar a una abundante generación de neutrinos, por lo que es de gran importancia considerar el transporte de neutrinos, acoplado a la teoría de relatividad general, la interacción entre neutrinos y materia, rotación y campos magnéticos ([Burrows & Vartanyan 2021](#)). Sin embargo, la gran diferencia existente entre la escala de tiempo del colapso nuclear (~ 1 segundo) y la escala de tiempo hidrodinámica que domina la expulsión de la envoltura (horas a días) permite desacoplar la explosión de la SN en dos partes: una parte interna (colapso del núcleo) y una externa (expulsión de la envoltura) ([Arnett 1996](#)).

El código utilizado en esta tesis utiliza la aproximación antes mencionada. Si bien no se simula el colapso del núcleo, la explosión es iniciada al depositar artificialmente energía interna cerca de la base del núcleo de hierro de la estrella progenitora en una escala de tiempo muy corta del orden de un segundo (método conocido como *bomba térmica*), lo que favorece la formación de una onda de choque que se propaga por la estrella convirtiendo energía térmica y cinética en energía que puede ser radiada una vez que la onda de choque llegue a la superficie de la estrella. La energía inyectada es el parámetro que vincula la parte interna y externa de la explosión de una SN. Es importante aclarar que la formación y evolución de la onda de choque no depende del mecanismo de inyección de energía, en tanto que este proceso ocurra en una escala de tiempo pequeña comparada con la escala de tiempo hidrodinámica. Esto

permite el estudio de observables sintéticos de manera más sencilla.

El código empleado fue presentado en [Bersten et al. \(2011\)](#). Este es un código lagrangiano unidimensional que integra numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica suponiendo simetría esférica para un gas autogravitante acopladas al transporte radiativo en la aproximación de difusión, lo que permite el cálculo de la evolución temporal de la luminosidad bolométrica de las SNs. Las ecuaciones que describen este problema son: la conservación de la masa, la conservación del momento, la conservación de la energía y el transporte de energía por radiación. Las ecuaciones a resolver se pueden ver en detalle en [Bersten et al. \(2011\)](#). Para el caso de la conservación de la energía se considera que la energía interna total (incluyendo gas y radiación) aumenta debido al decaimiento radiactivo del ^{56}Ni en ^{56}Co y luego en ^{56}Fe , y disminuye debido a la expansión y a la radiación que escapa. No se tienen en cuenta otros procesos como la pérdida de energía debido a neutrinos o el aumento de la energía por la quema nuclear explosiva. En el primer caso, los neutrinos son emitidos antes que la onda de choque alcance la fotosfera de la estrella por lo que no tienen efecto en las siguientes etapas de la evolución de la SN ([Hillebrandt 1994](#)). En el segundo caso, la energía liberada por la nucleosíntesis explosiva es aproximadamente el 10 % de la energía de la onda de choque ([Umeda & Yoshida 2017](#)).

El código utiliza las tablas de opacidad de OPAL ([Iglesias & Rogers 1996](#)) para obtener valores de la opacidad media de Rosseland. Como estas tablas sólo están disponibles para temperaturas menores que 6000 K, se utilizan las tablas de opacidad de [Ferguson et al. \(2005\)](#) para temperaturas más bajas. Estas tablas contienen incluso opacidades moleculares. Sin embargo, estos cálculos subestiman la verdadera opacidad en las SNs II. Una discusión sobre esto se presenta en la Sección 2.5, donde se mencionan las limitaciones de nuestro código.

La ecuación de estado es calculada usando simples expresiones para la temperatura, densidad, composición química y los grados de ionización del hidrógeno, helio, carbono, oxígeno, neón, magnesio y silicio. Los grados de ionización se determinan al resolver el correspondiente conjunto de ecuaciones de Saha para los elementos químicos antes mencionados. La ecuación de estado considera la contribución de la radiación, los iones y electrones.

En la Sección 1.1 mencionamos que en las explosiones de SNs se produce una cantidad considerable de material radiactivo debido a la nucleosíntesis explosiva, siendo el ^{56}Ni el isótopo más abundante producido. El decaimiento de estos isótopos produce fotones γ y positrones los cuales son termalizados generando una energía adicional que contribuye a la luminosidad de la SN. Para incluir esta fuente de energía en el cálculo, el código determina la tasa de calentamiento local. Para esto, la tasa de decaimiento radiactivo se debe modificar por la probabilidad de termalización determinada por la tasa en que los fotones γ y positrones depositan energía en las distintas zonas del material eyectado. Para este propósito, el código resuelve el transporte de fotones γ en la aproximación gris para cualquier distribución de ^{56}Ni dentro del material eyectado, suponiendo que los fotones γ interactúan con la materia sólo por absorción. El valor adoptado para la opacidad de fotones γ es $\kappa_\gamma = 0.06 y_e \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, donde y_e es el número de electrones por barión.

Las ecuaciones de la hidrodinámica se modifican mediante la inclusión de términos adicionales que simplifican en gran medida los procedimientos necesarios para la solución numérica de las ecuaciones en problemas que involucran ondas de choque. En particular, el código incluye un término conocido como *viscosidad artificial* en las ecuaciones de momento y energía siguiendo la formulación de [Von Neumann & Richtmyer \(1950\)](#). Este término se ocupa de disipar la presión y la energía sobre un intervalo de masa en el frente de choque y así considerar las discontinuidades numéricas producidas por la onda de choque.

2.2. Modelos estelares presupernova

Para inicializar la explosión con el código descrito en la Sección 2.1 es necesario tener un modelo de la estructura estelar que simule las condiciones del progenitor al momento del colapso nuclear. Existen dos métodos para calcular los modelos preSN: mediante cálculos de evolución estelar o a través de modelos politrópicos, donde la estructura estelar y la composición química están parametrizados.

En esta tesis utilizamos el código público de evolución estelar *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics* (MESA¹) versión 10398 (Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018) para obtener modelos unidimensionales de estrellas supergigantes rojas al momento del colapso nuclear. La ecuación de estado utilizada en MESA es una conjunción de las ecuaciones de estado de OPAL (Rogers & Nayfonov 2002), SCVH (Saumon et al. 1995), HELM (Timmes & Swesty 2000) y PC (Potekhin & Chabrier 2010, ver Paxton et al. 2011 para más detalle). Las opacidades radiativas son tomadas de Ferguson et al. (2005) y OPAL (Iglesias & Rogers 1996), junto con las opacidades de conducción de electrones de Cassisi et al. (2007). Todos los modelos fueron calculados usando la red de reacciones nucleares `approx21` definida en MESA que consiste de 21 especies: ¹H, ³He, ⁴He, ¹²C, ¹⁴N, ¹⁶O, ²⁰Ne, ²⁴Mg, ²⁸Si, ³²S, ³⁶Ar, ⁴⁰Ca, ⁴⁴Ti, ⁴⁸Cr, ⁵²Fe, ⁵⁴Fe, ⁵⁶Cr, ⁵⁶Fe y ⁵⁶Ni, además de protones y neutrones.

Para llevar a cabo la evolución utilizamos los siguientes modelos de referencia provistos por MESA: `create_zams` y `example_make_pre_ccsn`. El proceso comienza con la creación de una estrella completamente convectiva donde no hay fusión nuclear. Este modelo es evolucionado hasta que la luminosidad debido a la quema del hidrógeno excede el 99% de la luminosidad total. En este punto se obtiene un modelo estelar en la ZAMS, el cual es luego evolucionado hasta el colapso nuclear definido como el momento en que alguna zona dentro de la estrella alcanza velocidades hacia adentro superiores a 1000 km s⁻¹.

Para cada modelo estelar adoptamos una metalicidad $Z = 0.02$, donde las abundancias químicas de los elementos más pesados que el helio fueron establecidas de acuerdo a los valores de Grevesse & Sauval (1998), que es lo convencional en MESA.

La evolución estelar es calculada adoptando las prescripciones convencionales para los diversos procesos físicos. Para la pérdida de masa por vientos estelares adoptamos el esquema `Dutch` definido en MESA. Este esquema consiste en utilizar diferentes prescripciones para estrellas frías y calientes. Para estrellas con temperaturas efectivas mayores a 10 000 K utilizamos la prescripción presentada por Vink et al. (2001), donde se calcula la tasa de pérdida de masa debido a vientos estelares de estrellas masivas tipo O y B en función de la metalicidad. Vink et al. (2001) utilizan un modelo innovador que considera el transporte de momento de la radiación hacia el gas de forma que los fotones pueden interactuar con los iones en el viento estelar más de una vez, lo que fue un gran avance ya que previos modelos de vientos estelares no permitían múltiples interacciones. A partir de sus cálculos, Vink et al. (2001) encuentran diferentes prescripciones para la tasa de pérdida de masa por vientos de acuerdo si la temperatura efectiva de la estrella es mayor o menor a la del salto de biestabilidad, la cual se encuentra a $T_{\text{eff}} \sim 25\,000$ K. Si $27\,500\text{ K} < T_{\text{eff}} \leq 50\,000\text{ K}$, la tasa de pérdida de masa (\dot{M}) es proporcional a:

$$\log \dot{M} \propto \left(\frac{L_{\star}}{10^5}\right)^{2.194} \left(\frac{M_{\star}}{30}\right)^{-1.313} \left(\frac{v_{\infty}/v_{\text{esc}}}{2.0}\right)^{-1.226} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{40\,000}\right)^{0.933} \left(\frac{Z}{Z_{\odot}}\right)^{0.85} e^{10.92(\log T)^2} \quad (2.1)$$

¹<http://mesa.sourceforge.net/>.

donde \dot{M} está en unidades de $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, L_{\star} y M_{\star} están en unidades solares y T_{eff} está en Kelvin. En este rango de temperaturas efectivas, $v_{\infty}/v_{\text{esc}} = 2.6$, donde v_{∞} es la velocidad terminal del viento y v_{esc} es la velocidad de escape. Para el rango de temperaturas entre $12\,500 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 22\,500 \text{ K}$, la tasa de pérdida de masa es proporcional a:

$$\log \dot{M} \propto \left(\frac{L_{\star}}{10^5} \right)^{2.210} \left(\frac{M_{\star}}{30} \right)^{-1.339} \left(\frac{v_{\infty}/v_{\text{esc}}}{2.0} \right)^{-1.601} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{20\,000} \right)^{1.07} \left(\frac{Z}{Z_{\odot}} \right)^{0.85} \quad (2.2)$$

donde $v_{\infty}/v_{\text{esc}} = 1.3$. En el rango de temperatura crítico entre $22\,500 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 27\,500 \text{ K}$ se debe usar cualquiera de las dos ecuaciones anteriores dependiendo de la posición del salto de biestabilidad, el cual se calcula utilizando la Ecuación (15) de [Vink et al. \(2001\)](#).

Para estrellas más frías que $10\,000 \text{ K}$ utilizamos la prescripción presentada en [de Jager et al. \(1988\)](#). Dichos autores determinaron esta prescripción al compilar valores de la tasa de pérdida de masa de varios estudios previos para 271 estrellas. De esta muestra, 15 estrellas son supergigantes rojas. La tasa de pérdida de masa es proporcional a la luminosidad y temperatura de la estrella de la siguiente manera:

$$\log \dot{M} \propto \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{1.769} T_{\text{eff}}^{-1.676}. \quad (2.3)$$

Para la convección utilizamos el criterio de Ledoux. En la literatura se encuentra que el valor del parámetro de longitud de mezcla (α_{mlt}) ha sido estimado entre $1.6 \lesssim \alpha_{\text{mlt}} \lesssim 2.8$ a partir de la comparación de observaciones con modelos de evolución estelar ([Noels et al. 1991](#); [Aerts et al. 2010](#); [Chun et al. 2018](#)), y simulaciones hidrodinámicas 3D del núcleo y de las capas superficiales ([Trampedach et al. 2014](#)). En esta tesis adoptamos $\alpha_{\text{mlt}} = 2.0$. Además, siguiendo el trabajo de [Farmer et al. \(2016\)](#), adoptamos un parámetro de semiconvección $\alpha_{\text{sc}} = 0.01$, ya que trabajos recientes indican que el efecto de la semiconvección puede ser omitido ([Moll et al. 2016](#)).

El *overshooting* convectivo es tratado en el formalismo de decaimiento exponencial. El coeficiente de difusión convectivo ($D_{\text{conv},0}$) es medido a una distancia $f_{\text{ov},D}$ dentro de la zona convectiva. El overshooting se extiende más allá del límite de la zona convectiva en una fracción f_{ov} de la escala de altura local de la presión ($\lambda_{P,0}$). De esta forma, el coeficiente de difusión debido al overshooting estimado a una distancia radial z del límite de la zona convectiva es:

$$D_{\text{OV}} = D_{\text{conv},0} \exp\left(-\frac{2z}{f_{\text{ov}} \lambda_{P,0}}\right) \quad (2.4)$$

El overshooting deja de ser considerado cuando el coeficiente de difusión es menor que un nivel configurado en 100. En esta tesis, los coeficientes adoptados son $f_{\text{ov},D} = 0.001$ y $f_{\text{ov}} = 0.004$, para todas las etapas de quema nuclear como quema en capa, en línea con el trabajo de [Farmer et al. \(2016\)](#). Estos autores eligieron estos valores a partir de una calibración de una simulación hidrodinámica 3D de la convección durante la quema en capa del oxígeno ([Jones et al. 2017](#)). A pesar de lo anterior, notamos que estos no son los valores más usuales utilizados en la literatura. Comúnmente se modela el overshooting como una función escalón con valores de $f_{\text{ov}} \sim 0.100-0.335$ durante la quema central del hidrógeno calibrados al buscar reproducir el ancho de la secuencia principal de edad cero ([Brott et al. 2011](#); [Ekström et al. 2012](#); [Martins & Palacios 2013](#)). Estos valores son significativamente más grandes que el valor adoptado en esta tesis para la misma fase de quema nuclear. Esto podría llevar a que nuestros modelos desarrollen núcleos de helio menos masivos y, por lo tanto, estrellas menos luminosas durante la fase de supergigante roja, lo que reduciría la tasa de pérdida de masa debido a vientos estelares.

Durante la evolución estelar consideramos estrellas no rotantes. Debido a esto y al hecho que consideramos prescripciones y parámetros convencionales para simular los diversos procesos físicos de la evolución de estrellas aisladas, a lo largo de esta tesis nos referimos a estos modelos como *progenitores convencionales* o *evolución estelar aislada convencional*.

Con las consideraciones antes mencionadas, hemos evolucionado modelos estelares en un rango de M_{ZAMS} entre 9 y $25 M_{\odot}$ en intervalos de $1 M_{\odot}$. Cabe notar que todos los modelos estelares fueron evolucionados hasta el colapso nuclear —con la definición mencionada más arriba— excepto para los modelos estelares de 9, 10 y $11 M_{\odot}$ los cuales fueron calculados hasta el agotamiento del carbono central debido a lo siguiente. Luego de la formación del núcleo de oxígeno, neón y magnesio, estas estrellas comienzan la quema del neón en una capa del núcleo desplazada del centro de la estrella. Esta quema descentralizada debería moverse hacia las zonas más internas de la estrella, hasta llegar al centro. Sin embargo, este desplazamiento de la zona de quema nuclear hacia el centro estelar es computacionalmente costoso y MESA no puede terminar de resolverlo. No obstante, es preciso notar que estas estrellas deberían formar un núcleo de hierro y eventualmente colapsar (Sukhbold et al. 2016). Además, sólo las partes más internas del núcleo varían desde este punto de la evolución hasta el colapso nuclear sin cambios en las capas superiores de la envoltura. Adicionalmente, la parte más interna del progenitor es removida al momento de iniciar el cálculo hidrodinámico, ya que esta parte colapsa hacia un objeto compacto (ver la Sección 2.4 para más detalle). Por lo tanto, no se esperan cambios en nuestros modelos de curvas de luz y velocidades de expansión debido a esta cuestión.

En la Figura 2.1 presentamos la distribución de densidad al momento del colapso nuclear en función de la coordenada masa para estrellas de distintas M_{ZAMS} . Observamos que estos modelos estelares no incluyen la atmósfera —hacia profundidades ópticas más pequeñas que dos tercios— ya que MESA no calcula dicha propiedades estelares. Sin embargo, esta parte de la estructura estelar sólo afecta a la evolución más temprana de la SN ($\lesssim 20$ días) sin efecto en las fases más tardías, las cuales son analizadas en esta tesis. La Figura 2.2 muestra la masa y el radio preSN (M_{preSN} y R_{\star} , respectivamente) para los modelos de progenitores usados en este trabajo. Notamos un aumento casi monotónico de ambas cantidades con M_{ZAMS} . Además, a modo de ejemplo, la Figura 2.3 muestra la distribución de las abundancias en función de la coordenada masa de algunos de los elementos más abundantes para el modelo de $15 M_{\odot}$. Algunas propiedades adicionales de los modelos preSN son presentados en la Tabla 2.1.

Tabla 2.1: Propiedades físicas de los modelos de progenitores usados en esta tesis.

M_{ZAMS} [M_{\odot}]	M_{preSN} [M_{\odot}]	$M_{\text{H,env}}$ [M_{\odot}]	M_{He} [M_{\odot}]	M_{CO} [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]
9	8.68	7.34	1.34	1.19	445
10	9.53	7.06	2.47	1.38	462
11	10.32	7.54	2.78	1.56	551
12	11.08	8.03	3.05	1.75	594
13	11.87	8.47	3.40	1.95	688
14	13.19	9.35	3.84	2.24	742
15	14.08	9.90	4.18	2.51	772
16	14.92	10.35	4.57	2.82	813
17	14.70	10.11	4.59	2.85	844
18	15.17	9.87	5.30	3.43	978
19	15.79	10.10	5.69	3.76	1027
20	16.26	10.19	6.07	4.09	1062
21	16.90	10.44	6.46	4.44	1078
22	17.27	10.41	6.86	4.79	1085
23	16.71	9.48	7.23	5.11	1075
24	17.95	10.38	7.57	5.42	1076
25	16.47	8.46	8.01	5.79	1040

Notas. M_{ZAMS} , M_{preSN} , $M_{\text{H,env}}$, M_{He} , M_{CO} y R_{\star} refieren a la masa inicial, masa preSN, masa de la envoltura rica en hidrógeno, masa del núcleo de helio, masa del núcleo de carbono y oxígeno y radio de la estrella progenitora, respectivamente.

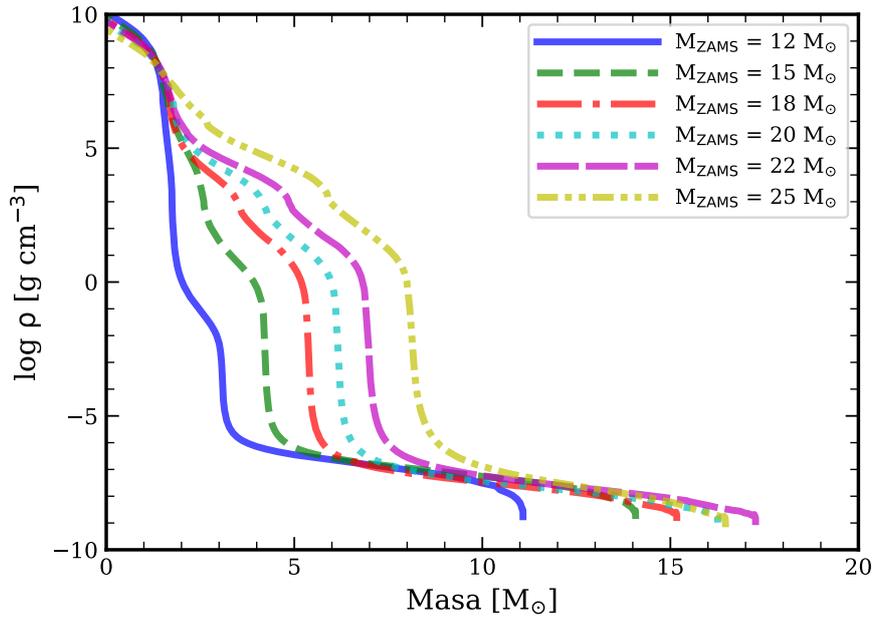


Figura 2.1: Perfiles de densidad al momento del colapso nuclear en función de la masa para estrellas con distintas masas iniciales.

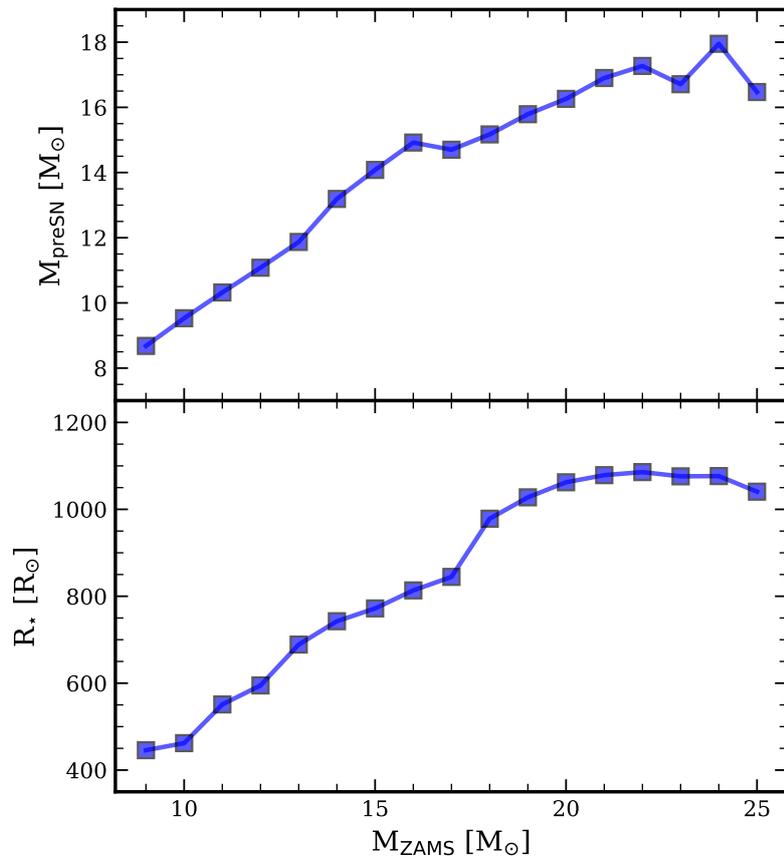


Figura 2.2: Propiedades físicas de los progenitores al momento del colapso nuclear. *Panel superior:* M_{preSN} en función de M_{ZAMS} . *Panel inferior:* R_{\star} en función de M_{ZAMS} .

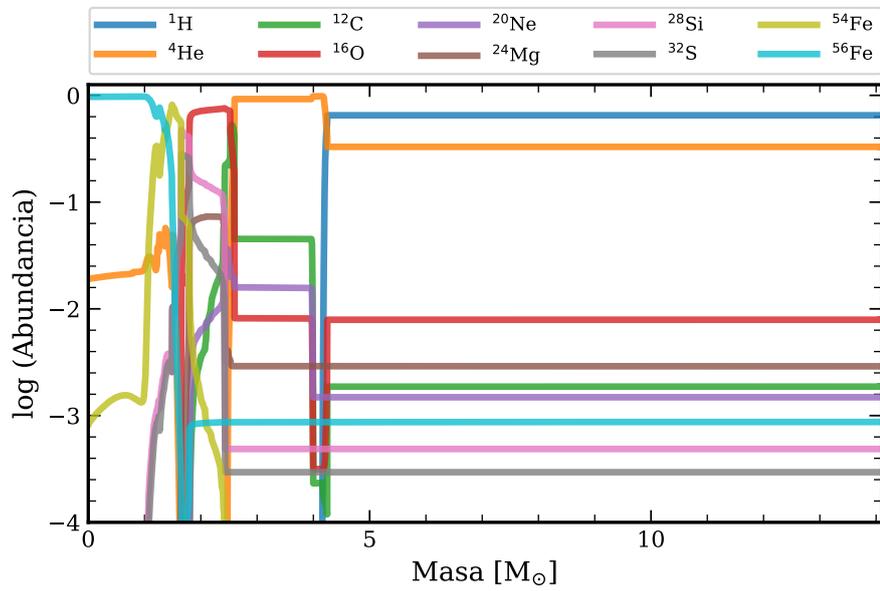


Figura 2.3: Distribución de las abundancias en función de la masa para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$ al momento del colapso nuclear.

2.3. Fases evolutivas de una SN II

En esta sección describimos las diferentes fases evolutivas de las SNs II en contexto con los procesos físicos que las ocasionan. A modo de ejemplo utilizamos un modelo de explosión para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$ ($M_{\text{preSN}} = 14.1 M_{\odot}$), adoptando una energía de explosión (E_{exp}) de 1 foe y una masa de ${}^{56}\text{Ni}$ (M_{Ni}) de $0.02 M_{\odot}$ distribuida uniformemente dentro del material eyectado por la SN hasta la coordenada masa correspondiente al 80 % de la masa preSN. La Figura 2.4 muestra la curva de luz bolométrica calculada con los parámetros antes mencionados, distinguiendo las diferentes fases.

Cuando el núcleo de una estrella masiva colapsa, una gran cantidad de energía es depositada en las capas internas del progenitor y una poderosa onda de choque comienza a propagarse hacia afuera a través de la envoltura de la estrella. La onda de choque deposita energía cinética y térmica en las capas de la estrella, calentando y acelerando el material. Cuando la onda de choque arriba a la superficie, los fotones comienzan a difundirse hacia el exterior aportando la primera señal electromagnética de la SN, aunque es preciso notar que podría ser posible detectar neutrinos en épocas anteriores, tal como ocurrió con la SN 1987A (Aglietta et al. 1987; Hirata et al. 1987). Este comportamiento puede observarse en la Figura 2.5, donde se muestra el efecto de la propagación de la onda de choque en la densidad, temperatura y velocidad dentro de la estrella.

La emergencia de la onda de choque en la superficie estelar se conoce como *shock breakout* y está caracterizado por un rápido aumento de la luminosidad bolométrica. En la Figura 2.5, esto se da a 1.87 días después de la deposición de la energía. Aunque este incremento en el flujo es esperado en todas las bandas fotométricas, es mucho más significativo a longitudes de onda cortas debido a la alta temperatura de $\sim 10^5$ K en la parte más externa del material eyectado durante la fase de shock breakout (Grassberg et al. 1971; Bersten et al. 2011). Como consecuencia, se espera detectar al shock breakout más fácilmente en la región de rayos X y UV. La combinación de la imprevisibilidad de una explosión de SN junto con la corta duración del shock breakout hace que su detección sea extremadamente difícil con sólo unos pocos casos proclamados (Campana et al. 2006; Soderberg et al. 2008; Garnavich et al. 2016; Bersten et al. 2018; Alp & Larsson 2020).

El shock breakout es seguido por una rápida expansión y enfriamiento de las capas más externas del material expulsado. Esta etapa es conocida como la fase de enfriamiento. A estas épocas la luminosidad bolométrica disminuye rápidamente. Debido al descenso de la temperatura efectiva, el máximo de la emisión se desplaza a longitudes de onda más largas, por lo que la luminosidad en las bandas ópticas aumenta. La duración de esta fase está principalmente asociada al radio del progenitor; sin embargo, el incremento de datos observacionales a tiempos tempranos ha permitido notar que usualmente la fase de enfriamiento es más larga que las predicciones teóricas (y los tiempos de subida al máximo en las curvas de luz ópticas son más cortos; González-Gaitán et al. 2015).

La presencia de material adicional cerca del progenitor es una posible solución a este problema. La interacción entre el material eyectado por la SN y un CSM expulsado por la estrella progenitora poco antes del colapso nuclear puede incrementar la luminosidad bolométrica a través de la conversión de energía cinética en radiación y, por lo tanto, producir fases de enfriamiento más largas y subidas más rápidas al máximo de las curvas de luz ópticas (Morozova et al. 2017). Más aún, la ocurrencia de dicha interacción es compatible con la detección de líneas de emisión angostas en espectros muy tempranos sugiriendo la presencia de un CSM denso desplazándose a bajas velocidades (Khazov et al. 2016; Yaron et al. 2017; Bruch et al.

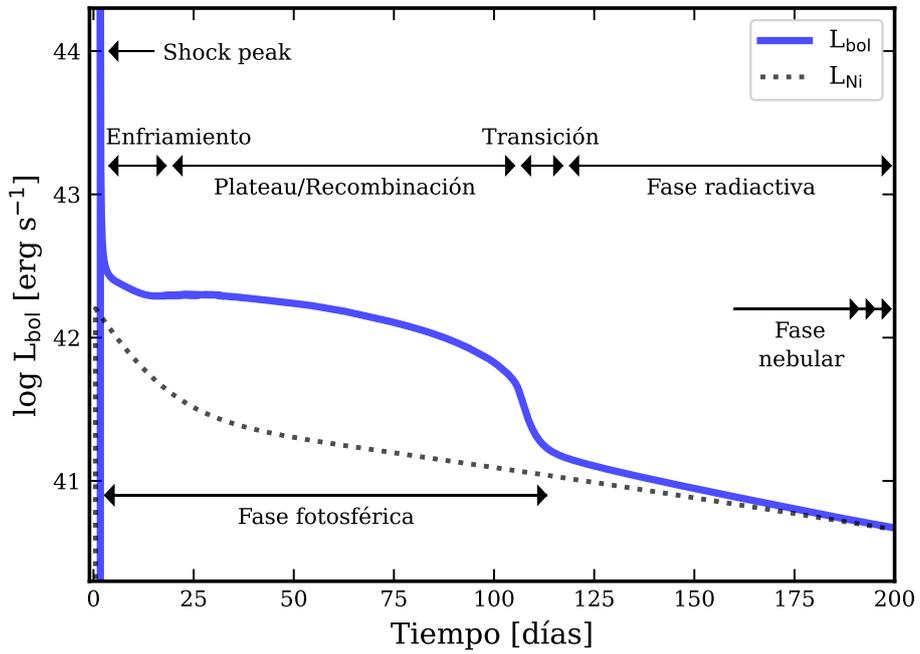


Figura 2.4: Una curva de luz bolométrica típica de una SN II. Utilizamos un modelo de explosión de $M_{ZAMS} = 15 M_{\odot}$ ($M_{preSN} = 14.1 M_{\odot}$), $E_{exp} = 1$ foe y $M_{Ni} = 0.02 M_{\odot}$ distribuido hasta el 80% de la estructura del progenitor en coordenada masa. La curva punteada indica la luminosidad debida a la cadena de decaimientos radiactivos $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Las diferentes fases de la curva de luz están indicadas en la figura. El shock breakout comienza con la emergencia de la onda de choque, evento que no se observa en esta figura.

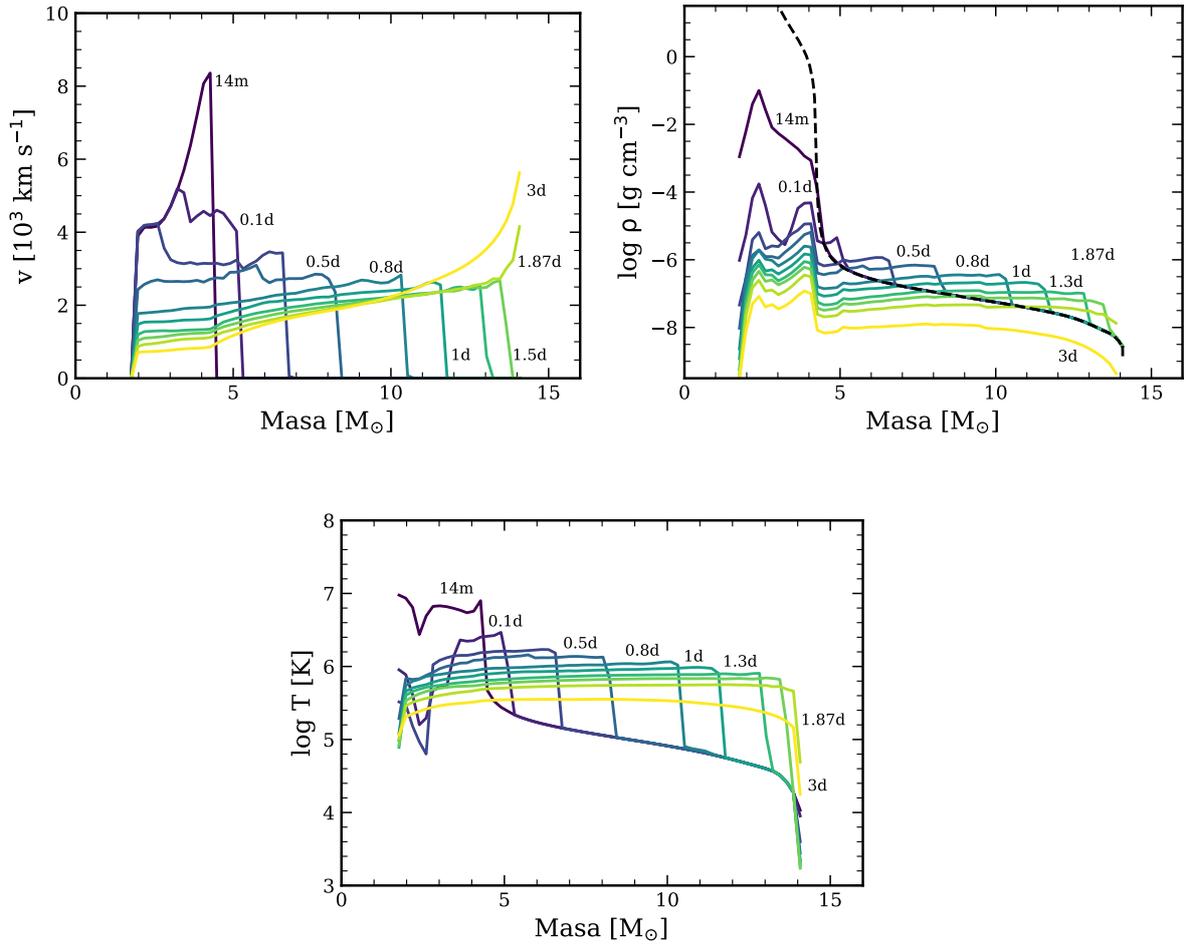


Figura 2.5: Perfiles de velocidad (*panel superior izquierdo*), densidad (*panel superior derecho*) y temperatura (*panel inferior*) en función de la masa durante la propagación de la onda de choque para el modelo de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$ ($M_{\text{preSN}} = 14.1 M_{\odot}$), $E_{\text{exp}} = 1 \text{ foe}$ y $M_{\text{Ni}} = 0.02 M_{\odot}$ distribuido hasta el 80% de la estructura del progenitor en masa. Para cada perfil se indica el tiempo transcurrido desde la inyección de energía. En el panel superior derecho, la línea punteada corresponde al perfil de densidad antes de la inyección de la energía.

2021). A pesar de la importancia de la interacción del material expulsado por la SN con un CSM en la evolución temprana de las SNs II, en esta tesis no consideramos la existencia de un CSM en nuestros modelos iniciales ya que el objetivo de esta tesis no es caracterizar las propiedades del CSM. Es por ello que en esta tesis estudiamos las fases posteriores al enfriamiento, las cuales no dependen de las características del CSM, sino de las propiedades físicas de las SNs.

El paso de la onda de choque por la estrella genera temperaturas tan elevadas que el material estelar está completamente ionizado, lo que implica un fuerte incremento en la opacidad. Una vez que la temperatura cae a ~ 6000 K, la recombinación del hidrógeno ocurre en diferentes capas del material a medida que un frente de enfriamiento y recombinación se mueve hacia adentro del material en coordenada masa (Grassberg et al. 1971; Bersten et al. 2011). En esta etapa la opacidad está dominada por el scattering de electrones, por lo que la recombinación del hidrógeno permite reducir la opacidad permitiendo que la radiación escape. Por lo tanto, la duración de esta fase está íntimamente relacionada con la masa total de hidrógeno en la estrella progenitora. Es necesario advertir que la mayor parte de la energía radiada durante esta fase proviene de la energía depositada por la onda de choque sobre el material y no por la recombinación en sí misma. El proceso de recombinación es el responsable de la liberación de energía durante esta etapa. Esta fase es comúnmente llamada *plateau* aunque la luminosidad puede no ser necesariamente constante. Sin embargo, en esta tesis usamos ese término ya que es frecuentemente utilizado en la literatura. Adicionalmente, la fase de plateau está parcialmente potenciada por la energía liberada de la cadena de decaimientos radiactivos $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, lo cual puede extender la duración de esta fase (Kasen & Woosley 2009), como también cambiar su morfología según la distribución del material radiactivo dentro del material eyectado por la explosión (Bersten et al. 2011).

La Figura 2.6 presenta la evolución de los perfiles de opacidad y temperatura en el tiempo en función de la masa para el modelo de explosión adoptado como ejemplo. Esta figura muestra la fuerte caída de la opacidad debido a la recombinación del hidrógeno, lo cual se da en zonas cada vez más internas del material a medida que el tiempo avanza causando el movimiento hacia adentro —en coordenada masa— de la fotosfera. En nuestro código, la fotosfera está definida como aquella capa donde la profundidad óptica es igual a dos tercios. Su valor depende de la densidad y de la opacidad. Una disminución en cualquiera de dichas cantidades puede causar el movimiento de la fotosfera hacia dentro del progenitor. Debido a la recombinación del hidrógeno, y a la consecuente caída de la opacidad, se genera un frente de recombinación. Este puede verse en el panel inferior de la Figura 2.6. La fotosfera sigue el movimiento del frente de recombinación, a la temperatura de recombinación del hidrógeno, y divide al objeto en dos regiones: una interna, caracterizada por ser caliente, ópticamente gruesa e ionizada; y una externa que es más fría, ópticamente delgada y con material recombinado. La fase de enfriamiento junto con la fase de plateau es también conocida como la fase ópticamente gruesa o fotosférica.

El final de la fase plateau está marcado por un rápido descenso de la luminosidad, usualmente conocido como fase de transición. Luego de la fase de transición, la luminosidad está principalmente potenciada por el decaimiento del ^{56}Co . A estas épocas, la SN entra en la fase radiactiva. Sin la presencia de material radiactivo, la luminosidad se desvanecería abruptamente una vez que el hidrógeno se recombine completamente. Sin embargo, se observa que la luminosidad decrece con valores aproximados a la tasa de energía depositada por decaimiento radiactivo. En esta fase, la luminosidad bolométrica provee una medición casi directa de la cantidad de ^{56}Ni sintetizado durante la explosión.

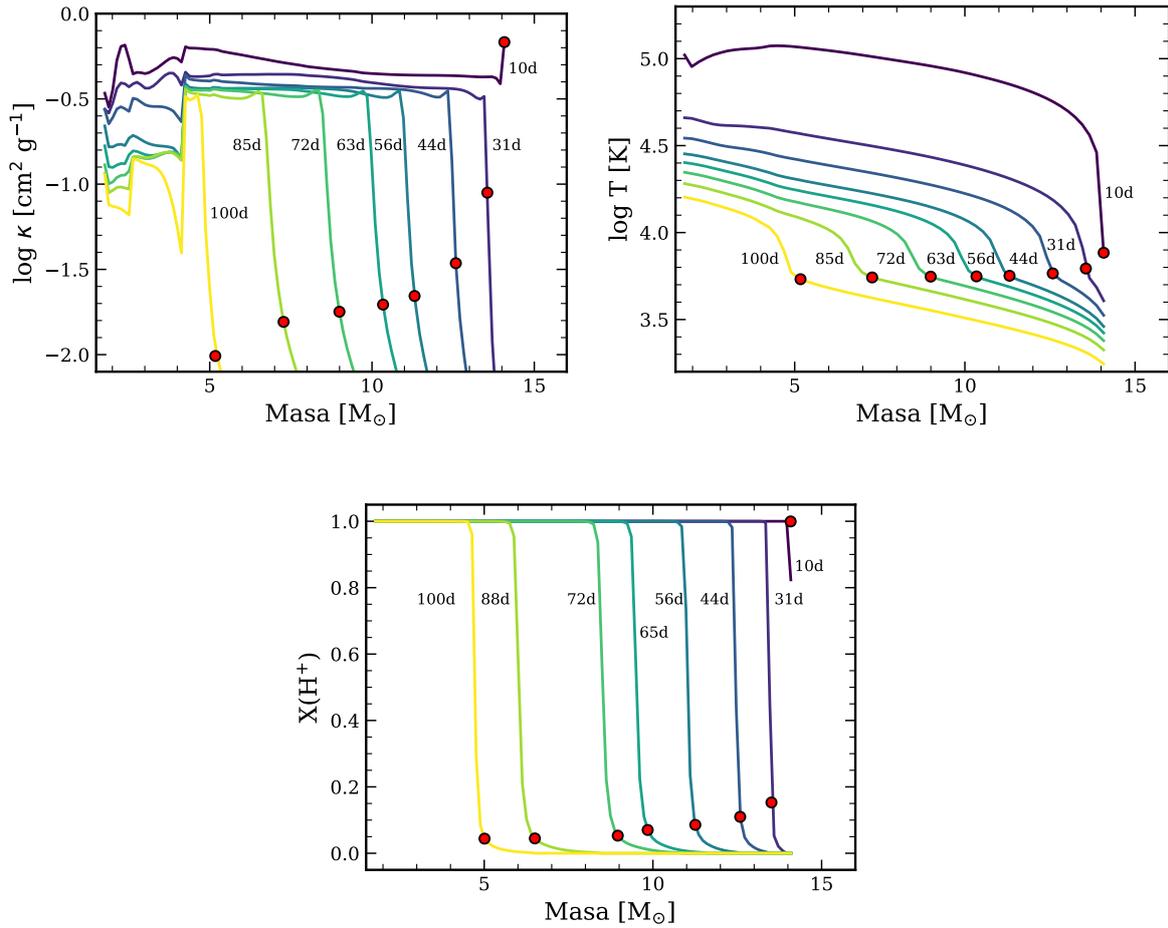


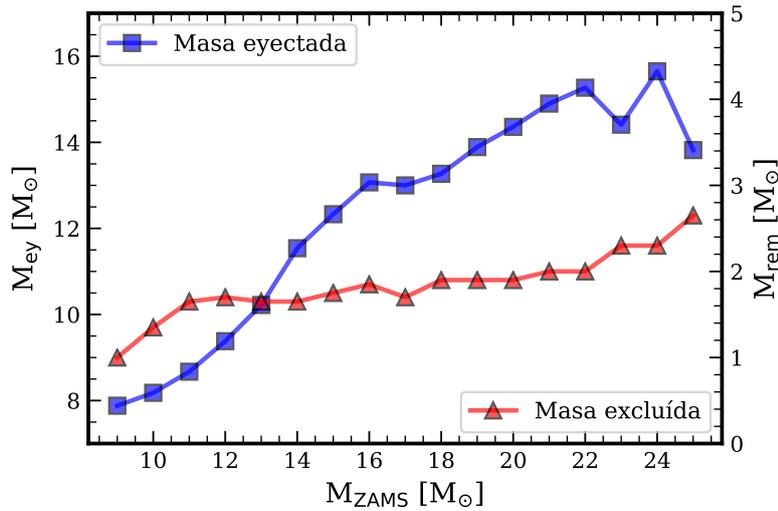
Figura 2.6: Evolución de la opacidad (*panel superior izquierdo*), temperatura (*panel superior derecho*) y fracción del hidrógeno ionizado (*panel inferior*) en función de la masa durante la fase fotosférica para el modelo de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$ ($M_{\text{preSN}} = 14.1 M_{\odot}$), $E_{\text{exp}} = 1 \text{ foe}$ y $M_{\text{Ni}} = 0.02 M_{\odot}$ distribuido hasta el 80% de la estructura del progenitor en masa. Para cada perfil se indica el tiempo transcurrido desde la inyección de energía y la posición de la fotosfera (puntos rojos).

2.4. Cálculo de grilla de modelos hidrodinámicos

La determinación de las propiedades físicas de las SNs II se basa en describir la curva de luz bolométrica y las velocidades de expansión observadas utilizando modelos hidrodinámicos. La morfología de la curva de luz y la evolución de las velocidades fotosféricas es sensible a las propiedades físicas de la estrella progenitora al momento del colapso, como la masa eyectada durante la explosión (M_{ey}), la masa de la envoltura rica en hidrógeno ($M_{\text{H,env}}$) y el radio de la estrella (R_{\star}), y también de las propiedades intrínsecas de la explosión, como la energía (E_{exp}), la cantidad de ^{56}Ni sintetizado (M_{Ni}) y su distribución en las diferentes capas de la estrella (también conocida como *mezcla o distribución de ^{56}Ni*). Es conveniente reiterar que a través del modelado de la curva de luz bolométrica y las velocidades de expansión se pueden inferir las propiedades del progenitor al momento del colapso nuclear, o para ser más precisos, las propiedades del material eyectado durante la explosión de SN. Es decir, las propiedades iniciales de la estrella (como M_{ZAMS}) no pueden ser determinadas directamente con este método. Sin embargo, las propiedades iniciales pueden ser estimadas al conectarlas con las propiedades preSN utilizando cálculos de evolución estelar. Por ejemplo, M_{ey} y R_{\star} dependen de la evolución de la estrella y están conectadas con M_{ZAMS} a través de su canal evolutivo.

Antes de depositar la energía en los modelos estelares preSN es necesario excluir la parte más interna de los mismos, que se supone que forma un objeto compacto. Debido al rango de M_{ZAMS} estudiado en esta tesis, se espera que los progenitores formen estrellas de neutrones; sin embargo, estrellas más masivas podrían formar agujeros negros (p. ej., [Woosley et al. 2002](#)). Las simulaciones realizadas sobre el colapso nuclear y la posterior formación de la onda de choque indican que los cambios abruptos presentes en la densidad y composición química del modelo de progenitor, como la interfase entre las capas de silicio y oxígeno, facilitan la propagación de la onda de choque ([Burrows et al. 2018, 2020](#)). Por lo tanto, se espera que la masa del remanente compacto sea igual o levemente más grande que la masa donde se sitúa la interfase entre las capas de silicio y oxígeno ([Morozova et al. 2018](#)). Este criterio es utilizado en este trabajo para determinar la masa excluida del modelo de progenitor, y por lo tanto, determinar la cantidad de masa eyectada durante la SN. Es decir, la masa excluida no es un valor constante, varía para cada modelo de progenitor. Hemos analizado este criterio comparando la coordenada masa de la interfase de las capas de silicio y oxígeno con la masa de los remanentes compactos calculados en el trabajo de [Sukhbold et al. \(2016\)](#), quienes utilizan un código unidimensional que resuelve el transporte de neutrino para calcular la explosión de SNs. Las diferencias más grandes entre ambas masas estudiadas no superan el 10 %, por lo que concluimos que es un criterio razonable para estimar la masa del remanente compacto. Para los modelos de progenitor que no alcanzaron las últimas etapas de quema nuclear (Sección 2.2), se excluyó la masa interior a la interfase del núcleo de carbono y oxígeno. La Figura 2.7 muestra la masa eyectada y la masa excluida para cada modelo preSN.

Calculamos una grilla de modelos de explosión cubriendo un rango de M_{ZAMS} entre 9 y $25 M_{\odot}$ en intervalos de $1 M_{\odot}$ (representando un rango de M_{ey} entre 7.9 y $15.7 M_{\odot}$ y R_{\star} entre 445 y $1085 R_{\odot}$) y E_{exp} entre 0.1 y 1.5 foe en intervalos de 0.1 foe con excepción de algunos de los modelos más masivos con las energías más bajas debido a dificultades numéricas. Para los modelos de 20 y $21 M_{\odot}$, las E_{exp} más bajas calculadas son 0.2 y 0.3 foe, respectivamente. Los modelos de explosión para los progenitores de 22 y $23 M_{\odot}$ fueron calculados para E_{exp} mayores que 0.4 foe. Para los progenitores de 24 y $25 M_{\odot}$, sólo modelos de explosión con E_{exp} mayores que 0.5 foe se encuentran disponibles. Consideramos un rango de M_{Ni} entre 0.01 y $0.08 M_{\odot}$ en intervalos de $0.01 M_{\odot}$. Calculamos además dos valores adicionales de M_{Ni} de


 Figura 2.7: Masa eyectada para cada modelo de progenitor en función de M_{ZAMS} .

0.0001 y $0.005 M_{\odot}$ para ser consistentes con las M_{Ni} más bajas estimadas para las SNs II en la literatura (Anderson 2019). Para considerar el efecto de la distribución espacial del ^{56}Ni consideramos que todo este material radiactivo se distribuye uniformemente desde el interior del material expulsado por la SN hasta el 20%, 50% y 80% de la estructura del progenitor respecto de la masa preSN. Es decir, consideramos tres perfiles de abundancia química del ^{56}Ni para cada conjunto de valores de M_{ZAMS} , E_{exp} y M_{Ni} . Un resumen de los rangos de los parámetros físicos puede verse en la Tabla 2.2. En total calculamos 7140 modelos hidrodinámicos.

Estudios recientes han mostrado que la interacción del material eyectado con un CSM que rodea la estrella puede afectar la curva de luz temprana de las SNs (Förster et al. 2018; Morozova et al. 2018). El presente trabajo no intenta caracterizar las propiedades del CSM, sino que se enfoca en derivar las propiedades intrínsecas de los progenitores. Por lo tanto, los modelos de explosión no incluyen ningún CSM y el análisis de las curvas de luz observadas ha sido restringido a épocas más tardías que 30 días desde la explosión (más detalles en la Sección 4.5).

En las Figuras 2.8 y 2.9 se presentan modelos de la grilla de curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para distintos parámetros físicos. El panel superior de la Figura 2.8 muestra el efecto de la energía de la explosión en las observaciones de SNs II. La fase de plateau depende de la cantidad de energía depositada en las capas más internas de la estrella. Las explosiones más energéticas producen SNs II más luminosas que se expanden a mayores velocidades, por lo tanto, el material eyectado se enfría y recombina más rápido provocando fases fotosféricas más cortas.

Tabla 2.2: Espacio de parámetros de la grilla de modelos hidrodinámicos.

$M_{\text{ZAMS}} [M_{\odot}]$	$E_{\text{exp}} [\text{foe}]$	$M_{\text{Ni}} [M_{\odot}]$	Mezcla de ^{56}Ni
9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19	$0.1 \leq E_{\text{exp}} \leq 1.5, \Delta E_{\text{exp}} = 0.1$		
20	$0.2 \leq E_{\text{exp}} \leq 1.5, \Delta E_{\text{exp}} = 0.1$		
21	$0.3 \leq E_{\text{exp}} \leq 1.5, \Delta E_{\text{exp}} = 0.1$	$0.0001, 0.005, 0.01 \leq M_{\text{Ni}} \leq 0.08, \Delta M_{\text{Ni}} = 0.01$	0.2, 0.5, 0.8
22, 23	$0.4 \leq E_{\text{exp}} \leq 1.5, \Delta E_{\text{exp}} = 0.1$		
24, 25	$0.5 \leq E_{\text{exp}} \leq 1.5, \Delta E_{\text{exp}} = 0.1$		

El efecto del ^{56}Ni en las SNs II es visible en el panel inferior de la Figura 2.8. Aquí se observa que la cantidad de ^{56}Ni depositado en el material eyectado afecta sustancialmente la luminosidad de la fase radiactiva, siendo más luminosa a mayor cantidad de ^{56}Ni . El decaimiento radiactivo del ^{56}Ni también deposita energía durante la fase de recombinación. Esto origina un aumento de la luminosidad en la última parte de esta fase y prolonga su duración. El decaimiento del ^{56}Ni no afecta las velocidades fotosféricas durante la fase de plateau². La distribución espacial del ^{56}Ni determina el momento en que la energía depositada por decaimiento radiactivo empieza a influir en la curva de luz, afectando tanto la duración del plateau como su forma. Un material radiactivo extensamente distribuido impactará en la curva de luz a épocas más tempranas. En cambio, si el ^{56}Ni está concentrado en las zonas más internas del material eyectado, su efecto será notorio a épocas más tardías (Figura 2.9, panel superior). Sin embargo, la distribución del ^{56}Ni dentro del material expulsado no afecta la evolución de las velocidades fotosféricas.

Por último, el panel inferior de la Figura 2.9 muestra modelos para distintas masas iniciales. Sin embargo, las características observables de las SNs dependen de las propiedades físicas de la estrella al momento del colapso nuclear y no de su condición inicial. Debido a que utilizamos modelos de progenitores provenientes de cálculos evolutivos, cada modelo preSN calculado (es decir, para cada valor de M_{ZAMS} considerado) tiene vinculado una única estructura estelar al momento del colapso con sus respectivos valores de masa y radio preSN. Esto imposibilita mostrar el efecto de cada propiedad del progenitor por separado (p. ej., la masa expulsada y el radio de la estrella). No obstante, estudios previos indican que estrellas de mayor tamaño producen SNs II con fases fotosféricas más luminosas y de mayor duración. Además, cuanto mayor sea la masa expulsada por la SN, la fase de plateau será menos luminosa pero con mayor duración (Bersten 2013). Al no poder desacoplar los efectos de cada propiedad del progenitor, es de esperar que variaciones en la masa inicial no muestren una dirección preferencial de cambio en las curvas de luz y velocidades de expansión, como ocurre para los demás parámetros analizados anteriormente. Bajo estas consideraciones, igualmente se nota que los modelos inicialmente más masivos tienen una mayor duración de la fase fotosférica y menores velocidades fotosféricas.

²El panel inferior de la Figura 2.8 indica que la cantidad de ^{56}Ni modifica las velocidades fotosféricas a tiempos más tardíos que ~ 100 días. Esto se debe a que cuanto mayor es la cantidad de ^{56}Ni , el material eyectado se mantiene caliente por más tiempo, evitando la formación de polvo, y por lo tanto, el aumento de la opacidad. El aumento de la opacidad impide el movimiento de la fotosfera hacia las regiones más internas del material eyectado donde las velocidades son más bajas. Sin embargo, las velocidades observadas luego de los 100 días desde la explosión no son tenidas en cuenta para el modelado.

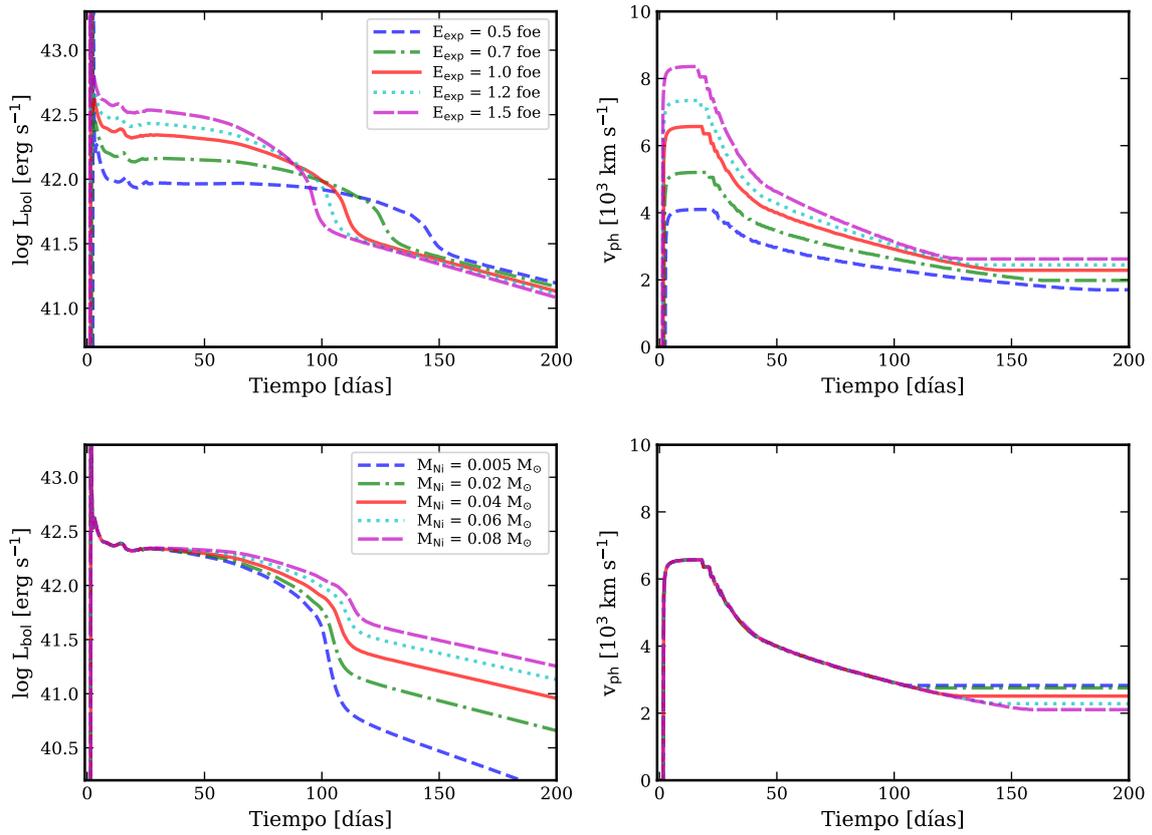


Figura 2.8: Curvas de luz bolométricas (*panel izquierdo*) y velocidades fotosféricas (*panel derecho*) al variar E_{exp} (*panel superior*) y M_{Ni} (*panel inferior*). Los parámetros físicos que no varían están fijos en $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 1$ foe, $M_{\text{Ni}} = 0.06 M_{\odot}$ y una distribución de ^{56}Ni en el material eyectado de 0.8, dado como fracción de la masa preSN.

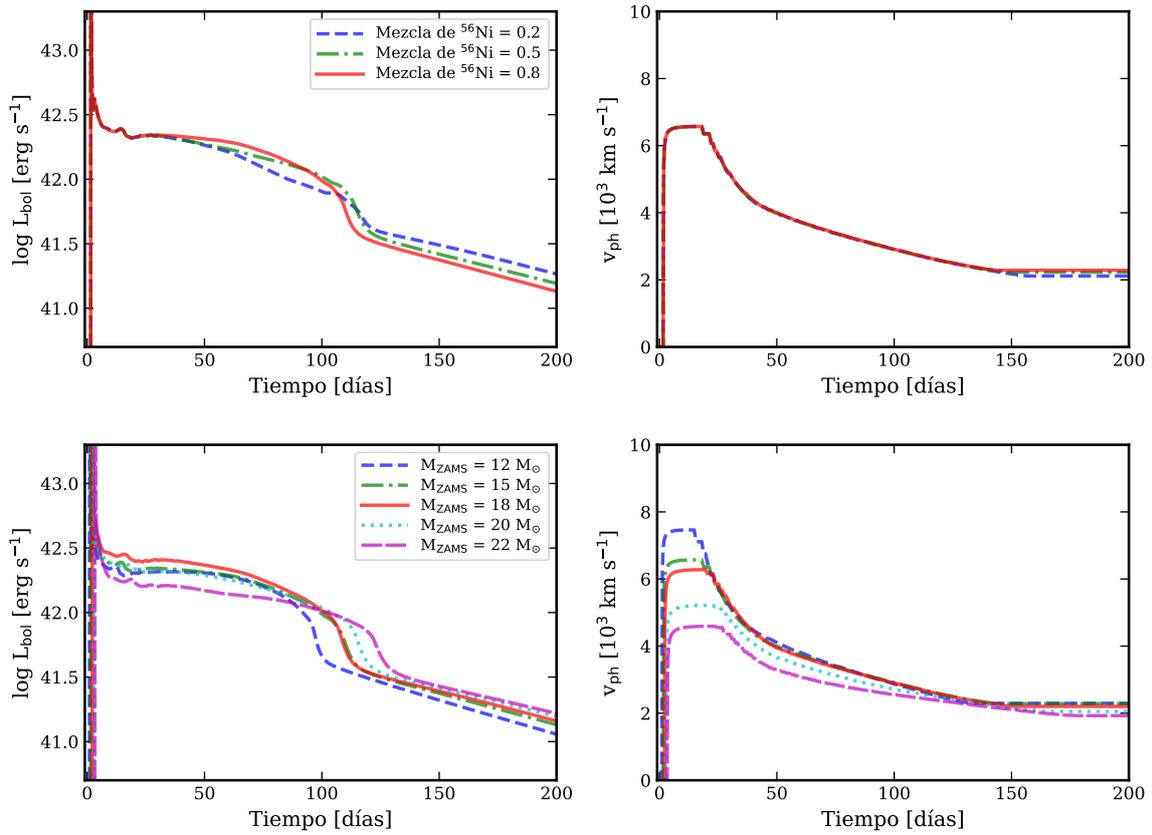


Figura 2.9: Curvas de luz bolométricas (*panel izquierdo*) y velocidades fotosféricas (*panel derecho*) al variar la distribución de ^{56}Ni (*panel superior*) y M_{ZAMS} (*panel inferior*). Los parámetros físicos que no varían están fijos en $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 1 \text{ foe}$, $M_{\text{Ni}} = 0.06 M_{\odot}$ y una distribución de ^{56}Ni en el material eyectado de 0.8, dado como fracción de la masa preSN.

2.5. Aproximaciones

El código hidrodinámico supone que el movimiento del material puede describirse como unidimensional y que la explosión es esféricamente simétrica. Esto puede no ser enteramente correcto ya que, a pesar que los detalles del mecanismo de explosión todavía están en debate, las observaciones (polarización, remanentes de SN y espectroscopia nebular) muestran que la explosión es asimétrica en las regiones más internas (Hoflich 1991; DeLaney et al. 2010; Tanaka et al. 2012). Sin embargo, Leonard & Filippenko (2005) notaron que las SNs II muestran bajos niveles de polarización. Estos autores se lo atribuyeron a la extensa y masiva envoltura rica en hidrógeno que caracteriza a los progenitores de SNs II, que se espera que mitigue las asimetrías de la explosión. Esto implica que la simetría esférica es una buena aproximación para una gran parte del material eyectado, aunque la distribución del ^{56}Ni es probable que se encuentre en una dirección predilecta (Wongwathanarat et al. 2015).

El código usa la aproximación de difusión para describir el transporte radiativo, es decir, se supone que la radiación y la materia están fuertemente acopladas y la distribución espectral de energía está dada por un cuerpo negro. Esta aproximación no es completamente válida durante el shock breakout y a partir de la fase de transición entre el plateau y la fase radiactiva, cuando el material eyectado se vuelve ópticamente delgado. Sin embargo, a estas fases tardías la luminosidad bolométrica puede ser aproximada por la energía depositada por unidad de tiempo por el decaimiento radiactivo del ^{56}Co .

Las tablas de opacidades utilizadas fueron calculadas suponiendo equilibrio termodinámico local para un medio en reposo. Sin embargo, el gradiente de velocidad asociado con la expansión de la SN causa que la frecuencia de los fotones se desplace hacia el rojo relativo al sistema de referencia del gas en el que viajan. Los fotones que están desplazados hacia el rojo a la frecuencia de una línea intensa serán absorbidos por la correspondiente transición ligado-ligado, incrementando la opacidad efectiva del gas (Karp et al. 1977). El incremento de la opacidad varía entre valores menores al 1% y mayores que un orden de magnitud, dependiendo de la velocidad, temperatura y gradiente de velocidad.

Un efecto adicional que no está incluido en el cálculo de las opacidades es la excitación o ionización no térmica de electrones que son creados por scattering de Compton de rayos γ emitidos por el decaimiento radiactivo del ^{56}Ni y ^{56}Co . Esto subestima la verdadera ionización del material. Sin embargo, a partir del estudio de modelos hidrodinámicos de la SN 1987A, Utrobin (2004) exhibió que la ionización no térmica juega un papel menor en la curva de luz de las SNs II. Efectos más grandes se han encontrado para la SN Iib 1993J (Utrobin 1996), lo que podría ser explicado debido a la menor abundancia de hidrógeno en la envoltura de la SN 1993J respecto a la envoltura de la SN 1987A y, por lo tanto, a la gran contribución del hidrógeno a la opacidad.

Para aplacar la subestimación en la opacidad, el código adopta una aproximación que consiste en utilizar un valor mínimo de opacidad, usualmente conocido como *piso de opacidad* (ver detalles en Bersten et al. 2011). Esta propuesta también ha sido utilizada en la literatura (Young 2004; Morozova et al. 2015). El valor del piso de opacidad adoptado se basa en varias comparaciones (ver Bersten et al. 2011; Bersten 2013) realizadas con el código STELLA que calcula el transporte radiativo con la técnica conocida como *multigrupo* que es capaz de seguir la radiación a medida que se desacopla de la materia (Blinnikov et al. 1998). En nuestro código, los valores mínimos de la opacidad adoptados son $0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ para la envoltura rica en hidrógeno, y $0.24 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ para el material del núcleo (Bersten et al. 2011).

Capítulo 3

Método de ajuste

Existen diversas maneras en la literatura para hallar un modelo óptimo de curva de luz que reproduzca las observaciones, como la comparación visual (p. ej., [Utrobin 2007](#); [Bersten et al. 2011](#); [Martinez & Bersten 2019](#)), la minimización de χ^2 ([Morozova et al. 2018](#)) e incluso usando un tratamiento bayesiano ([Förster et al. 2018](#)). En esta tesis implementamos un procedimiento de ajuste que obtiene soluciones óptimas para los parámetros del modelo de una manera estadísticamente robusta, cuya descripción se detalla a continuación. En el [Capítulo 4](#), aplicamos este método de ajuste a una muestra de SNs II extensamente estudiada en la literatura para determinar sus propiedades físicas y comparar con resultados previos obtenidos con métodos independientes.

En la [Sección 2.4](#) calculamos una grilla de modelos de curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión de SNs II con el fin de utilizar un método estadístico que encuentre soluciones óptimas. Sin embargo, estos modelos podrían no ser suficientes cuando se trata de ajustar observaciones de SN usando métodos de inferencia estadística; por lo que es necesario contar con un método para interpolar entre modelos con diferentes parámetros físicos. Para esto utilizamos una técnica para interpolar modelos presentada en [Förster et al. \(2018\)](#), cuyo uso y características se detallan a continuación.

Antes de realizar la interpolación entre modelos es necesario que todas las curvas de luz y velocidades fotosféricas sintéticas estén definidas en el mismo marco temporal, es decir, que tengan valores definidos a las mismas épocas. Por lo tanto, en primer lugar, cada modelo fue interpolado linealmente para obtener valores de la luminosidad y velocidad fotosférica para las mismas épocas. Desde cero hasta 30 días luego de la deposición de energía, los modelos fueron interpolados con un paso temporal de 0.01 días. Esta resolución es necesaria para un correcto muestreo del rápido aumento de la luminosidad durante la fase de shock breakout y el rápido descenso de la luminosidad durante la fase de enfriamiento. Para épocas más tardías que 30 días, los modelos fueron interpolados con un paso temporal de 0.8 días.

Una vez que todos los modelos se encuentran definidos bajo el mismo marco temporal podemos continuar con la técnica para interpolar entre modelos. Primero definimos el conjunto de parámetros para el cual se quiere interpolar un modelo, en nuestro caso, M_{ZAMS} , E_{exp} , M_{Ni} y el grado de mezcla de ^{56}Ni . Después, en la grilla de modelos hidrodinámicos (los cuales fueron previamente remuestreados para tener el mismo marco temporal), buscamos los modelos con los valores más cercanos en todos los parámetros físicos. El modelo interpolado será una combinación pesada de todos estos modelos. Luego se calculan los pesos para cada modelo cercano al modelo a interpolar usando las Ecuaciones (3) y (4) de [Förster et al.](#)

(2018). Finalmente, la curva de luz y evolución de la velocidad interpolada se calcula usando la Ecuación (2) de Förster et al. (2018). Este es un método de interpolación muy rápido y robusto. Además, permite utilizar grillas irregulares de modelos en el espacio de parámetros. Las Figuras 3.1 y 3.2 muestran ejemplos de modelos interpolados.

Teniendo este potente método de interpolación podemos inferir parámetros físicos usando estadística bayesiana, es decir, calculando la distribución de probabilidad de los parámetros del modelo dadas las observaciones y adoptando distribuciones iniciales para algunos parámetros. Para este propósito utilizamos un método de *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC; Goodman & Weare 2010). Este método estima las propiedades de una distribución al examinar muestras aleatorias que son generadas usando cadenas Markov paralelas. Mientras que cada nueva muestra depende de la inmediatamente anterior, las nuevas muestras no dependen de ninguna muestra anterior a la última (van Ravenzwaaij et al. 2018). Este método fue implementado usando el paquete `emcee` desarrollado para `python` (Foreman-Mackey et al. 2013), siguiendo el trabajo de Förster et al. (2018). Usamos 400 cadenas y 10^4 iteraciones por cada cadena removiendo las primeras 5000 repeticiones. Estos valores se fijaron vía prueba y error chequeando la aleatoriedad y estacionariedad de las cadenas. Las cadenas son inicializadas aleatoriamente cubriendo el espacio de parámetros.

Definimos seis parámetros libres para nuestro modelo. Cuatro de ellos son los parámetros físicos del progenitor y de la explosión: M_{ZAMS} , E_{exp} , M_{Ni} y el grado de mezcla de ^{56}Ni . Además, incluimos dos parámetros adicionales: la fecha de la explosión (t_{exp}) y un parámetro llamado *escala*. La escala multiplica a la luminosidad bolométrica por un factor constante adimensional para considerar los errores en la curva de luz bolométrica debido a las incertezas en la distancia y extinción de la galaxia huésped (A_V^{host}).

El programa se ejecuta utilizando distribuciones iniciales uniformes para los siguientes parámetros: t_{exp} , M_{ZAMS} , E_{exp} , M_{Ni} y la mezcla de ^{56}Ni . Se le permite al método muestrear dentro de la incerteza observacional de t_{exp} de cada SN y dentro de los rangos de los parámetros físicos en la grilla de modelos (Sección 2.4). Para la escala, usamos inicialmente una distribución gaussiana centrada en uno con una desviación estándar igual a la incerteza en la estimación de la distancia de cada SN. Si bien no se tienen en cuenta directamente las incertezas en la estimación de A_V^{host} en la distribución, es importante notar que las incertezas en la distancia dominan sobre las de la extinción, por lo que se supone que los errores de la distancia incluyen a los de A_V^{host} . Para considerar los efectos de las incertezas en la distancia y A_V^{host} , se permiten variaciones de la curva de luz bolométrica producidas por valores de la escala dentro de $\pm 1\sigma_d$, donde σ_d es la diferencia relativa en luminosidad debida a la incerteza en la estimación de la distancia. Notamos que debido a estas restricciones, la distribución inicial de la escala ya no es una gaussiana.

Usando este enfoque, la distribución posterior de los parámetros de nuestro modelo es:

$$\ln p \propto \sum \mathcal{L}_{\text{lum}} \mathcal{L}_{\text{vel}} P(t_{\text{exp}}) P(\text{escala}) P(M_{\text{ZAMS}}) P(E_{\text{exp}}) P(M_{\text{Ni}}) P(\text{mezcla de } ^{56}\text{Ni}) \quad (3.1)$$

En este caso, $P(x_j)$ es la distribución inicial de cada parámetro del modelo definida anteriormente (siendo x_j cada parámetro del modelo). La función de probabilidad es una gaussiana que distingue entre la curva de luz (\mathcal{L}_{lum}) y las velocidades (\mathcal{L}_{vel}) de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{lum}} &= -\frac{1}{2} \sum_i \left[\frac{(x_{\text{lum}}^{\text{mod}}(t_i) - x_{\text{lum}}^{\text{obs}}(t_i))^2}{\sigma_{\text{lum}}^2(t_i)} + \ln(2\pi \sigma_{\text{lum}}^2(t_i)) \right] \\ \mathcal{L}_{\text{vel}} &= -\frac{1}{2} \sum_i \left[\frac{(x_{\text{vel}}^{\text{mod}}(t_i) - x_{\text{vel}}^{\text{obs}}(t_i))^2}{\sigma_{\text{vel}}^2(t_i)} + \ln(2\pi \sigma_{\text{vel}}^2(t_i)) \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

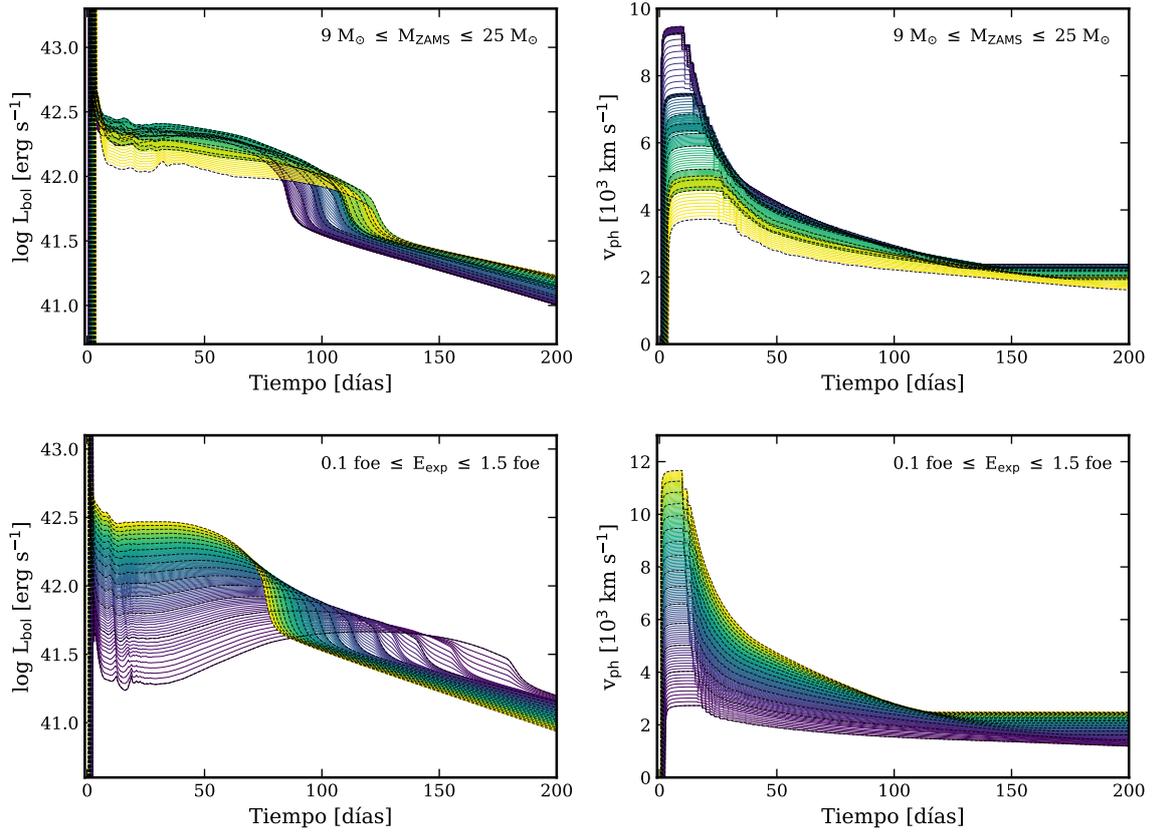


Figura 3.1: Interpolación de curvas de luz bolométricas (*panel izquierdo*) y velocidades fotosféricas (*panel derecho*) al variar M_{ZAMS} entre 9 y $25 M_{\odot}$ en intervalos de $0.1 M_{\odot}$ (*panel superior*), y E_{exp} entre 0.1 y 1.5 foe en intervalos de 0.01 foe (*panel inferior*). Los parámetros físicos que no varían están fijos en $M_{\text{ZAMS}} = 10 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 1$ foe, $M_{\text{Ni}} = 0.06 M_{\odot}$ y una distribución de ^{56}Ni en el material eyectado de 0.8, dado como fracción de la masa preSN. Las curvas negras punteadas representan aquellos modelos contenidos dentro de la grilla.

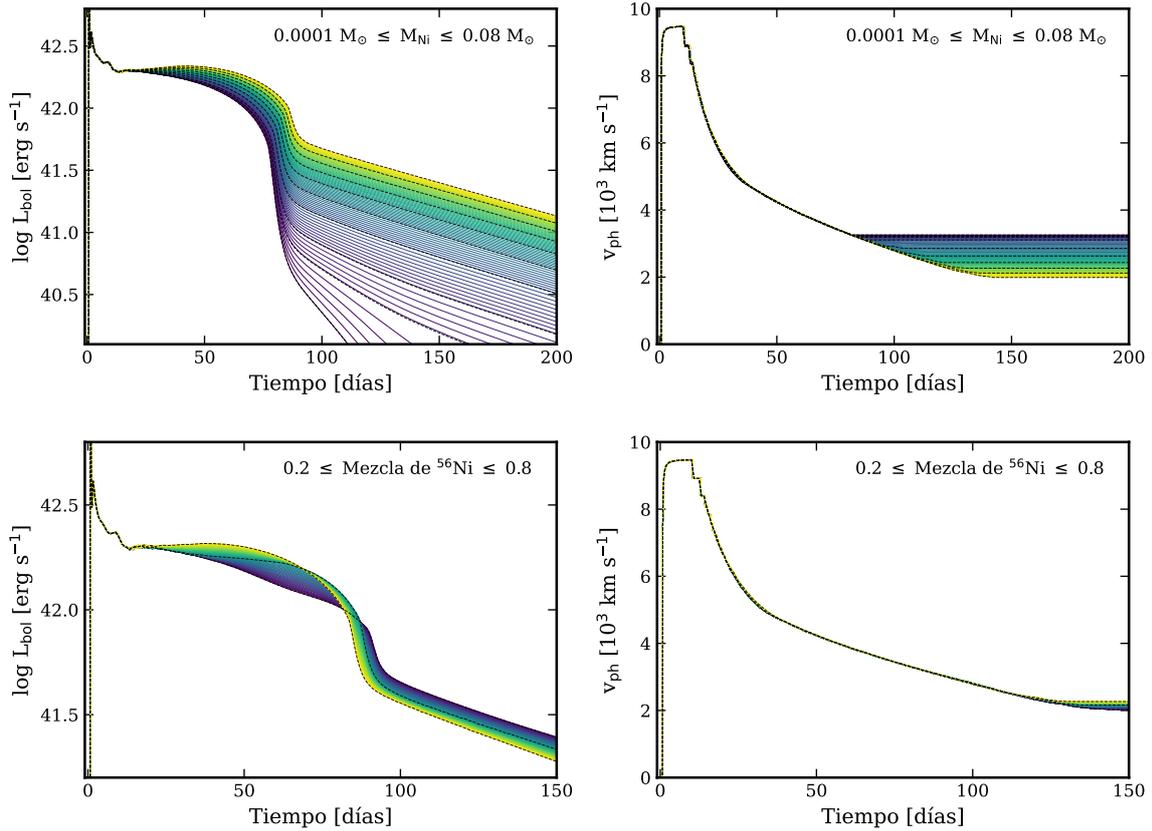


Figura 3.2: Interpolación de curvas de luz bolométricas (*panel izquierdo*) y velocidades fotosféricas (*panel derecho*) al variar M_{Ni} entre 0.0001 y $0.08 M_{\odot}$ en intervalos de $0.001 M_{\odot}$ (*panel superior*) y la distribución de ^{56}Ni en el material eyectado entre 0.2 y 0.8 en intervalos de 0.01 dado como fracción de M_{preSN} (*panel inferior*). Los parámetros físicos que no varían están fijos en $M_{\text{ZAMS}} = 10 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 1 \text{ foe}$, $M_{\text{Ni}} = 0.06 M_{\odot}$ y una distribución de ^{56}Ni en el material eyectado de 0.8, dado como fracción de M_{preSN} . Las curvas negras punteadas representan aquellos modelos contenidos dentro de la grilla.

donde x son las cantidades medidas, es decir, la luminosidad (*lum*) o velocidad (*vel*). Además, se indica si estas cantidades fueron observadas (*obs*) o medidas de los modelos (*mod*). Se consideran las cantidades medidas a distintos tiempos t_i . Además, σ es la incerteza de cada observación a tiempo t_i . Para obtener la medición de la luminosidad y velocidad de los modelos a la misma época en que fue tomada la observación se realiza una interpolación lineal.

Debido a que los modelos de explosión no incluyen la interacción del material eyectado con un CSM, y que la interacción con un CSM poco masivo¹ sólo afecta las fases más tempranas de la curva de luz, sólo consideramos en el proceso de ajuste las luminosidades estimadas a épocas más tardías que 30 días desde la explosión (ver más detalles en la Sección 4.5). Por lo tanto se esperan diferencias entre los modelos de curvas de luz y las observaciones a tiempos más tempranos.

En el Capítulo 4, este método de ajuste es testeado usando un grupo selecto de SNs II con una buena cobertura temporal fotométrica y espectroscópica y con detecciones directas de los progenitores usando imágenes previas a la explosión e imágenes posteriores para confirmar dicho progenitor a partir de su desaparición. Luego, el método presentado en este capítulo es utilizado en el Capítulo 6 para determinar las propiedades físicas y de la explosión de una gran muestra de SNs II observada por el programa CSP-I. Para este caso, algunas de las características de este método de ajuste han sido modificadas para adecuarse a esa muestra (ver Sección 6.1).

¹El estudio de las fases tempranas de SNs II *normales* —como aquellas estudiadas en esta tesis— indican la presencia de un CSM poco masivo ($\lesssim 0.5 M_{\odot}$, [Morozova et al. 2018](#)).

Capítulo 4

Aplicación del método de ajuste y comparación con resultados previos

En este capítulo aplicamos el método de ajuste presentado en el Capítulo 3 a una muestra de SNs II extensamente estudiada en la literatura (Sección 4.1) para determinar sus propiedades físicas (Sección 4.2). Con el fin de comparar nuestro método proponemos varias pruebas. Primero derivamos las propiedades físicas de la misma muestra de SNs II utilizada en [Martinez & Bersten \(2019\)](#) a modo de comparación. En dicho trabajo se presenta el modelado detallado de seis SNs II usando el mismo código hidrodinámico que en esta tesis; no obstante, existen dos grandes diferencias. [Martinez & Bersten \(2019\)](#) adoptan modelos politrópicos para simular la estructura de la estrella al momento del colapso, y además, el modelo óptimo fue encontrado variando los parámetros físicos vía prueba y error a través de una comparación visual entre modelos y observaciones, sin ningún método estadístico. Como siguiente paso, comparamos los valores de M_{ZAMS} estimados con nuestro método de ajuste con aquellos valores estimados a través de la detección directa de los progenitores en imágenes preexplosión. Finalmente, también comparamos las estimaciones de M_{ZAMS} con los resultados obtenidos a partir del modelado de espectros nebulares (Sección 4.3). Finalmente, en la Sección 4.5 describimos las limitaciones del método. Los principales resultados presentados en este capítulo han sido publicados en [Martinez et al. \(2020\)](#).

4.1. Muestra de comparación

Para testear el método de ajuste presentado en el Capítulo 3 utilizamos algunas de las SNs II mejor estudiadas de la literatura. Elegimos un grupo de SNs II que cumplen con los siguientes criterios: (a) suficientes observaciones fotométricas y espectroscópicas durante la fase fotosférica y la fase radiactiva para permitir un modelado confiable de la curva de luz bolométrica y la evolución de la velocidad fotosférica; (b) detección directa del progenitor en imágenes preexplosión; y (c) confirmación de la desaparición del progenitor a partir de imágenes posexplotión. Esta muestra incluye las SNs 2004A, 2004et, 2005cs, 2008bk, 2012aw y 2012ec, que es la misma muestra estudiada por [Martinez & Bersten \(2019\)](#). Además, incluimos las SNs 2017eaw y 2018aoq ya que son las últimas SNs II descubiertas con detecciones directas de sus progenitores; aunque estas detecciones aún no han sido confirmadas¹.

¹Durante la escritura de esta tesis, los candidatos a progenitores de las SNs 2017eaw y 2018aoq fueron confirmados ([Van Dyk et al. 2023](#)).

La fotometría óptica y velocidades del Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ para estos objetos se obtuvieron de los siguientes trabajos: [Gurugubelli et al. \(2008\)](#) para la SN 2004A, [Maguire et al. \(2010\)](#) para la SN 2004et, [Pastorello et al. \(2006, 2009\)](#) para la SN 2005cs, el proyecto CHASE (*CHilean Automatic Supernova sEarch*, [Pignata et al. 2009](#)) para la SN 2008bk (G. Pignata, comunicación privada), [Bose et al. \(2013\)](#) y [Dall’Ora et al. \(2014\)](#) para la SN 2012aw, [Barbarino et al. \(2015\)](#) para la SN 2012ec, [Szalai et al. \(2019\)](#) para la SN 2017eaw y [O’Neill et al. \(2019\)](#) para la SN 2018aoq. De la literatura también obtuvimos los valores de la distancia, extinción de la Vía Láctea y de la galaxia huésped y una estimación de las fechas de explosión, las cuales se presentan en la Tabla 4.1.

El código hidrodinámico utilizado en esta tesis calcula luminosidades bolométricas (Sección 2.1), por lo que primero es necesario calcular las curvas de luz bolométricas para las SNs II de la muestra. Para este propósito, utilizamos las relaciones existentes entre la corrección bolométrica e índices de color ópticos de las SNs II que permite calcular luminosidades bolométricas usando sólo dos bandas en el óptico ([Bersten & Hamuy 2009](#)). Para las SNs analizadas en este capítulo, calculamos luminosidades bolométricas utilizando fotometría *BVI*. Además, es necesario estimar las velocidades fotosféricas de las SNs en la muestra. Para esto utilizamos la velocidad de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$, ya que esta línea se forma en las regiones internas de las SNs y ha sido propuesta como una buena estimadora de la velocidad de la fotosfera ([Dessart & Hillier 2005](#), ver Sección 4.5).

En las Figuras 4.1, 4.2 y 4.3 presentamos las curvas de luz absolutas en la banda *V*, las curvas de luz bolométricas y la evolución de las velocidades de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ para la muestra de comparación, respectivamente. Se observa que las SNs 2004A, 2004et, 2012aw y 2017eaw son las más luminosas, presentan las velocidades de expansión más altas y han sintetizado una gran cantidad de ^{56}Ni durante la explosión, ya que la luminosidad bolométrica en la fase radiactiva es un indicador casi directo de la cantidad de ^{56}Ni . Por otro lado, las SNs 2005cs y 2008bk son las menos luminosas y poseen las velocidades más bajas. La SN 2018aoq parece ser un caso intermedio entre los objetos más luminosos y las SNs II de baja luminosidad. De la Figura 4.1 notamos que las últimas dos observaciones de la SN 2018aoq restringen la duración de la fase de plateau, que es necesaria para obtener estimaciones confiables de los parámetros físicos. A pesar que la muestra es pequeña, se observa una gran variedad de luminosidades durante la fase de plateau, duraciones de distintas fases, luminosidades en la fase radiactiva y velocidades de expansión.

Como fue mencionado anteriormente, esta muestra es utilizada para comparar los resultados obtenidos utilizando la grilla de modelos hidrodinámicos y el método de ajuste (Sección 2.4 y Capítulo 3) con los resultados obtenidos a partir de la observación directa del progenitor en imágenes preexplosión y del análisis de espectros nebulares. Por lo tanto, en los siguientes párrafos se encuentra una breve descripción de esta muestra de SNs II detallando las observaciones preexplosión y espectros nebulares existentes.

La **SN 2004A** fue descubierta el 9.84 de enero de 2004 (a lo largo de esta tesis se utilizan fechas en Tiempo Universal Coordinado) y confirmada el 10.75 de enero de 2004 ([Nakano et al. 2004](#)). Espectros ópticos tomados un día después mostraron un continuo azul y líneas de hidrógeno con perfiles P Cygni y débiles componentes de emisión, sugiriendo que efectivamente era una SN II joven ([Kawakita et al. 2004](#)). Imágenes tomadas durante el 27 de diciembre de 2003 no muestran ningún objeto en esa posición. La fecha de explosión se toma como el día medio entre la última no detección y la detección (ver Tabla 4.1).

Existen imágenes preexplosión del sitio de la SN 2004A tomados con el *Wide Field and Planetary Camera 2* (WFPC2) a bordo del *Hubble Space Telescope* (HST) del 3 de agosto del

Tabla 4.1: Lista de SNs II en la muestra de comparación.

SN	Galaxia huésped	Distancia [Mpc]	t_{exp} [MJD]	A_V^{gal} [mag]	$E(B - V)_{\text{host}}$ [mag]	Referencias
2004A	NGC 6207	20.3 ± 3.4	53006.5 ± 7.0	0.042	0.16 ± 0.06	1, 2, 3, 4
2004et	NGC 6946	7.73 ± 0.78	53270.0 ± 0.5	0.937	0.07	3, 5, 6
2005cs	M 51	7.1 ± 1.2	53548.5 ± 0.5	0.098	0.015	3, 7, 8
2008bk	NGC 7793	3.44 ± 0.12	54540.0 ± 9.0	0.065	0.0	9, 10
2012aw	NGC 3351	9.9 ± 0.1	56002.1 ± 0.8	0.076	0.046 ± 0.008	3, 11
2012ec	NGC 1084	17.3 ± 1.1	56145.5 ± 4.5	0.073	$0.12^{+0.15}_{-0.12}$	3, 12, 13
2017eaw	NGC 6946	7.73 ± 0.78	57886.2 ± 1.0	0.941	0.0	3, 5, 14
2018aoq	NGC 4151	18.2 ± 1.2	58208.0 ± 2.0	0.073	0.02	3, 15

Notas. La tabla incluye el nombre de la SN y su galaxia huésped, la distancia, fecha de explosión (t_{exp}), extinción galáctica en la banda V (A_V^{gal}) y el exceso de color ($E(B - V)_{\text{host}}$).

Referencias. (1) [Hendry et al. \(2006\)](#); (2) [Nakano et al. \(2004\)](#); (3) [Schlafly & Finkbeiner \(2011\)](#); (4) [Maund et al. \(2014b\)](#); (5) [Van Dyk et al. \(2019\)](#); (6) [Li et al. \(2005\)](#); (7) [Takáts & Vinkó \(2006\)](#); (8) [Pastorello et al. \(2009\)](#); (9) [Van Dyk et al. \(2012\)](#); (10) [Morrell & Stritzinger \(2008\)](#); (11) [Bose et al. \(2013\)](#); (12) [Monard et al. \(2012\)](#); (13) [Barbarino et al. \(2015\)](#); (14) [Rui et al. \(2019\)](#); (15) [O'Neill et al. \(2019\)](#).

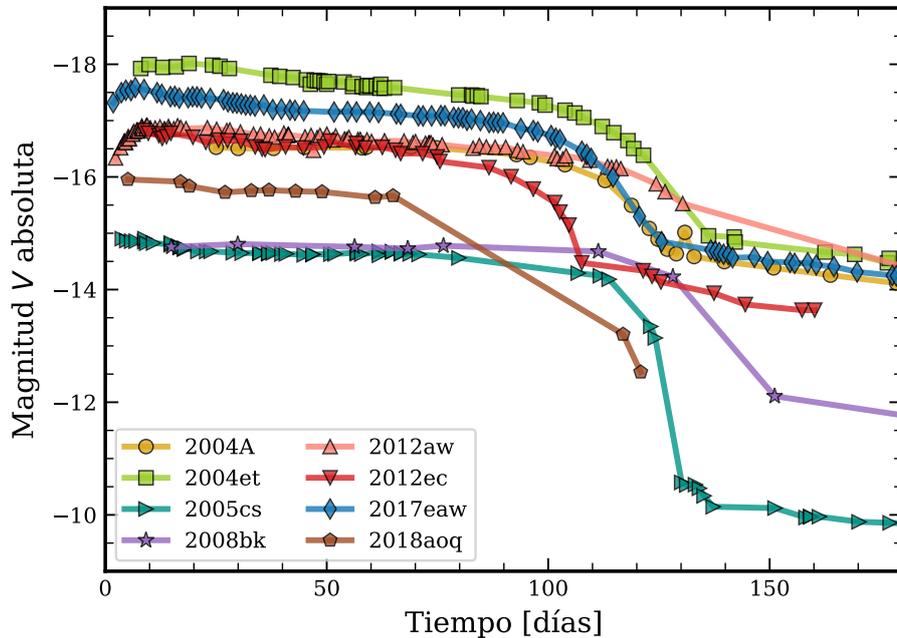


Figura 4.1: Curvas de luz absolutas en la banda V de las SNs II en la muestra de comparación. Se usaron las distancias y extinciones de la Tabla 4.1. Los errores no son graficados para una mejor visualización.

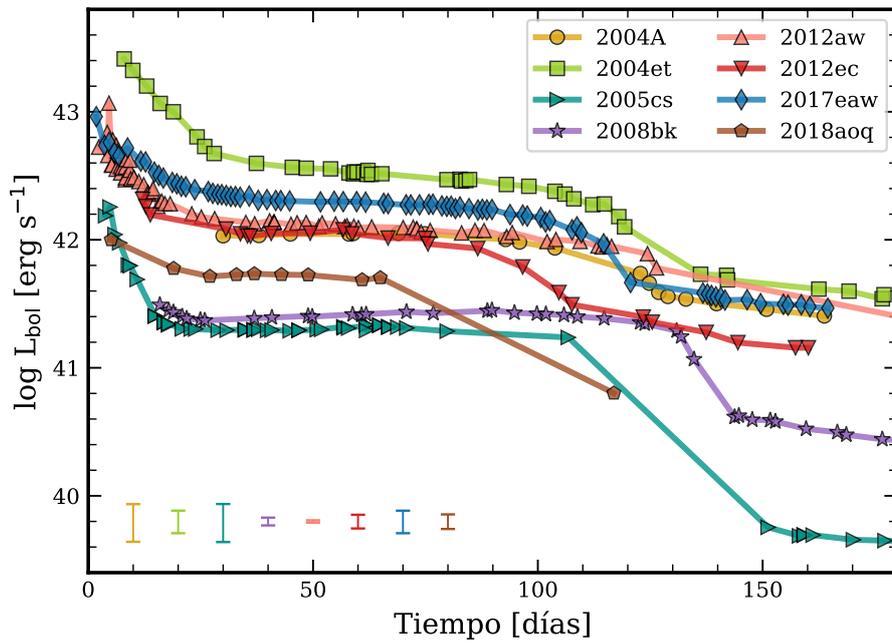


Figura 4.2: Curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra de comparación. Se usaron las distancias y extinciones de la Tabla 4.1. Los errores no son graficados sobre las curvas de luz para una mejor visualización. En la parte inferior se indica la incerteza de la distancia en la luminosidad bolométrica para cada SN en la muestra.

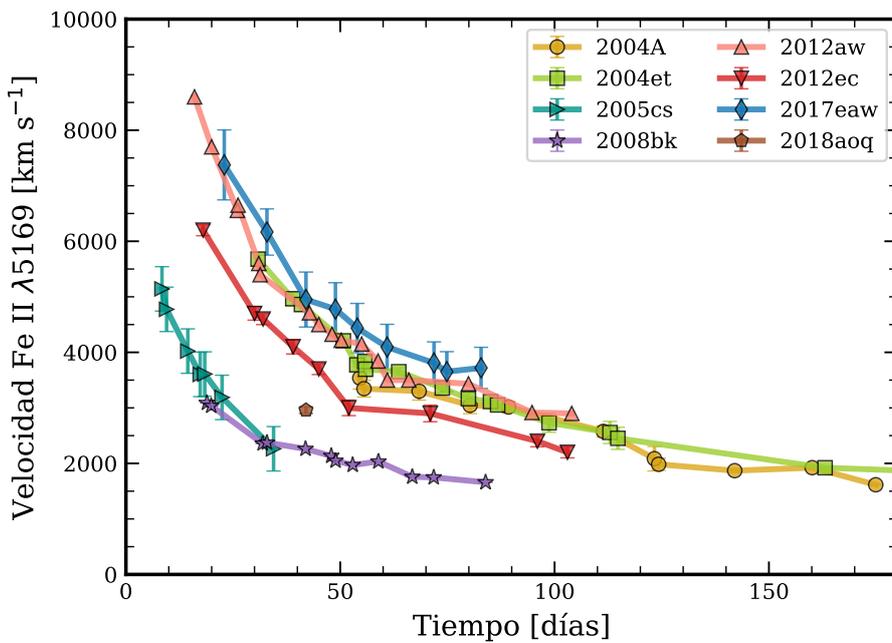


Figura 4.3: Velocidades de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ de las SNs II en la muestra de comparación.

2000 y 21 de julio del 2002. Las observaciones se llevaron a cabo en tres filtros: F300W, F606W y F814W. [Hendry et al. \(2006\)](#) presentaron un análisis de estas observaciones preexplosión en conjunto con observaciones posexposición tomadas con el instrumento *Advanced Camera for Surveys* (ACS) del HST tomadas el 23 de septiembre del 2004. Un candidato a progenitor fue identificado en las imágenes preexplosión tomadas con el filtro F814W, pero ningún objeto era visible en los otros dos filtros en la posición de la SN 2004A. Imágenes tomadas con el HST varios años después de la explosión confirmaron la identificación del progenitor a través de su desaparición ([Maund et al. 2014b](#)).

Tres espectros han sido tomados a la SN 2004A durante la fase nebular, a 162, 183 y 282 días desde la explosión. Los dos espectros más tempranos fueron adquiridos con el doble espectrógrafo Kast montado en el telescopio Shane del observatorio Lick, mientras que el espectro más tardío fue tomado con el instrumento LRIS (*Low Resolution Imaging Spectrometer*) en el telescopio Keck ([Silverman et al. 2017](#)).

La SN 2004et fue descubierta el 27 de septiembre de 2004 ([Zwitter et al. 2004](#)). Un espectro de alta resolución tomado un día después del descubrimiento mostró un continuo relativamente sin líneas con una emisión muy ancha de la línea de H_{α} , clasificándola como SN II. Este es el caso de una SN para la cual existe una muy buena estimación de la fecha de explosión ya que existen observaciones del sitio de la SN en imágenes tomadas algunas horas antes de la explosión que no muestran ninguna detección. El 22.017 de septiembre de 2004 no hubo detecciones a una magnitud límite de 19.4 ± 1.2 mag en R . Sin embargo, el 22.983 de septiembre de 2004 hubo una detección ([Yamaoka et al. 2004](#)). La SN 2004et también fue detectada en rayos X y en radio sugiriendo la presencia de un CSM alrededor de la SN ([Stockdale et al. 2004](#); [Misra et al. 2007](#)). La interacción entre el material eyectado por la SN y el CSM crea una región de choque produciendo emisión en rayos X y sincrotrón en radio. De hecho, tres años después de la explosión, los perfiles de emisión en espectros tomados en el infrarrojo medio (MIR, por sus siglas en inglés) todavía indican la presencia de interacción ([Kotak et al. 2009](#)).

La búsqueda del progenitor de la SN 2004et en imágenes preexplosión del *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT) llevó a identificar una estrella supergigante amarilla como candidato ([Li et al. 2005](#)). Estas imágenes incluyen observaciones del 2002 en los filtros BVR y del 2003 en los filtros $u'g'r'$. Sin embargo, tres años después de la explosión, cuando la SN se había desvanecido lo suficiente para permitir la verificación del candidato a progenitor, la fuente indicada como posible progenitor seguía visible en imágenes adquiridas con el *William Herschel Telescope* (WHT) ([Crockett et al. 2011](#)). Más aún, imágenes de alta resolución del HST+WFPC2 y del *Near Infrared Imager* (NIRI) en Gémini Norte revelaron que esta fuente se resolvía en tres fuentes distintas. La caracterización del progenitor se realizó a través del exceso de flujo en observaciones preexplosión en la banda i' tomadas con el *Isaac Newton Telescope* ([Crockett et al. 2011](#)). Existe además una gran colección de espectros nebulares ópticos, uno en el NIR y 3 en el MIR cubriendo épocas entre 163 y 465 días desde la explosión ([Sahu et al. 2006](#); [Kotak et al. 2009](#); [Maguire et al. 2010](#)).

El descubrimiento de la SN 2005cs ocurrió el 28.905 de junio de 2005 ([Kloehr et al. 2005](#)). La detección más temprana fue el 27.91 de junio de 2005. Imágenes obtenidas el 26.89 de junio de 2005 por astrónomos aficionados no mostraron ninguna detección; por lo tanto, estas observaciones del sitio previas a la explosión restringen la incerteza en la fecha de explosión a menos de un día. Imágenes preexplosión del sitio de la SN 2005cs fueron adquiridas en enero del 2005 con el instrumento ACS del HST en cuatro filtros: F435W, F555W, F814W y F658N. El sitio de la explosión también fue observado por el instrumento *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer* (NICMOS) a bordo del HST en 1998 en cinco filtros, y con la

cámara NIRI de Gémini Norte en los filtros JHK en abril del 2005. Además, la región fue observada con WFPC2 en 1999 usando tres filtros: F336W, F555W y F675W (Maund et al. 2005; Li et al. 2006). A pesar de la extensa cantidad de imágenes preexplosión disponibles, el candidato a progenitor sólo fue detectado en la banda F814W. El progenitor fue confirmado a partir de su desaparición (Maund et al. 2014b). No se cuentan con espectros nebulares para esta SN.

La **SN 2008bk** fue descubierta el 25.13 de marzo del 2008 (Monard 2008). Nada era visible en el sitio de la explosión en imágenes tomadas en enero del 2008. Como no existen imágenes más cercanas a la fecha de explosión, la estimación de dicha fecha no es precisa, al menos utilizando esta técnica. La fecha de explosión de la SN 2008bk fue estimada al comparar sus espectros y curvas de luz con objetos cuyas fechas de explosión están bien determinadas (Morrell & Stritzinger 2008; Pignata 2013; Van Dyk et al. 2012).

Li et al. (2008) fueron los primeros en identificar una estrella supergigante roja cerca de la posición de la SN 2008bk en imágenes preexplosión obtenidas en 2001 con el *Very Large Telescope* (VLT) en los filtros BVI . También existen imágenes preexplosión del VLT en el NIR en los filtros JK_sH adquiridas en 2005 y 2007 (Mattila et al. 2008) e imágenes ópticas obtenidas con Gémini Sur en el 2007 en los filtros $g'r'i'$ (Van Dyk et al. 2012). El progenitor de la SN 2008bk es uno de los progenitores mejor caracterizados a la fecha ya que cuenta con seis detecciones en bandas ópticas. En 2011, imágenes profundas del sitio de la explosión confirmaron la desaparición del progenitor (Mattila et al. 2010; Van Dyk 2013). Espectros nebulares fueron adquiridos a 524 y 547 días desde la explosión usando NTT+EFOSC2 y VLT+FORIS2, respectivamente (Maguire et al. 2012).

La **SN 2012aw** fue descubierta el 16.9 de marzo de 2012 en la galaxia NGC 3351 (Fagotti et al. 2012). El sitio de la SN fue observado el 15.3 de marzo de 2012 sin detecciones, por lo que la incerteza en la fecha de explosión es de aproximadamente un día. Varios espectros tomados en los días siguientes al descubrimiento fueron utilizados para clasificarla como SN II (Munari et al. 2012; Siviero et al. 2012). El sitio de la SN había sido observado con la cámara WFPC2 del HST entre 1994 y 2009. Las observaciones fueron llevadas a cabo en cinco filtros: F336W, F439W, F555W, F658N y F814W. Además se encontraron imágenes de archivo adquiridas con NTT+SOFI en la banda K_s y VLT+ISAAC en la banda J_s entre los años 2000 y 2006. Un posible progenitor fue detectado en el sitio de la SN 2012aw en las bandas F555W, F814W, J y K_s (Fraser et al. 2012; Van Dyk et al. 2012b). Tres años después de la explosión, la identificación del progenitor fue confirmada a través de su desaparición (Fraser 2016). Varios espectros ópticos de la SN 2012aw fueron observados durante la fase nebulosa, entre 250 y 451 días desde la explosión (Jerkstrand et al. 2014; Silverman et al. 2017). Adicionalmente, se obtuvo un espectro en el NIR a 306 días (Jerkstrand et al. 2014).

El descubrimiento de la **SN 2012ec** ocurrió el 11.039 de agosto de 2012 (Monard et al. 2012). Un espectro óptico adquirido el día siguiente indicó que se trataba de una SN II joven, unos pocos días después de la explosión (Childress et al. 2012). La fecha de explosión fue estimada comparando con espectros de la SN II 2006bp (Barbarino et al. 2015) y suponiendo que ambas SNs evolucionan de manera similar. Existen imágenes preexplosión del año 2001 tomadas con HST+WFPC2 en tres bandas: F450W, F606W y F814W. El candidato a progenitor fue detectado sólo en la banda F814W. Imágenes adquiridas en el año 2016 confirmaron la desaparición del progenitor (S. D. Van Dyk, comunicación privada). Además, cinco espectros nebulares tanto ópticos como en el NIR han sido observados entre 185 y 402 días desde la explosión (Jerkstrand et al. 2015; Silverman et al. 2017).

La **SN 2017eaw** fue descubierta el 14.238 de mayo de 2017 en la galaxia NGC 6946

(Wiggins 2017). Espectros tomados algunas horas después del descubrimiento permitieron clasificarla como SN II (Cheng et al. 2017). El sitio de la SN fue observado el 12.20 de mayo de 2017 pero sin ninguna detección, lo que restringe la incerteza en la fecha de explosión a sólo un día (Wiggins 2017).

Imágenes preexplosión del sitio de la SN 2017eaw fueron obtenidas con el HST y el *Spitzer Space Telescope* cubriendo los últimos ~ 13 años antes de la explosión. Una estrella supergigante roja fue detectada en cinco bandas ópticas (F110W, F160W, F128N, F606W y F814W) y dos infrarrojas ($3.6\ \mu\text{m}$ y $4.5\ \mu\text{m}$), lo que la convierte en una de las estrellas progenitoras mejor caracterizadas a la fecha (Van Dyk et al. 2019). El candidato a progenitor fue confirmado recientemente (Van Dyk et al. 2023). La gran cobertura temporal de las imágenes preexplosión permitió detectar un incremento en la luminosidad de la banda de $4.5\ \mu\text{m}$ en los últimos tres años antes de la explosión, lo que podría ser un indicador de la formación de polvo cerca de la estrella progenitora (Kilpatrick & Foley 2018). Más aún, un espectro tomado unas pocas horas después del descubrimiento mostró una línea de emisión angosta de $\text{H}\alpha$ que desapareció en menos de dos días, lo que sugiere la presencia de un CSM alrededor de la SN (Rui et al. 2019). De hecho, Rui et al. (2019) proponen que el progenitor pudo experimentar una mayor pérdida de masa durante los últimos 1–2 años antes de la explosión. Espectros nebulares ópticos de la SN 2017eaw fueron adquiridos entre 214 y 415 días desde la explosión (Van Dyk et al. 2019). Además, existen espectros nebulares en el NIR a 169 y 205 días desde la explosión adquiridos con GNIRS en Gemini Norte (Rho et al. 2018).

La SN 2018aoq fue detectada por primera vez el 1.43 de abril de 2018 en la galaxia NGC 4151 por el *Lick Observatory Supernova Search* (Nazarov et al. 2018). Yamanaka (2018) llevó a cabo observaciones espectroscópicas el 2 de abril de 2018 usando el instrumento HOW-Pol del telescopio Kanata y encontró un espectro dominado por un continuo azul y la línea de $\text{H}\alpha$ mostrando un perfil P Cygni consistente con una SN II joven. No hubo ninguna detección en el sitio de la SN en imágenes adquiridas el 28 de marzo de 2018 por el *Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System* (ATLAS, Tonry et al. 2018; Smith et al. 2020), lo que permite limitar la fecha de explosión dentro de un rango de cuatro días. Hay disponibles imágenes preexplosión del sitio de la SN 2018aoq tomadas con el instrumento *Wide Field Camera 3* (WFC3) a bordo del HST aproximadamente dos años antes de la explosión. A partir de estas observaciones, O’Neill et al. (2019) detectaron una fuente en el sitio de la explosión en cuatro bandas: F160W, F350LP, F555W y F814W. El candidato a progenitor fue confirmado recientemente (Van Dyk et al. 2023). Hasta el momento no existen espectros nebulares publicados para esta SN.

4.2. Parámetros físicos de la muestra de comparación

Utilizando la grilla de modelos de explosión y el método de ajuste de MCMC presentados en la Sección 2.4 y el Capítulo 3, respectivamente, buscamos las distribuciones de probabilidad de los parámetros del modelo para cada SN II en la muestra de comparación. Las distribuciones de probabilidad de los parámetros pueden ser visualizadas en la Figura 4.4 tomando a la SN 2012ec como ejemplo. Se observa que las distribuciones para la fecha de explosión, escala y mezcla de ^{56}Ni están limitadas. La distribución de la mezcla de ^{56}Ni está restringida a valores más grandes que 0.2 debido a que no existen modelos en nuestra grilla con valores más pequeños. Adicionalmente, la fecha de explosión y la escala están limitadas a las incertezas de la fecha de explosión y la distancia, respectivamente (ver el Capítulo 3).

Las Figuras 4.5, 4.6 y 4.7 muestran modelos interpolados tomando valores aleatorios de

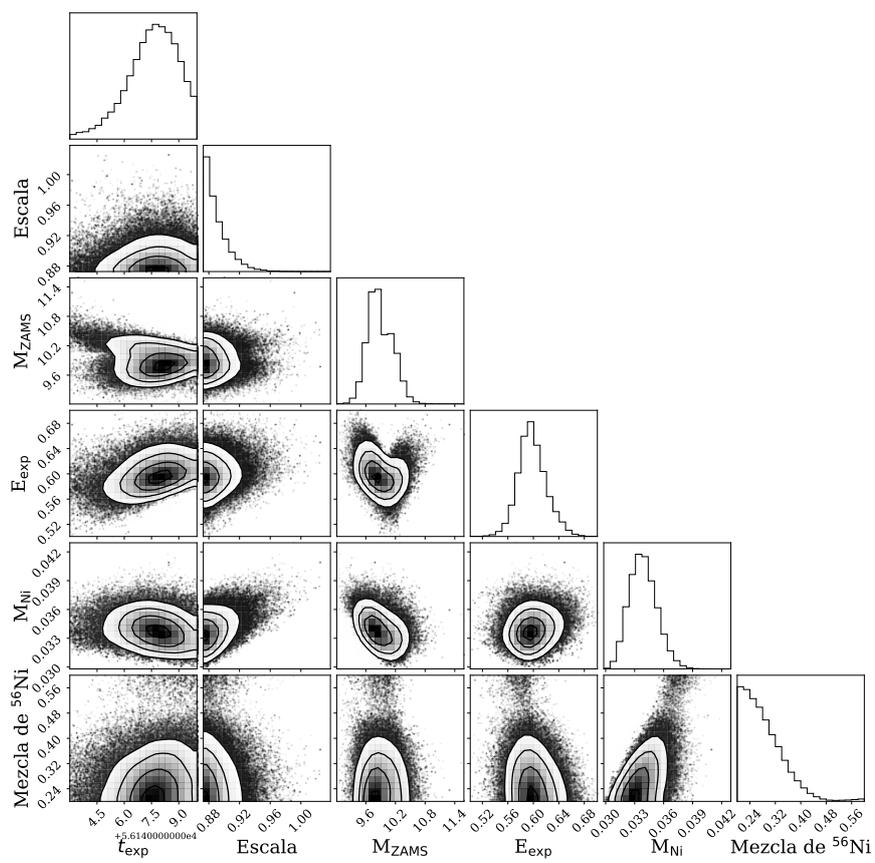


Figura 4.4: Distribuciones de probabilidad de los parámetros del modelo para la SN 2012ec.

4.2. Parámetros físicos de la muestra de comparación

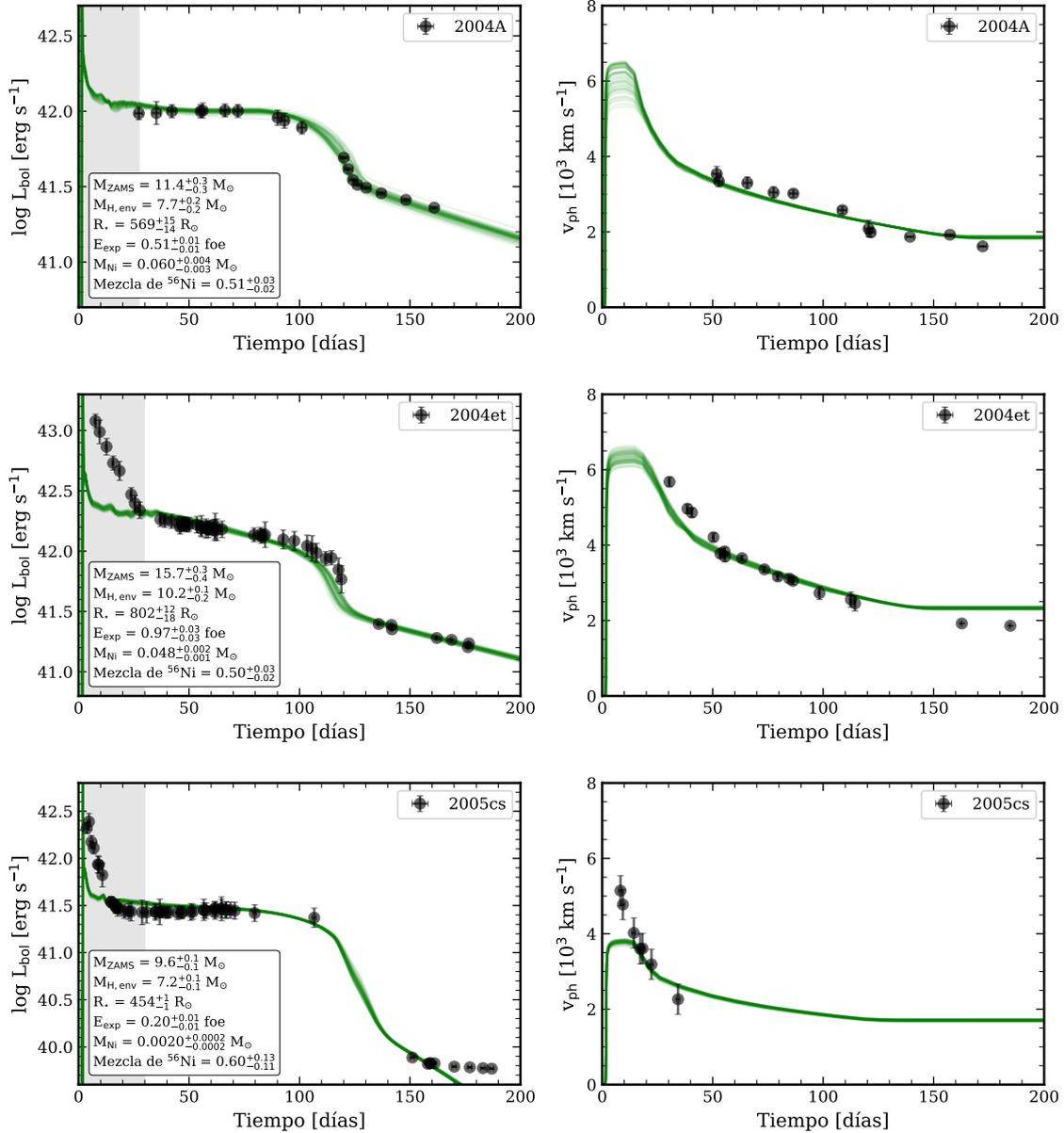


Figura 4.5: Comparación entre modelos (líneas) y observaciones (puntos) para las SNs II en la muestra de comparación. A la izquierda se presentan las curvas de luz bolométricas y a la derecha la evolución de las velocidades fotosféricas. De arriba a abajo se muestran las SNs 2004A, 2004et y 2005cs. La región gris indica las observaciones que no se tienen en cuenta para el modelado. Notamos que la diferencia de tono en el color verde está relacionada con la superposición de modelos. Para la SN 2004et se muestran los resultados usando $d = 5.60 \pm 0.14$ Mpc para el cálculo de la curva de luz bolométrica.

4.2. Parámetros físicos de la muestra de comparación

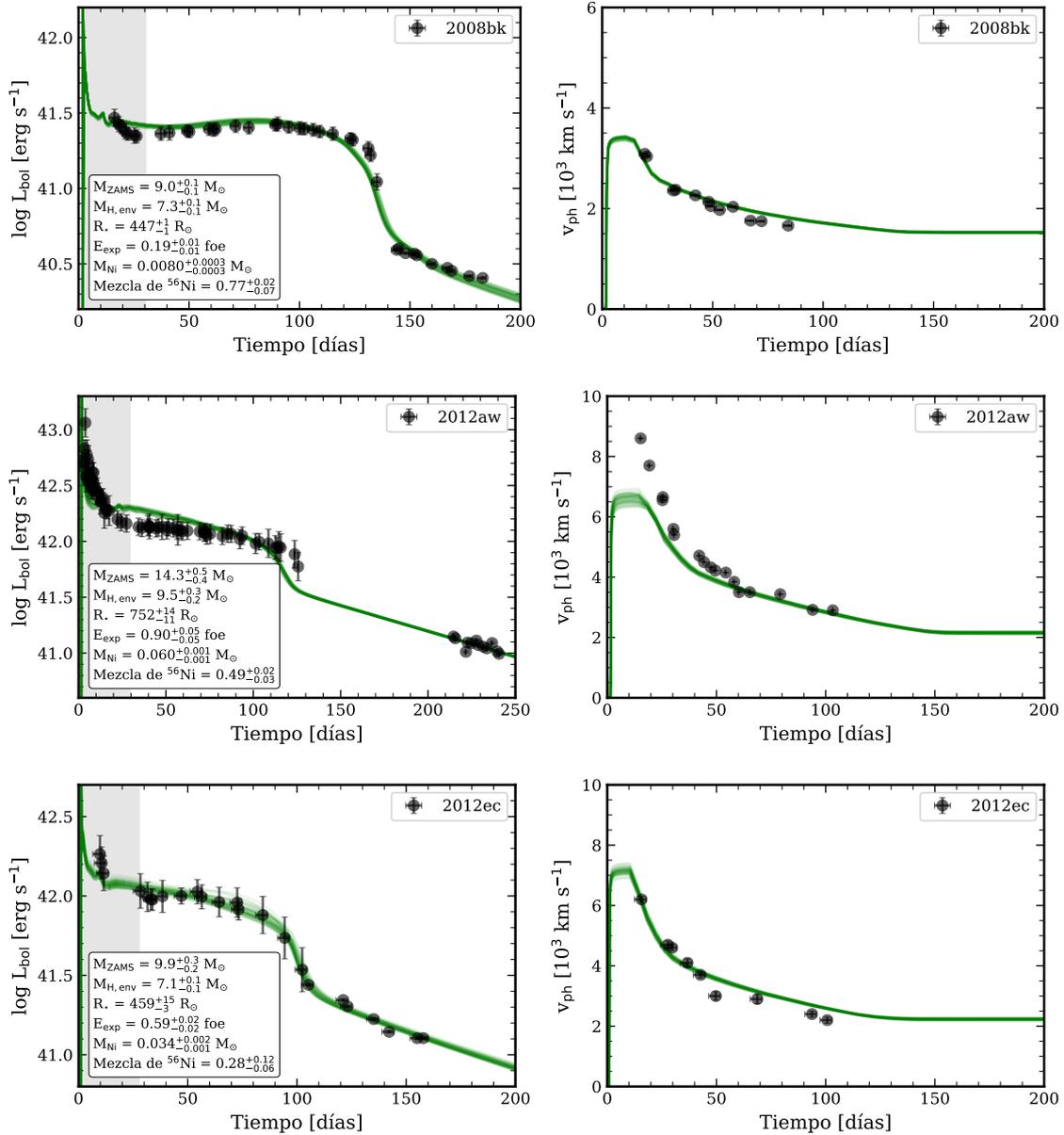


Figura 4.6: Comparación entre modelos (líneas) y observaciones (puntos) para las SNs II en la muestra de comparación. A la izquierda se presentan las curvas de luz bolométricas y a la derecha la evolución de las velocidades fotosféricas. De arriba a abajo se muestran las SNs 2008bk, 2012aw y 2012ec. La región gris indica las observaciones que no se tienen en cuenta para el modelado. Notamos que la diferencia de tono en el color verde está relacionada con la superposición de modelos.

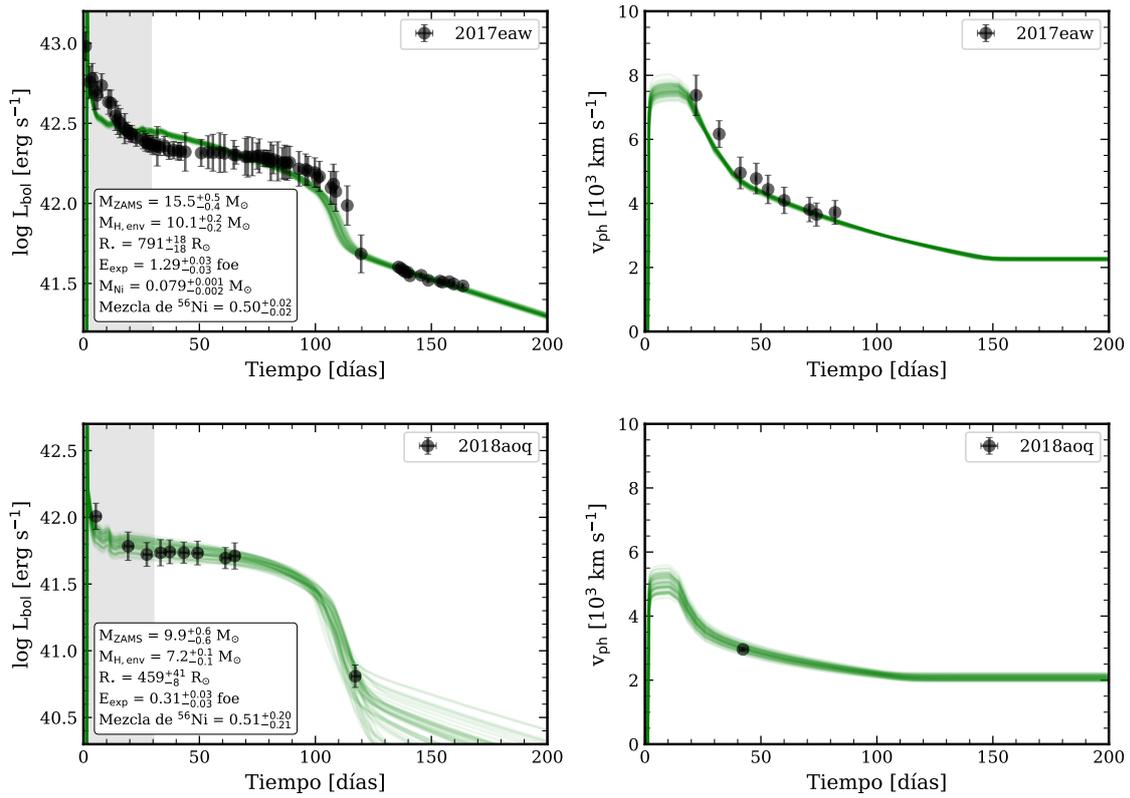


Figura 4.7: Comparación entre modelos (líneas) y observaciones (puntos) para las SNs II en la muestra de comparación. A la izquierda se presentan las curvas de luz bolométricas y a la derecha la evolución de las velocidades fotosféricas. De arriba a abajo se muestran las SNs 2017eaw y 2018aoq. La región gris indica las observaciones que no se tienen en cuenta para el modelado. Notamos que la diferencia de tono en el color verde está relacionada con la superposición de modelos.

4.2. Parámetros físicos de la muestra de comparación

Tabla 4.2: Parámetros físicos de la muestra de comparación derivados a partir del modelado hidrodinámico.

SN	t_{exp} [MJD]	Escala	M_{ZAMS} [M_{\odot}]	M_{ey} [M_{\odot}]	$M_{\text{H,env}}$ [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]	E_{exp} [foe]	M_{Ni} [M_{\odot}]	Mezcla de ^{56}Ni
2004A	$53009.2^{+0.8}_{-0.9}$	$0.90^{+0.04}_{-0.04}$	$11.4^{+0.3}_{-0.3}$	$9.0^{+0.3}_{-0.2}$	$7.7^{+0.2}_{-0.2}$	569^{+15}_{-14}	$0.51^{+0.01}_{-0.01}$	$0.060^{+0.004}_{-0.003}$	$0.51^{+0.03}_{-0.02}$
2004et	$53270.0^{+0.1}_{-0.2}$	$0.88^{+0.03}_{-0.02}$	$15.7^{+0.3}_{-0.4}$	$12.9^{+0.2}_{-0.3}$	$10.2^{+0.1}_{-0.2}$	802^{+12}_{-18}	$0.97^{+0.03}_{-0.03}$	$0.048^{+0.002}_{-0.001}$	$0.50^{+0.03}_{-0.02}$
2005cs	$53548.6^{+0.6}_{-0.7}$	$1.36^{+0.01}_{-0.01}$	$9.6^{+0.1}_{-0.1}$	$8.0^{+0.1}_{-0.1}$	$7.2^{+0.1}_{-0.1}$	454^{+1}_{-1}	$0.20^{+0.01}_{-0.01}$	$0.0020^{+0.0002}_{-0.0002}$	$0.60^{+0.13}_{-0.11}$
2008bk	$54539.8^{+0.7}_{-0.9}$	$0.95^{+0.03}_{-0.02}$	$9.0^{+0.1}_{-0.1}$	$7.9^{+0.1}_{-0.1}$	$7.3^{+0.1}_{-0.1}$	447^{+1}_{-1}	$0.19^{+0.01}_{-0.01}$	$0.0080^{+0.0003}_{-0.0003}$	$0.77^{+0.02}_{-0.07}$
2012aw	$56002.8^{+0.1}_{-0.2}$	$0.99^{+0.01}_{-0.01}$	$14.3^{+0.5}_{-0.4}$	$11.8^{+0.4}_{-0.3}$	$9.5^{+0.3}_{-0.2}$	752^{+14}_{-11}	$0.90^{+0.05}_{-0.05}$	$0.060^{+0.001}_{-0.001}$	$0.49^{+0.02}_{-0.03}$
2012ec	$56147.8^{+1.3}_{-1.5}$	$0.89^{+0.02}_{-0.01}$	$9.9^{+0.3}_{-0.2}$	$8.1^{+0.1}_{-0.1}$	$7.1^{+0.1}_{-0.1}$	459^{+15}_{-3}	$0.59^{+0.02}_{-0.02}$	$0.034^{+0.002}_{-0.001}$	$0.28^{+0.12}_{-0.06}$
2017eaw	$57887.1^{+0.1}_{-0.2}$	$1.04^{+0.02}_{-0.02}$	$15.5^{+0.5}_{-0.4}$	$12.7^{+0.3}_{-0.3}$	$10.1^{+0.2}_{-0.2}$	791^{+18}_{-18}	$1.29^{+0.03}_{-0.03}$	$0.079^{+0.001}_{-0.002}$	$0.50^{+0.02}_{-0.02}$
2018aoq	$58207.8^{+1.5}_{-1.2}$	$1.02^{+0.08}_{-0.09}$	$9.9^{+0.6}_{-0.6}$	$8.1^{+0.3}_{-0.2}$	$7.2^{+0.1}_{-0.1}$	459^{+41}_{-8}	$0.31^{+0.03}_{-0.03}$	—	$0.51^{+0.20}_{-0.21}$

Notas. Los resultados para la SN 2004et corresponden a la distancia $d = 5.9 \pm 0.4$ Mpc, que es menor que el valor presentado en la Tabla 4.1 (ver discusión en el texto). Los resultados corresponden a la mediana de la distribución de cada parámetro, adoptando un intervalo de confianza del 68 %.

las distribuciones de los parámetros, junto con la mediana y el intervalo de confianza del 68 % para cada parámetro. Los resultados también son reportados en la Tabla 4.2. Además, en esta tabla se incluyen valores para M_{ey} , $M_{\text{H,env}}$ y R_{\star} . Advertimos que estas tres propiedades físicas no son parámetros del modelo, y por lo tanto, no fueron determinadas en el ajuste. Estos valores fueron linealmente interpolados a partir del valor de M_{ZAMS} determinado en el ajuste.

Es importante notar que los errores de los parámetros físicos estimados son de carácter estadístico, es decir, provienen de las distribuciones encontradas al muestrear el espacio de parámetros con nuestra técnica de MCMC. Estos errores no tienen en cuenta errores sistemáticos como las incertezas en los modelos hidrodinámicos y la evolución estelar. Para la evolución estelar utilizamos valores convencionales para varios de los parámetros evolutivos (eficiencia de la pérdida de masa por vientos, convección, metalicidad), pero cambios en estos parámetros podrían dar diferentes configuraciones preSN para la misma masa inicial, y por lo tanto, diferentes resultados. Los resultados dependen fuertemente de las suposiciones realizadas en el modelado estelar. Un estudio completo de estos efectos está fuera del alcance de este trabajo. Como consecuencia, las incertezas en los parámetros físicos están subestimados.

En las Figuras 4.5, 4.6 y 4.7 se observan buenos ajustes a las observaciones para toda la muestra; aunque existen algunos puntos a mencionar. Primero, es importante notar que la SN 2018aoq presenta pocas observaciones a tiempos tardíos dentro de la fase plateau, incluyendo la transición a la fase radiactiva, y sólo una medición de la velocidad de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$. Como no hay observaciones durante la fase radiactiva, la cantidad de ^{56}Ni existente en el material eyectado por esta SN no puede ser estimado.

Adoptando la distancia presentada en la Tabla 4.1 no pudimos obtener resultados para la SN 2004et². Las curvas de luz construidas a partir de las distribuciones de los parámetros del modelo no reproducen la curva de luz observada. Si bien la evolución de la velocidad fotosférica y la fase radiactiva están bien representadas, el modelo construido tomando la moda de la distribución de cada parámetro (*maximum a posteriori*, MAP) es en promedio ~ 0.27 dex menos luminoso que las observaciones durante la fase de plateau. La SN 2004et es muy luminosa y presenta una larga duración de la fase fotosférica (~ 120 días). No existe

²La comparación entre modelos y observaciones de la SN 2004et adoptando la distancia presentada en la Tabla 4.1 no es presentada en esta tesis.

ningún modelo en la grilla que reproduzca estas propiedades.

Cabe mencionar que los primeros trabajos sobre la SN 2004et adoptaron una distancia considerablemente menor que las recientes estimaciones. Como mencionamos en el Capítulo 3, el parámetro de escala está limitado a las incertezas en las estimaciones de la distancia. Ya que con esta restricción no se pudo encontrar ningún conjunto de parámetros que reprodujeran las observaciones, analizamos si alguna solución era posible en donde la escala no estuviera limitada y fuera tratada como parámetro libre. Con estas consideraciones, encontramos una solución con un valor de la escala que indicaría una distancia más cercana —en línea con las estimaciones previas a este objeto—, o una combinación de una distancia más cercana y menor extinción (ya que el parámetro de escala considera el efecto de la distancia y extinción en la curva de luz). Este resultado podría indicar que la distancia más cercana es de hecho correcta o que los modelos de explosión en la grilla no pueden reproducir las observaciones porque el rango de modelos iniciales y energías de explosión no incluyen ningún modelo compatible con la SN 2004et. Sin embargo, recientemente, tres estudios llegaron a distancias similares para la galaxia huésped de la SN 2004et (Murphy et al. 2018; Anand et al. 2018; Van Dyk et al. 2019). Esto podría indicar la necesidad de modificar algunos de los parámetros en los cálculos evolutivos para obtener una estructura del progenitor que reproduzca las propiedades observadas de esta SN (p. ej., como se realiza en la Sección 8.3 para otras SNs). Por lo tanto, no consideramos como válida la solución encontrada para la SN 2004et ya que no es compatible con las recientes estimaciones de la distancia. No obstante, como la intención es comparar los resultados de esta prueba con resultados previos usando otros métodos, buscamos nuevamente soluciones a la SN 2004et pero adoptando la estimación previa de la distancia de 5.60 ± 0.14 Mpc (Sahu et al. 2006), que fue la utilizada en algunos trabajos previos. Los modelos que mejor reproducen la SN 2004et utilizando esta distancia se muestran en la Figura 4.5.

Encontramos diferencias importantes en la fase radiactiva de la SN 2005cs debido a que la pendiente del modelo construido con los parámetros MAP no concuerda con las observaciones. Pastorello et al. (2009) ya habían notado que la pendiente de la SN 2005cs es significativamente menor que la pendiente esperada por el decaimiento radiactivo del ^{56}Co . Este comportamiento también fue observado en las SNs 1999em y 1999eu (Elmhamdi et al. 2003; Pastorello et al. 2004). De acuerdo con Utrobin (2007), al final de la fase ópticamente gruesa la energía radiativa total no está completamente agotada. Un flujo de radiación generado en las regiones internas calientes se propaga a través de las capas ópticamente delgadas y resulta en una fuente de energía adicional. Sin embargo, también existen otras explicaciones posibles, como la interacción del material eyectado con un CSM (Fraser et al. 2015; Pastorello et al. 2018); acreción de material a tiempos tardíos sobre un remanente compacto (Moriya et al. 2018; Gutiérrez et al. 2020); o debido a que la fotosfera retrocede rápidamente, por ejemplo debido al aumento de las abundancias de helio en la envoltura rica en hidrógeno (Chieffi et al. 2003). Todos estos procesos son adicionales a la contribución del decaimiento radiactivo del ^{56}Co .

Finalmente, también se encuentran discrepancias en las velocidades de las SNs 2005cs y 2012aw a tiempos tempranos. La diferencia más grande es del orden de 1000 km s^{-1} . Diferencias de este tipo han sido encontradas en trabajos previos existentes en la literatura (p. ej., Utrobin & Chugai 2008).

4.3. Comparación de resultados

En la Sección 4.2 derivamos propiedades físicas de las 8 SNs II dentro de la muestra de comparación, incluyendo una estimación de M_{ZAMS} del progenitor. En la presente sección comparamos esta estimación con los valores derivados a partir de la detección directa de la estrella progenitora en imágenes de archivo previas a la explosión y del análisis de espectros nebulares. Usualmente en la literatura se encuentra más de una estimación de M_{ZAMS} para cada SN, por lo tanto, a continuación se describen los diferentes resultados encontrados. En la Tabla 4.3 presentamos un resumen de las luminosidades preSN inferidas en los diversos artículos publicados y las estimaciones de M_{ZAMS} , a través de la comparación con modelos evolutivos. Análogamente, presentamos un resumen de las estimaciones de M_{ZAMS} a partir del análisis de espectros nebulares en la Tabla 4.4.

SN 2004A. El progenitor de esta SN presenta diversas estimaciones de la luminosidad, y por lo tanto, de su masa inicial. Hendry et al. (2006) y Smartt et al. (2009) originalmente estimaron la luminosidad del progenitor en $\log(L/L_{\odot}) = 4.50 \pm 0.25$ usando imágenes preexplosión. A partir de imágenes adquiridas varios años después de la explosión, Maund et al. (2014b) confirmaron que el candidato a progenitor había desaparecido. Sin embargo, a través de la diferencia de las imágenes pre y posexposición sugirieron una luminosidad considerablemente más grande de $\log(L/L_{\odot}) = 4.9 \pm 0.3$. La estimación de la magnitud del progenitor en la imagen preexplosión del HST es similar en Hendry et al. (2006) y en Maund et al. (2014b), mostrando que las diferencias en las luminosidades finales provienen de distintos métodos usados en el análisis. Particularmente, los métodos difieren en que Maund et al. (2014b) utilizaron un valor más grande para el enrojecimiento de la galaxia huésped junto con modelos atmosféricos para determinar la luminosidad, a diferencia de Hendry et al. (2006) quienes usaron correcciones bolométricas. Smartt et al. (2009) sugirieron que sería apropiado utilizar los valores de extinción que se observan alrededor de las estrellas supergigantes rojas en las galaxias cercanas M31, la Nube Mayor de Magallanes y la Nube Menor de Magallanes para testear si las extinciones típicas estimadas alrededor de los progenitores de SN son sistemáticamente menores que aquellas observadas en torno a las supergigantes rojas. Con este concepto, Smartt et al. (2009) adoptaron una extinción adicional de 0.3 mag para estimar la luminosidad del progenitor. Por otro lado, Davies & Beasor (2018) derivaron nuevas correcciones bolométricas y extinciones para un gran número de progenitores de SNs II, incluyendo la SN 2004A. Por lo tanto, también obtienen nuevas estimaciones para la luminosidad del progenitor. En total hay cinco estimaciones de la luminosidad del progenitor para la SN 2004A. Respecto a las estimaciones de la masa inicial utilizando espectros nebulares, Silverman et al. (2017) sugirieron un progenitor de $12 M_{\odot}$ al comparar las observaciones con espectros nebulares sintéticos presentados en Jerkstrand et al. (2014).

SN 2004et. Usando imágenes preexplosión del CFHT en los filtros *BVR*, Li et al. (2005) sugirieron que el progenitor de la SN 2004et es una estrella supergigante amarilla de $\sim 15 M_{\odot}$ en la ZAMS. Hoy en día está claro que el objeto identificado no es el progenitor. Smartt et al. (2009) y Crockett et al. (2011) mostraron que el objeto sigue visible a la misma luminosidad —en *BVR*— cuatro años después de la explosión. Sin embargo, existe una diferencia significativa entre las imágenes pre y posexposición en la banda *I*, lo que indica que el progenitor fue detectado pero sólo en una banda. Smartt et al. (2009) estima $\log(L/L_{\odot}) = 4.6 \pm 0.1$ y $M_{\text{ZAMS}} = 9_{-1}^{+5} M_{\odot}$ para el progenitor, similar a lo estimado por Crockett et al. (2011). Utilizando la magnitud en la banda *I* determinada por Crockett et al. (2011) pero con nuevas estimaciones para la extinción y corrección bolométrica, Davies & Beasor (2018) estimaron $\log(L/L_{\odot}) = 4.77 \pm 0.07$ y $M_{\text{ZAMS}} = 10.7_{-0.8}^{+0.9} M_{\odot}$. Con la estimación más reciente

4.3. Comparación de resultados

Tabla 4.3: Luminosidad y masa inicial de los progenitores de las SNs II de la muestra de comparación estimadas a partir del análisis de imágenes preexplosión. También se incluye la masa inicial determinada a partir del modelado hidrodinámico utilizando nuestro método de ajuste para una comparación más rápida.

SN	$\log(L/L_{\odot})$	$M_{\text{ZAMS}} [M_{\odot}]$	Referencias
2004A	4.50 ± 0.25	9_{-2}^{+3}	Hendry et al. (2006)
	4.50 ± 0.25	7_{-2}^{+6}	Smartt et al. (2009)
	4.9 ± 0.3	$12_{-2,1}^{+2,1}$	Maund et al. (2014b)
	4.9 ± 0.3	13_{-3}^{+6}	Smartt (2015)
	4.9 ± 0.1	$12.7_{-1,5}^{+1,6}$	Davies & Beasor (2018)
	—	$11.4_{-0,3}^{+0,3}$	Esta tesis
2004et	4.6 ± 0.1	9_{-1}^{+5}	Smartt et al. (2009)
	4.54 ± 0.10	8_{-1}^{+5}	Crockett et al. (2011)
	4.77 ± 0.07	$10.7_{-0,8}^{+0,9}$	Davies & Beasor (2018)
	5.0 ± 0.1^a	14_{-2}^{+1}	Eldridge & Xiao (2019)
	—	$15.7_{-0,4}^{+0,3}$	Esta tesis
2005cs	—	9_{-2}^{+3}	Maund et al. (2005)
	—	10_{-3}^{+3}	Li et al. (2006)
	—	6–8	Eldridge et al. (2007)
	4.25 ± 0.25	7_{-1}^{+3}	Smartt et al. (2009)
	—	$9.5_{-2,2}^{+3,4}$	Maund et al. (2014b)
	4.4 ± 0.2	8_{-1}^{+4}	Smartt (2015)
	4.38 ± 0.07	$7.1_{-0,5}^{+0,5}$	Davies & Beasor (2018)
	—	$9.6_{-0,1}^{+0,1}$	Esta tesis
2008bk	4.63 ± 0.1	$8.5_{-0,5}^{+0,5}$	Mattila et al. (2008)
	4.6 ± 0.1	9_{-1}^{+4}	Smartt et al. (2009)
	4.57 ± 0.06	8–8.5	Van Dyk et al. (2012)
	$4.84_{-0,12}^{+0,10}$	$12.9_{-1,8}^{+1,6}$	Maund et al. (2014a)
	4.8 ± 0.2	12_{-3}^{+3}	Smartt (2015)
	4.53 ± 0.07	$8.3_{-0,6}^{+0,6}$	Davies & Beasor (2018)
	—	$9.0_{-0,1}^{+0,1}$	Esta tesis
2012aw	5.21 ± 0.03	15–20	Van Dyk et al. (2012b)
	5.0–5.6	14–26	Fraser et al. (2012)
	4.9 ± 0.1	13_{-2}^{+2}	Smartt (2015)
	4.92 ± 0.12	$13.0_{-2,0}^{+1,9}$	Davies & Beasor (2018)
—	$14.3_{-0,4}^{+0,5}$	Esta tesis	
2012ec	5.15 ± 0.19	14–22	Maund et al. (2013)
	5.1 ± 0.2	16_{-5}^{+5}	Smartt (2015)
	5.16 ± 0.07	$16.8_{-1,3}^{+1,4}$	Davies & Beasor (2018)
	—	$9.9_{-0,2}^{+0,3}$	Esta tesis
2017eaw	5.0 ± 0.1	14_{-2}^{+1}	Eldridge & Xiao (2019)
	5.08 ± 0.07	~15	Van Dyk et al. (2019)
	—	$15.5_{-0,4}^{+0,5}$	Esta tesis
2018aoq	4.72 ± 0.12	10_{-2}^{+2}	O’Neill et al. (2019)
	—	$9.9_{-0,6}^{+0,6}$	Esta tesis

Notas. ^a Utilizando la estimación de distancia más reciente.

4.3. Comparación de resultados

Tabla 4.4: Masa inicial de los progenitores de las SNs II de la muestra de comparación estimadas a partir del análisis de espectros nebulares. También se incluye la masa inicial determinada a partir del modelado hidrodinámico utilizando nuestro método de ajuste para una comparación más rápida.

SN	$M_{\text{ZAMS}} [M_{\odot}]$	Referencias
2004A	12	Silverman et al. (2017)
	$11.4^{+0.3}_{-0.3}$	Esta tesis
2004et	15	Jerkstrand et al. (2012)
	12–15	Silverman et al. (2017)
	$15.7^{+0.3}_{-0.4}$	Esta tesis
2008bk	9	Jerkstrand et al. (2018)
	$9.0^{+0.1}_{-0.1}$	Esta tesis
2012aw	15	Jerkstrand et al. (2014)
	15	Silverman et al. (2017)
	$14.3^{+0.5}_{-0.4}$	Esta tesis
2012ec	13–15	Jerkstrand et al. (2015)
	$9.9^{+0.3}_{-0.2}$	Esta tesis
2017eaw	15	Van Dyk et al. (2019)
	$15.5^{+0.5}_{-0.4}$	Esta tesis

de la distancia a la galaxia huésped, Eldridge & Xiao (2019) determinaron una luminosidad mayor de $\log(L/L_{\odot}) = 5.0 \pm 0.1$, por lo tanto, sugiriendo un progenitor más masivo de $M_{\text{ZAMS}} = 14^{+1}_{-2} M_{\odot}$. Sin embargo, esta estimación de la masa inicial no es utilizada en la comparación ya que con la nueva distancia no pudimos encontrar un modelo que reproduzca las observaciones (ver Sección 4.2). Es importante resaltar nuevamente que aunque no se estimaron las propiedades físicas de la SN 2004et utilizando la última estimación de la distancia, el propósito de esta sección es comparar con resultados previos. Jerkstrand et al. (2012) modelaron los espectros nebulares de la SN 2004et e infirieron un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$. Por otro lado, Silverman et al. (2017) utilizaron espectros nebulares sintéticos de Dessart et al. (2013) y Jerkstrand et al. (2014) y encontraron que las observaciones de la SN 2004et son consistentes con un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 12\text{--}15 M_{\odot}$.

SN 2005cs. La detección del progenitor de la SN 2005cs está bien documentada en varios estudios en la literatura, donde todos coinciden con un rango similar de masas iniciales. Los primeros trabajos que identificaron el progenitor de esta SN estiman $M_{\text{ZAMS}} = 9^{+3}_{-2} M_{\odot}$ (Maund et al. 2005) y $10 \pm 3 M_{\odot}$ (Li et al. 2006). Eldridge et al. (2007) reanalizaron la fotometría disponible y estimaron un progenitor menos masivo de $6\text{--}8 M_{\odot}$. Smartt et al. (2009) utilizaron la estimación de la luminosidad de Maund et al. (2005) y otro código de evolución estelar para caracterizar las propiedades del progenitor y sugieren un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 7^{+3}_{-1} M_{\odot}$. Imágenes tomadas cinco años después de la explosión fueron claves no sólo para confirmar al progenitor de la SN 2005cs, sino que además permitieron sustraer la emisión de un cúmulo de estrellas situado cerca del progenitor. Con este nuevo análisis, Maund et al. (2014b) determinaron que la estrella progenitora era menos brillante que la estimación realizada por Maund et al. (2005) y más luminosa que la de Li et al. (2006), sugiriendo una M_{ZAMS} de $9.5^{+3.4}_{-2.2} M_{\odot}$. Finalmente, Davies & Beasor (2018) estimaron $\log(L/L_{\odot}) = 4.38 \pm 0.07$ y $M_{\text{ZAMS}} = 7.1 \pm 0.5 M_{\odot}$. Para esta SN, no hay espectros nebulares disponibles.

SN 2008bk. Las propiedades del progenitor de la SN 2008bk fueron analizadas en diversos trabajos. Maoz & Mannucci (2008) detectaron y midieron las magnitudes de la estrellas progenitora en imágenes de archivo tomadas en las bandas J y K_s con el VLT en 2005. Mattila

et al. (2008) analizaron también imágenes ópticas y en banda H del VLT y, usando los colores intrínsecos de supergigantes rojas galácticas y en la Nube Mayor de Magallanes, modelaron la distribución espectral de energía. De esta forma estimaron que la extinción total en la línea de visión del progenitor es $A_V = 1.0 \pm 0.5$ mag, y que la estrella era de tipo espectral M4 I con $M_{ZAMS} = 8.5 \pm 1.0 M_\odot$. Smartt et al. (2009) estimaron un rango de masas iniciales más grande ya que comparan la luminosidad del progenitor con la luminosidad de los modelos estelares desde la finalización de la quema nuclear del helio hasta el inicio de la quema del neón, suponiendo que la estrella podría estallar en estos estadios. Por otro lado, Van Dyk et al. (2012) estimaron que la extinción en el ambiente galáctico cercano de la SN 2008bk es despreciable. Esto sería consistente con: (1) que los espectros durante la fase fotosférica de la SN 2008bk no muestran absorción por Na I D debida a la galaxia huésped; (2) la falta de emisión a $8.0 \mu\text{m}$ —usualmente atribuida a la emisión de hidrocarburos aromáticos policíclicos en nubes de polvo interestelar— en la posición de la SN 2008bk en imágenes de archivo obtenidas con el instrumento *InfraRed Array Camera* (IRAC) a bordo del *Spitzer Space Telescope*; y (3) el valor medio de la extinción interna en la galaxia huésped es generalmente baja (Pierce & Tully 1992). El análisis de Van Dyk et al. (2012) estima la luminosidad de la estrella progenitora en $\log(L/L_\odot) = 4.57 \pm 0.06$ y $M_{ZAMS} = 8-8.5 M_\odot$, es decir, una estrella menos luminosa y, por lo tanto, menos masiva que las estimaciones previas. Maund et al. (2014a) presentaron imágenes adquiridas tres años después de la explosión con el mismo instrumento y los mismos filtros que las imágenes preexplosión. A partir de técnicas de sustracción de imágenes (entre las imágenes pos y preexplosión), Maund et al. (2014a) argumentaron que el progenitor de la SN 2008bk es una supergigante roja altamente enrojecida. Sin embargo, el análisis de las poblaciones estelares en el entorno de la SN 2008bk indica que la extinción alrededor de las poblaciones estelares es significativamente más baja, del orden de diez veces menor (Maund 2017). Esto podría sugerir que la alta extinción entorno al progenitor de la SN 2008bk sea de carácter local y que no afecte al resto de las poblaciones estelares alrededor de la SN. Finalmente, Davies & Beasor (2018) utilizaron la estimación de la extinción de Maund (2017) junto nuevas estimaciones de correcciones bolométricas e infirieron un progenitor de $M_{ZAMS} = 8.3_{-0.6}^{+0.6} M_\odot$. A partir de espectros nebulares, Jerkstrand et al. (2018) estimaron la masa inicial del progenitor en $9 M_\odot$.

SN 2012aw. Van Dyk et al. (2012b) y Fraser et al. (2012) identificaron la misma estrella como posible progenitora de la SN 2012aw. Ambos trabajos llevaron a cabo análisis similares y sugirieron que la estrella progenitora era bastante luminosa y con M_{ZAMS} en el rango de $15-20 M_\odot$ (Van Dyk et al. 2012b) y $14-26 M_\odot$ (Fraser et al. 2012). Además, en ambos trabajos sugieren que el progenitor padecía un enrojecimiento significativo. No obstante, como la extinción en la línea de visión de la SN 2012aw era baja, se propuso que el enrojecimiento del progenitor era debido a polvo circunestelar el cual fue destruido en la explosión (Van Dyk et al. 2012b). Sin embargo, Kochanek et al. (2012) argumentaron que Fraser et al. (2012) y Van Dyk et al. (2012b) han sobrestimado la extinción del progenitor, y por lo tanto, su luminosidad. Kochanek et al. (2012) utilizaron un código para calcular como los fotones son desviados, absorbidos y reemitidos debido al polvo alrededor de una estrella y modelaron la distribución espectral de energía del progenitor. De esta forma, Kochanek et al. (2012) sugirieron un progenitor menos luminoso ($\log(L/L_\odot) < 5.0$) y un límite superior para M_{ZAMS} de $15 M_\odot$. Luego, Smartt (2015) utilizó la luminosidad determinada por Kochanek et al. (2012) y estimó $M_{ZAMS} = 13_{-2}^{+2} M_\odot$ comparando la luminosidad del progenitor con modelos evolutivos. Por último, Davies & Beasor (2018) adoptaron la extinción derivada a través de los colores de las estrellas cercanas al sitio de la SN (Maund 2017) y obtuvieron una masa inicial consistente con los trabajos más recientes. La comparación de los espectros nebulares de la SN 2012aw con espectros sintéticos llevó a Jerkstrand et al. (2014) y Silverman et al.

(2017) a sugerir un progenitor de $15 M_{\odot}$.

SN 2012ec. El progenitor de la SN 2012ec fue identificado en imágenes previas a la explosión del HST en el filtro F814W. Junto con los límites superiores debido a la no detección en los filtros F450W y F606W, Maund et al. (2013) estimaron la luminosidad del progenitor en $\log(L/L_{\odot}) = 5.15 \pm 0.19$ al comparar con distribuciones espectrales de energía sintéticas. A partir de este resultado infirieron un rango de M_{ZAMS} de $14\text{--}22 M_{\odot}$. Con la estimación de la luminosidad hecha por Maund et al. (2013), Smartt (2015) reanalizó la masa del progenitor y obtuvo $M_{\text{ZAMS}} = 16_{-5}^{+5} M_{\odot}$. Resultados similares fueron inferidos por Davies & Beasor (2018). Por otro lado, Jerkstrand et al. (2015) hicieron un análisis de los espectros nebulares de la SN 2012ec e infirieron un progenitor en el rango de $M_{\text{ZAMS}} = 13\text{--}15 M_{\odot}$.

SN 2017eaw. Varios autores han estudiado las propiedades del progenitor de la SN 2017eaw. Kilpatrick & Foley (2018) encontraron una estrella supergigante roja compatible con una masa inicial de $\sim 13 M_{\odot}$. Rui et al. (2019) llegaron a un resultado similar estimando la masa inicial del progenitor en $12 \pm 2 M_{\odot}$. El estudio de Van Dyk et al. (2019) establece que el progenitor de la SN 2017eaw es una supergigante roja luminosa con indicios de polvo en sus inmediaciones compatible con una estrella de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$. Desafortunadamente, estos tres trabajos adoptaron diferentes valores para la distancia al objeto. Recientemente, Murphy et al. (2018), Anand et al. (2018) y Van Dyk et al. (2019) usaron imágenes de archivo del HST tomadas en las regiones externas de la galaxia huésped de la SN 2017eaw, NGC 6946, para medir el extremo de la rama de las gigantes rojas e inferir la distancia a la galaxia. Estos tres trabajos arriban al mismo valor para la distancia dentro de sus rangos de error. En este contexto, Eldridge & Xiao (2019) utilizaron las últimas estimaciones de la distancia para reevaluar la luminosidad del progenitor de la SN 2017eaw y estimaron la masa inicial en $14.0_{-3.5}^{+3.0} M_{\odot}$, consistente con los resultados de Van Dyk et al. (2019) para la misma distancia. Van Dyk et al. (2019) además sugiere un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$ a partir del análisis de los espectros nebulares.

SN 2018aoq. O’Neill et al. (2019) detectaron una fuente en la ubicación de la SN 2018aoq en cuatro filtros del HST. A través del modelado de la distribución espectral de energía encontraron un rango de luminosidad de $\log(L/L_{\odot}) = 4.56\text{--}4.83$ y una temperatura efectiva de 3500 ± 150 K, implicando una estrella supergigante roja. Utilizando modelos estelares de evolución aislada y binaria, O’Neill et al. (2019) infirieron una masa inicial de $10 \pm 0.2 M_{\odot}$. Esta SN no tiene espectros nebulares disponibles.

La Figura 4.8 compara las masas iniciales obtenidas por medio del modelado hidrodinámico de la curva de luz bolométrica y la evolución de la velocidad fotosférica con aquellas estimadas a partir del análisis de la estrella progenitora en imágenes preexplosión. Dado que no tenemos herramientas para determinar cuales de las estimaciones presentadas en los diferentes trabajos son más fehacientes, presentamos todas las estimaciones junto con sus incertezas. Observamos un buen acuerdo entre ambos métodos de estimación de M_{ZAMS} , considerando los rangos de valores presentados, para casi todas las SNs II en la muestra de comparación. Las SNs 2004et y 2012ec son las únicas que muestran diferencias. El modelado hidrodinámico sugiere un progenitor menos masivo para la SN 2012ec mientras que la fotometría preexplosión propone uno más masivo. Lo opuesto sucede para la SN 2004et.

Análisis similares al presentado en esta sección fueron publicados por Morozova et al. (2018) y Eldridge et al. (2019). Estos trabajos usan grandes grillas de simulaciones hidrodinámicas y un método de ajuste basado en la minimización de χ^2 . Morozova et al. (2018) utilizaron una muestra de SNs II que incluye ocho eventos con progenitores observados. A primera vista, existe una discrepancia entre la masa del progenitor estimada por Morozova et al.

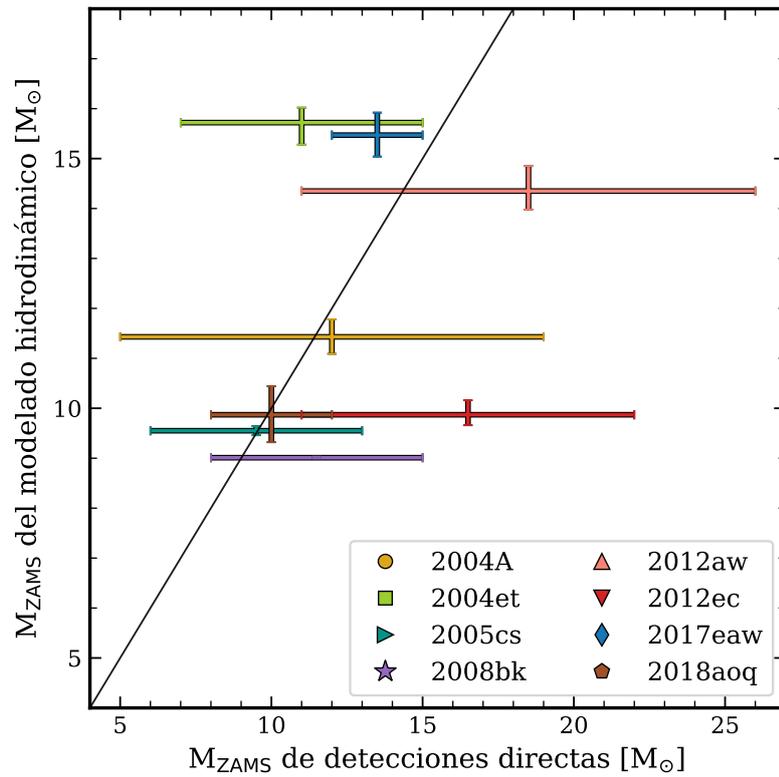


Figura 4.8: Comparación entre las masas iniciales derivadas en este trabajo y las estimaciones provenientes de las imágenes preexplosión. Utilizamos todos los valores de la masa inicial determinados a partir de imágenes preexplosión que se encuentran en la literatura. Los trazos continuos con borde oscuro representan los rangos de valores publicados en la literatura (ver la Tabla 4.3 para más detalles).

(2018) y aquella determinada a partir de la fotometría preexplosión. [Morozova et al. \(2018\)](#) atribuyen esta diferencia al uso de modelos preSN para inicializar la explosión provenientes de un código de evolución estelar distinto al utilizado para conectar la luminosidad del progenitor con la masa inicial. [Eldridge et al. \(2019\)](#) proclaman que sus resultados son consistentes con aquellos provenientes de las imágenes preexplosión, aunque notan que sus resultados muestran una tendencia a progenitores más masivos. En resumen, los dos trabajos mencionados presentan resultados que son consistentes con las detecciones directas de los progenitores pero con una tendencia a progenitores más masivos. Es importante mencionar que aunque ambos trabajos usen una muestra de SNs II más grande que la estudiada en esta sección, algunos de estos candidatos a progenitor aún no han sido confirmados. Imágenes posexposición cuando la SN haya disminuido suficientemente su brillo son necesarias para confirmar el progenitor mediante su desaparición.

Por otro lado, la discrepancia en la masa de los progenitores podría deberse a que [Morozova et al. \(2018\)](#) y [Eldridge et al. \(2019\)](#) sólo utilizan información de las curvas de luz para obtener propiedades físicas del progenitor sin usar ninguna información espectral, como la velocidad de expansión del material eyectado. Una de las diferencias con el trabajo presentado en esta tesis es que aquí modelamos la velocidad de la fotosfera simultáneamente con la evolución de la luminosidad. Ignorar las restricciones que provee las velocidades de expansión de la SN podrían producir grandes discrepancias en las propiedades físicas de los progenitores (ver la Sección 4.4).

Un análisis similar al anterior puede llevarse a cabo al comparar con las masas iniciales inferidas a través de espectros nebulares. Los espectros nebulares de las SNs permiten examinar los productos de la nucleosíntesis estelar. En particular, el estudio de las líneas de emisión de O I $\lambda\lambda 6300, 6364 \text{ \AA}$ permiten caracterizar la cantidad de oxígeno en el núcleo estelar, la cual está relacionada con la masa inicial de la estrella. La comparación de la masas de los progenitores obtenidas con ambos métodos se muestra en la Figura 4.9, donde se observa un excelente acuerdo entre ambos métodos para todos los objetos, excepto para la SN 2012ec.

La SN 2012ec es la única que muestra una discrepancia entre la masa inicial inferida a través del modelado hidrodinámico y la masa inicial estimada tanto por el análisis directo del progenitor como por el análisis de los espectros nebulares. Desde el punto de vista del modelado de la curva de luz bolométrica y las velocidades de expansión, se infiere una masa eyectada durante la explosión de $M_{\text{ey}} \sim 8 M_{\odot}$, la cual está relacionada con una estrella de $M_{\text{ZAMS}} \sim 10 M_{\odot}$. Por otro lado, la fotometría preexplosión encuentra un progenitor rojo y luminoso. Es preciso mencionar que la fotometría preexplosión provee la luminosidad del progenitor, principalmente asociada a la cantidad de material de su núcleo, y no su masa inicial o final. La luminosidad es luego convertida a una masa en la ZAMS al comparar con modelos estelares de estrellas aisladas que terminan como supergigantes rojas dentro del rango de luminosidades estimado. Este análisis indica un progenitor con M_{ZAMS} entre ~ 11 y $22 M_{\odot}$. Se observa que aunque este valor es más grande que nuestra estimación, ambos valores no son estadísticamente distintos dado la gran incerteza en el análisis de las imágenes preexplosión. Además, el estudio de los espectros nebulares sugiere un rango de M_{ZAMS} entre 13 y $15 M_{\odot}$. Recopilando toda esta información, se obtiene un progenitor luminoso cuyo núcleo tiene una masa correspondiente a aquellas estrellas de $\sim 14 M_{\odot}$ en la ZAMS (de acuerdo al análisis de espectros nebulares y consistente con la detección directa del progenitor), pero con una eyección de masa típica de una estrella aislada de $10 M_{\odot}$. Un análisis detallado de la estrella progenitora de la SN 2012ec está más allá del alcance de esta tesis; sin embargo, la combinación de resultados presentada anteriormente podría obtenerse si se adopta un rotador rápido o una estrella en un sistema binario interactuante como progenitora de la SN 2012ec,

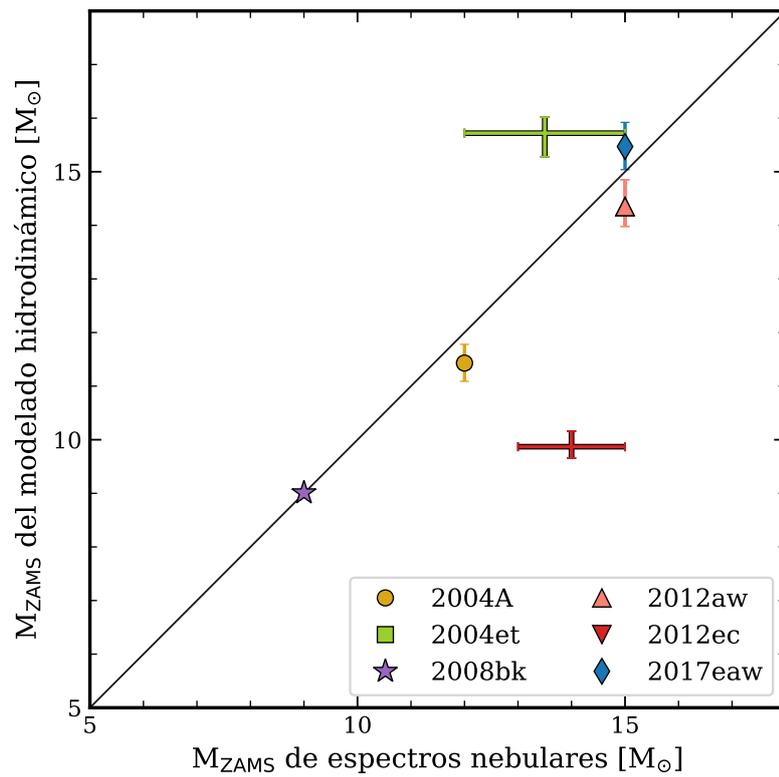


Figura 4.9: Comparación entre las masas iniciales derivadas en este trabajo y las estimaciones provenientes de espectros nebulares. Utilizamos todos los valores de la masa inicial determinados a partir del análisis de espectros nebulares que se encuentran en la literatura. Cada marcador con sus barras de error representan una estimación independiente, mientras que los trazos continuos con borde oscuro y sin marcador representan rangos de valores publicados en la literatura (ver la Tabla 4.4 para más detalles).

como fue propuesto por [Straniero et al. \(2019\)](#). De esta manera, una estrella de unos $\sim 15 M_{\odot}$ podría perder una mayor cantidad de material de lo que se espera por la evolución estelar aislada convencional. La rotación estelar produce núcleos más masivos y un incremento en la tasa de pérdida de masa produciendo envolturas menos masivas, entre otros efectos físicos. Un sistema binario con una estrella primaria de masa inicial similar a la estimada por el análisis de los espectros nebulares ($\sim 15 M_{\odot}$) que experimenta episodios de transferencia de masa a su compañera también podría explicar la discrepancia. De hecho, a través de simulaciones de síntesis poblacional, [Zapartas et al. \(2019\)](#) concluyen que una fracción importante de progenitores de SNe II (entre un tercio y la mitad) podrían interactuar con una estrella compañera antes de explotar.

En esta sección también comparamos las masas eyectadas estimadas en esta tesis con aquellas inferidas por [Martinez & Bersten \(2019\)](#). Aunque ambos trabajos utilizan el mismo código hidrodinámico, los modelos de progenitor y la selección de los modelos que reproducen las observaciones fueron realizados de manera muy distinta. En [Martinez & Bersten \(2019\)](#) utilizamos modelos politrópicos para emular la estructura del progenitor antes del colapso nuclear, mientras que en esta tesis utilizamos cálculos de evolución estelar. Los modelos politrópicos permiten obtener la estructura final de la estrella dependiendo sólo de las propiedades previas a la explosión, en principio sin ninguna información de la masa inicial. Por lo tanto, sólo comparamos la masa eyectada en vez de la masa inicial. [Martinez & Bersten \(2019\)](#) además eligieron sus modelos preferidos comparando visualmente los modelos y observaciones, mientras que aquí utilizamos un método estadístico robusto. La Figura 4.10 muestra dicha comparación. Observamos que hay un pobre acuerdo entre las masas eyectadas inferidas por ambos trabajos, siendo aquellas estimadas en [Martinez & Bersten \(2019\)](#) sistemáticamente más grandes que las obtenidas en esta tesis. Las SNe 2004et y 2012aw presentan las diferencias más grandes, siendo del orden de 3.5 y $10 M_{\odot}$, respectivamente.

Como mencionamos anteriormente, la única diferencia física entre ambos trabajos está en el cálculo de los modelos de progenitor. Los modelos politrópicos permiten una gran variedad de estructuras preSN, cada una con diferente masa, radio, composición química y perfil de densidad. Los modelos presentados en [Martinez & Bersten \(2019\)](#) muestran que pueden existir otro tipo de estructuras preSN, alternativas a las estructuras derivadas adoptando la teoría de evolución estelar aislada, que podrían también ser soluciones. Esto podría indicar que diferentes soluciones podrían ser encontradas si las suposiciones en la evolución estelar cambian, por ejemplo con respecto a los procesos de mezcla y pérdida de masa. Es decir, modificando estos parámetros evolutivos, podríamos obtener modelos estelares preSN similares a los inferidos por [Martinez & Bersten \(2019\)](#). Esto es una opción dadas las incertezas aún presentes en el modelado estelar, especialmente en estrellas masivas. Esto indica además que nuestros resultados están restringidos a los modelos de progenitor utilizados, y por lo tanto, que dependen fuertemente de las suposiciones realizadas en los modelos de evolución estelar. Por otro lado, en esta tesis utilizamos una gran grilla de simulaciones y un método de ajuste con soporte estadístico que inicialmente cubre la totalidad del espacio de parámetros. Mientras que la comparación visual puede encontrar soluciones que reproducen las observaciones, no considera otras posibles soluciones, algunas de las cuales pueden ser incluso más probables.

A partir del análisis propuesto concluimos que hemos implementado un método estadístico para inferir propiedades físicas de SNe II, el cual muestra un importante acuerdo con los resultados inferidos por otros métodos independientes, como el análisis directo de la estrella progenitora en imágenes preexplosión y el estudio de espectros nebulares. El próximo paso es analizar una muestra mucho más grande de SNe II (ver el Capítulo 6).

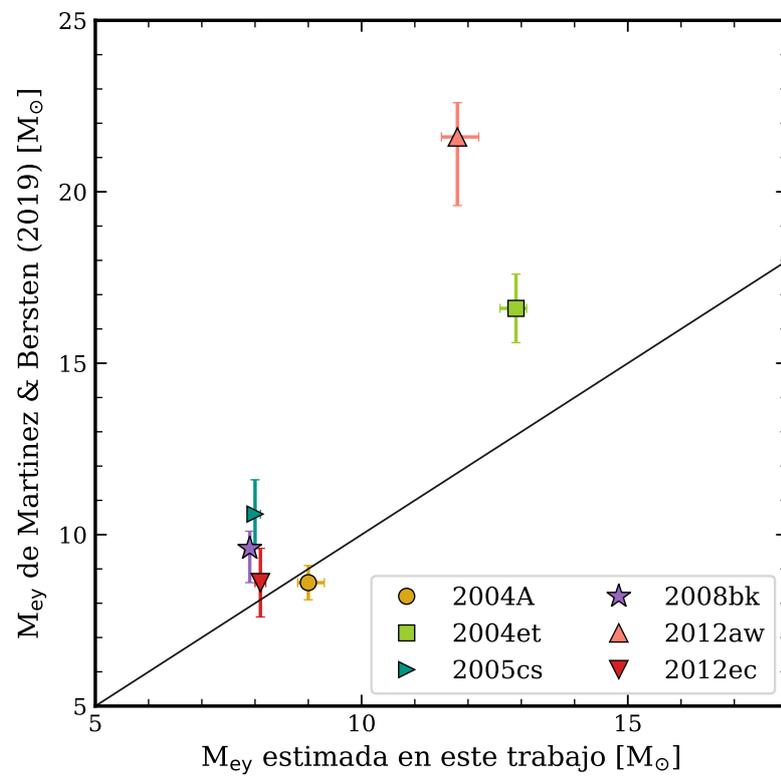


Figura 4.10: Comparación entre las masas eyectadas durante la explosión derivadas en esta tesis con las estimaciones de [Martinez & Bersten \(2019\)](#).

4.4. Discusión

Uno de los mayores inconvenientes de inferir propiedades físicas a través del modelado de las curvas de luz es que existe una degeneración sobre algunos parámetros al reproducir las observaciones. Por ejemplo, siguiendo tanto estudios analíticos previos (p. ej., [Litvinova & Nadezhin 1985](#)) como hidrodinámicos, se observa que la luminosidad durante la fase de plateau aumenta con la energía de explosión, mientras que la duración de dicha fase disminuye. Al contrario, la luminosidad de la fase de plateau disminuye al aumentar la cantidad de material expulsado por la SN, mientras que la duración de esta fase aumenta. Esto indica una degeneración en el plano $E_{\text{exp}}-M_{\text{ey}}$, donde una combinación diferente de parámetros físicos pueden producir curvas de luz y propiedades espectroscópicas similares durante la fase de recombinación. De hecho, [Goldberg et al. \(2019\)](#) argumentan que no se puede restringir la masa eyectada durante la SN, la energía de la explosión y el radio del progenitor a través de la curva de luz y las velocidades. Por otro lado, [Dessart & Hillier \(2019\)](#) notan una degeneración desde el punto de vista de la evolución estelar, donde diferentes progenitores pueden finalizar su evolución con valores comparables para la masa de la envoltura rica en hidrógeno, produciendo así fases fotosféricas similares.

Durante los últimos años, el modelado hidrodinámico de curvas de luz y velocidades de SNs II ha sugerido una importante discrepancia entre la masa eyectada por la SN y las masas iniciales de los progenitores observados. Por ejemplo, [Utrobin & Chugai \(2008\)](#) presentaron un modelo detallado de la SN 2005cs y una recopilación de resultados para otras tres SNs II (SNs 1987A, 1999em y 2003Z). En base a esto, estos autores argumentan que las masas de los progenitores determinadas por el modelado hidrodinámico son sistemáticamente más grandes que si las SNs II se hubiesen originado por progenitores en el rango de M_{ZAMS} de 9 a $25 M_{\odot}$, adoptando una IMF de Salpeter ([Salpeter 1955](#)). Esto difiere enormemente con las detecciones directas de progenitores de SNs II en imágenes preexplosión, las cuales infieren progenitores menos masivos que $M_{\text{ZAMS}} \simeq 18 M_{\odot}$. Sin embargo, [Martinez & Bersten \(2019\)](#) analizaron una muestra de seis SNs II con progenitores confirmados a través de su desaparición en imágenes posexplosión y encontraron que las masas determinadas por el modelado hidrodinámico de las curvas de luz y velocidades de expansión no son sistemáticamente más grandes que aquellas inferidas a través del análisis directo de los progenitores, como también se presenta en [Martinez et al. \(2020\)](#) y en este capítulo. No obstante, como se nota en [Martinez & Bersten \(2019\)](#), si se adoptan modelos de progenitores y parámetros de la explosión similares a los de [Utrobin & Chugai \(2008\)](#), se obtienen curvas de luz similares. Esto muestra nuevamente la degeneración presente en el modelado de las curvas de luz de SNs.

En esta tesis proponemos que una inspección detallada de la degeneración y la discrepancia entre las masas determinadas por modelos hidrodinámicos y las masas inferidas por la detección directa de los progenitores pueden alcanzarse con una grilla de modelos de explosión en un amplio espacio de parámetros, que consta de una variedad considerable de modelos de curvas de luz y velocidades de expansión, y un método de ajuste con soporte estadístico, como se presenta en este capítulo. Con las consideraciones antes mencionadas y por el análisis presentado en el Capítulo 4, concluimos que no se encuentra una discrepancia sistemática entre las masas iniciales de los progenitores de SNs II inferidas por el modelado hidrodinámico y la observación directa de los progenitores.

Debido a la degeneración en los parámetros físicos de SNs II, y al hecho que se podría encontrar una solución adoptando M_{ey} y E_{exp} más grandes (consistente con la degeneración en el plano $E_{\text{exp}}-M_{\text{ey}}$), comparamos modelos de curvas de luz y velocidades fotosféricas de progenitores masivos con observaciones. De esta forma buscamos analizar si existe alguna so-

lución proveniente de un progenitor masivo que pueda reproducir observaciones de SNs II que haya sido descartada por el procedimiento de MCMC porque no es la solución más probable. La Figura 4.11 muestra esta comparación usando la SN 2012ec como ejemplo. Presentamos modelos hidrodinámicos para diferentes masas iniciales en comparación con el modelo MAP para dicha SN. El modelo MAP tiene las siguientes propiedades físicas: $M_{\text{ZAMS}} = 9.9 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 0.59$ foe, $M_{\text{Ni}} = 0.034 M_{\odot}$ y un grado de mezcla del ^{56}Ni de 0.28 (dado como fracción de la masa preSN). Además, mostramos modelos para diversas energías de explosión. Cada modelo cuenta con los mismos valores de M_{Ni} y mezcla de ^{56}Ni que el modelo MAP. En la figura además se incluye el valor del χ^2 para cada modelo respecto al valor correspondiente al modelo MAP.

El panel superior de la Figura 4.11 muestra el caso para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$. A pesar del gran rango de energía de explosión investigado, se nota que ninguno de los modelos reproduce la curva de luz. No se muestra un rango de energía más grande ya que modelos más energéticos producen SNs más brillantes y fases fotosféricas más cortas, y lo opuesto para explosiones menos energéticas. La luminosidad de la fase de plateau y las velocidades fotosféricas están bien representadas por el modelo con $E_{\text{exp}} = 0.7$ foe, aunque predice una duración de la fase fotosférica ~ 40 días más larga. Algo similar se observa en el panel central de la Figura 4.11 para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 20 M_{\odot}$. La mayor diferencia con el caso anterior es que en este ejemplo el modelo con $E_{\text{exp}} = 0.7$ foe también falla en reproducir las velocidades fotosféricas a tiempos tempranos. El panel inferior muestra modelos para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 25 M_{\odot}$. En este ejemplo, el modelo con $E_{\text{exp}} = 1.1$ foe reproduce la duración de la fase fotosférica pero falla en reproducir su morfología. Adicionalmente, este modelo predice velocidades más bajas que las observaciones.

Con este análisis mostramos que nuestro procedimiento de ajuste no descarta posibles soluciones —aunque menos probables— para modelos de progenitores más masivos. Por lo tanto, confiamos en que este procedimiento de ajuste encuentra las mejores soluciones y, al menos dentro de la grilla de modelos presentada en el Capítulo 2, otros modelos son mucho menos probables.

Para el caso del progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 25 M_{\odot}$ (panel inferior de la Figura 4.11), las velocidades observadas contribuyen fuertemente al momento de descartar los modelos con E_{exp} entre 1.0 foe y 1.1 foe. Por lo tanto, a continuación mostramos con un simple ejemplo la importancia de considerar la velocidad de expansión en la determinación de propiedades físicas de la SN a través del modelado hidrodinámico. Para esto, ejecutamos nuevamente el método de ajuste para la SN 2017eaw, pero esta vez considerando sólo la curva de luz bolométrica, es decir, ignorando las velocidades fotosféricas. Los resultados de esta prueba pueden ser observados en la Figura 4.12. Como era de esperarse, se obtiene un muy buen ajuste entre los modelos y la curva de luz bolométrica observada, pero las velocidades no se reproducen adecuadamente. En este caso, M_{ZAMS} se estima en $21.2 M_{\odot}$, es decir, $\sim 6 M_{\odot}$ más grande que el valor estimado a través del modelado de la curva de luz y velocidades fotosféricas.

Claramente, comparar modelos y observaciones sólo de la curva de luz no es un buen método para estimar las propiedades físicas de la explosión. Sin embargo, este es el método usualmente utilizado en la literatura. En particular, es utilizado en los trabajos de [Morozova et al. \(2018\)](#) y [Eldridge et al. \(2019\)](#), donde existe una tendencia a encontrar progenitores más masivos con respecto a las masas inferidas a través de la detección directa de los progenitores en imágenes preexplosión (ver Sección 4.3). Con este ejemplo enfatizamos que hay que proceder con cautela cuando se derivan propiedades físicas de SNs sin ninguna información espectral. Si las velocidades de expansión no son tenidas en cuenta, se podría llegar a una determinación incorrecta de la masa y la energía de la explosión. La evolución de la velocidad del material

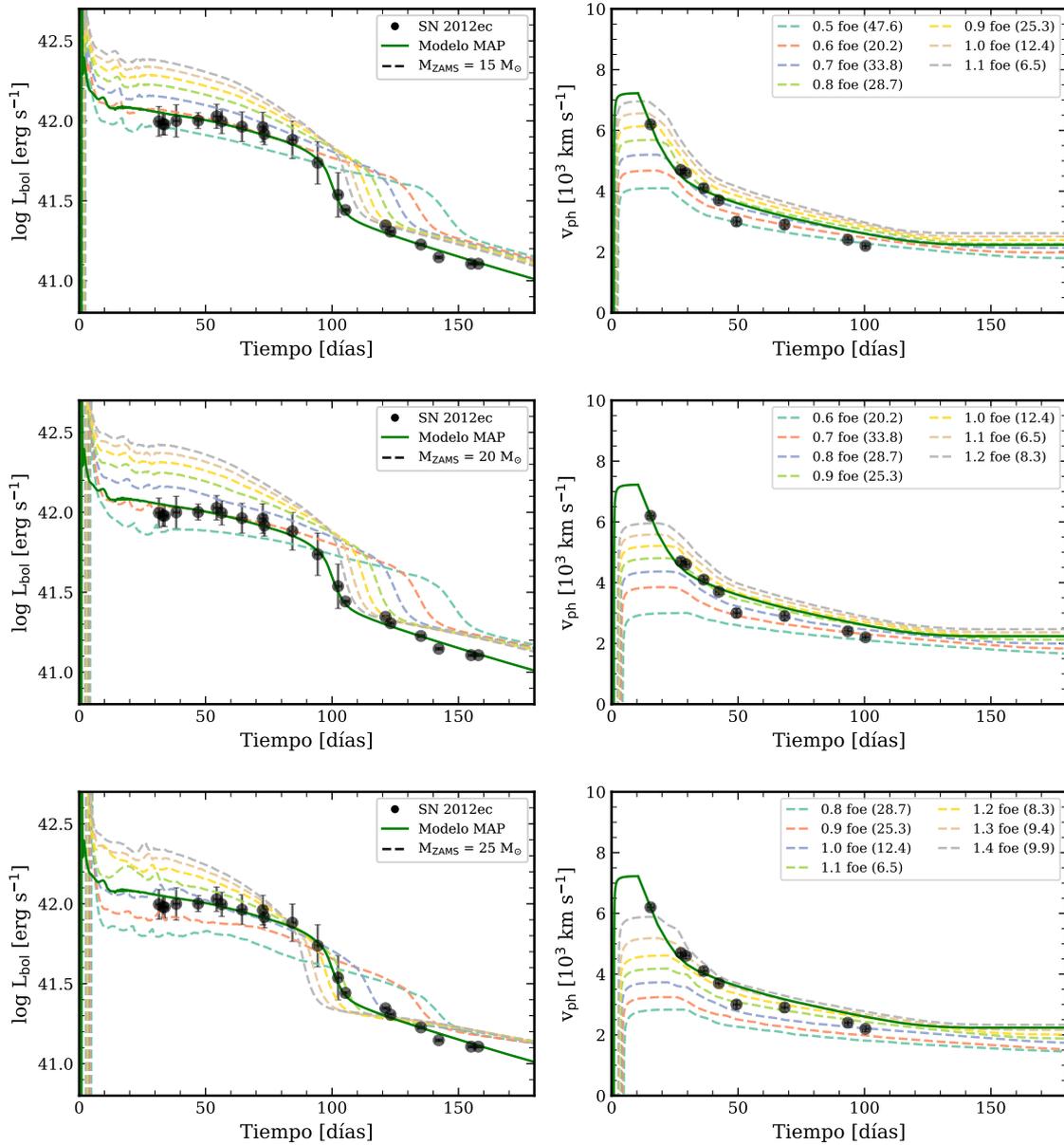


Figura 4.11: Modelos de explosión para diferentes masas iniciales (líneas discontinuas) en comparación con el modelo MAP (línea continua) y las observaciones de la SN 2012ec (puntos negros). El modelo MAP tiene las siguientes propiedades físicas: $M_{\text{ZAMS}} = 9.9 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 0.59$ foe, $M_{\text{Ni}} = 0.034 M_{\odot}$ y un grado de mezcla del ^{56}Ni de 0.28 (dado como fracción de la masa preSN). Las líneas discontinuas están coloreadas de acuerdo a diferentes valores de la energía de la explosión. Estos modelos utilizan los mismos valores para la masa y la mezcla de ^{56}Ni que el modelo MAP. A continuación del valor de E_{exp} —y entre paréntesis— se presenta el valor de χ^2 para ese modelo respecto al valor correspondiente al modelo MAP. *Panel izquierdo:* curvas de luz bolométricas. *Panel derecho:* evolución de la velocidad fotosférica. De arriba hacia abajo se muestran modelos para una estrella progenitora de 15, 20 y 25 M_{\odot} en la ZAMS.

eyectado es esencial porque restringe la tasa de expansión de la SN y permite descartar algunos modelos que sólo son compatibles con la curva de luz observada, reduciendo así la degeneración entre los parámetros físicos.

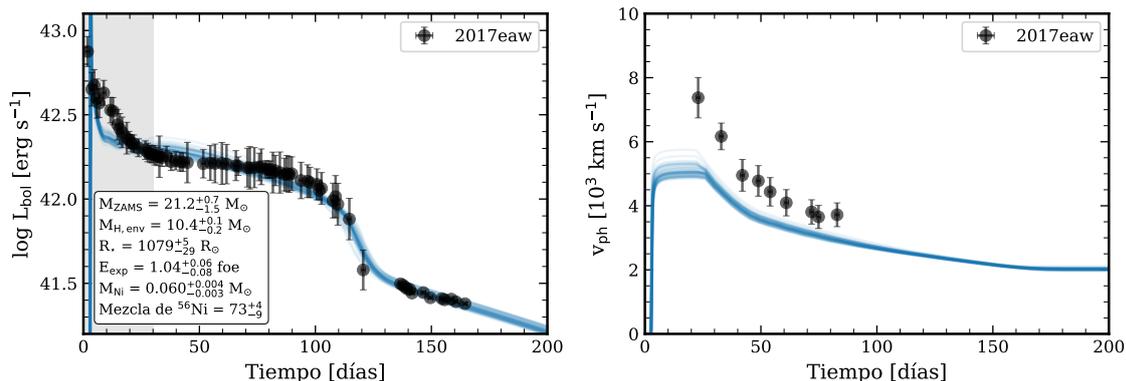


Figura 4.12: Curva de luz bolométrica (*panel izquierdo*) y evolución de las velocidades fotosféricas (*panel derecho*) para la SN 2017eaw en comparación con modelos de explosión elegidos aleatoriamente de la distribución de probabilidad de los parámetros. En este ejemplo no se consideraron las velocidades al momento del ajuste. Notamos que la diferencia de tono en el color azul está relacionada con la superposición de modelos.

4.5. Limitaciones

Los modelos de evolución estelar presentados en esta tesis requieren una gran cantidad de hipótesis. Para calcular los modelos de progenitores se adoptaron estrellas no rotantes y valores convencionales para la tasa de pérdida de masa por vientos y los parámetros de longitud de mezcla y overshooting. Dessart et al. (2013) exploraron como la variación de estos parámetros afectan la estructura final de un progenitor de SN II. Diferentes valores producen cambios en la masa de la envoltura rica en hidrógeno y del núcleo de helio, entre otros, aunque la masa inicial de la estrella sea la misma. Estudiar todas las posibilidades existentes de acuerdo con los diferentes parámetros que pueden ser utilizados es dificultoso y por fuera del alcance de esta tesis. De allí que los resultados obtenidos en este trabajo están sujetos a la hipótesis evolutiva adoptada (Sección 2.2). Cambiar dichas hipótesis podría conducir a resultados diferentes. Notamos nuevamente que nuestro método depende fuertemente de la evolución estelar adoptada.

En esta sección también discutimos las incertezas en los resultados que surgen de adoptar velocidades fotosféricas, tanto desde el punto de vista de los modelos como de las observaciones. El modelado de SNs utilizado en esta tesis requiere de la medición de la velocidad fotosférica. Uno de los procedimientos típicos para estimar dicha velocidad es a través de la medición de la velocidad en el máximo de absorción de líneas ópticamente delgadas, ya que ha sido demostrado que estas líneas se forman cerca de la fotosfera (Leonard et al. 2002). Dessart & Hillier (2005) analizaron varias velocidades de líneas en espectros sintéticos y determinaron que la línea del Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ provee gran precisión como estimador de la velocidad de la fotosfera. Esta suposición es ampliamente utilizada en la literatura. Consecuentemente, en esta tesis usamos la velocidad de esta línea como indicador de la velocidad fotosférica. No obstante, es preciso mencionar que los resultados de Dessart & Hillier (2005) están restringidos a una velocidad mínima de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ de $\sim 4000 \text{ km s}^{-1}$. En la muestra de SNs II analizada en este capítulo —así como también en la muestra del CSP-I analizada en los siguientes capítulos— existen objetos con velocidades por debajo de ese límite. Sin embargo, comparando las velocidades del Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ con los valores de la velocidad fotosférica inferidos a través del método presentado por Jones et al. (2009), el cual utiliza relaciones polinómicas calibradas a través de espectros sintéticos para convertir las velocidades observadas de $H\beta$ en

velocidades fotosféricas, hemos encontrado que ambos valores son consistentes dentro de las incertezas (Martinez et al. 2020). Esto provee un sustento adicional al uso de las velocidades de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ como velocidades fotosféricas.

Estudios recientes han utilizado otra aproximación para modelar las velocidades del material eyectado en las SNs. En vez de usar velocidades de línea observadas como indicadores de la velocidad fotosférica, estos trabajos calculan la velocidad de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ en la aproximación de Sobolev (Sobolev 1960) donde la profundidad óptica de Sobolev es igual a uno (Paxton et al. 2018; Goldberg et al. 2019; Ricks & Dwarkadas 2019). Sin embargo, la profundidad óptica de Sobolev precisa donde la línea se forma no es conocida, y diferentes valores se traducen en diferentes velocidades (ver la Figura 36 de Paxton et al. 2018). Para testear cómo nuestros resultados podrían verse afectados por las diferentes metodologías para modelar las velocidades de expansión de la SN comparamos nuestros modelos de velocidades fotosféricas con modelos de la velocidad de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ como fue definida por Paxton et al. (2018). Para esto utilizamos la Ecuación (53) de Paxton et al. (2018) para calcular la profundidad óptica de Sobolev para la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$. Para llevar a cabo este procedimiento es necesario conocer la fracción de ionización de los átomos de hierro. Esta información se proporciona en una tabla como función de la densidad y la temperatura y se encuentra en los directorios públicos del código MESA. La expresión de la profundidad óptica de Sobolev (Ecuación 53 de Paxton et al. 2018) es válida en una atmósfera en expansión homóloga³. Por lo tanto, las velocidades de Fe II sólo son calculadas a tiempos más tardíos que 25 días luego de la explosión.

La Figura 4.13 compara modelos de velocidad fotosférica y de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 12 M_{\odot}$ y tres valores de E_{exp} : 0.5, 1.0 y 1.5 foe. Se encuentran diferencias del orden de 1000 km s^{-1} a tiempos tempranos que decrecen con el tiempo. Por lo tanto, si esta manera de comparar modelos de velocidades de Fe II con observaciones es precisa, se esperan cambios en nuestros resultados. De acuerdo con la Figura 4.13, nuestros modelos de velocidad fotosférica subestiman las velocidades de Fe II. Ya que las velocidades de expansión de una SN están mayormente afectadas por la energía de la explosión, nuestros resultados podrían sobrestimar esta propiedad física. Diferencias en la masa expulsada por la SN también son esperables.

Como conclusión de este análisis, hemos discutido diferentes procedimientos para estimar la velocidad fotosférica del material eyectado, así como otras técnicas para modelar las velocidades de expansión. Si bien surgen diferencias en los parámetros físicos que mejor reproducen las observaciones para SNs II individuales, no es completamente claro cual modelo de velocidades se debería usar ya que ambos poseen incertezas.

Recientemente se ha encontrado que la mayoría de las SNs II muestran señales de interacción con una capa densa de CSM que rodea la estrella progenitora (González-Gaitán et al. 2015; Khazov et al. 2016; Yaron et al. 2017; Förster et al. 2018; Bruch et al. 2021). La interacción del material eyectado con un CSM moderadamente masivo (como es de esperarse para las SNs II) sólo afecta significativamente la evolución temprana de las SNs, con un efecto mínimo a épocas más tardías donde la evolución está dominada por la recombinación del hidrógeno y el decaimiento radiactivo (Morozova et al. 2018; Hillier & Dessart 2019). Dado que en esta tesis nos enfocamos en inferir las propiedades intrínsecas de los progenitores de SNs II y no en caracterizar las propiedades del CSM, los modelos de explosión presentados en la Sección 2.4 fueron calculados sin la inclusión de un CSM. Por lo tanto, el ajuste no es

³Un fluido en expansión homóloga supone que la velocidad de cada elemento del fluido es proporcional al radio $R = vt$.

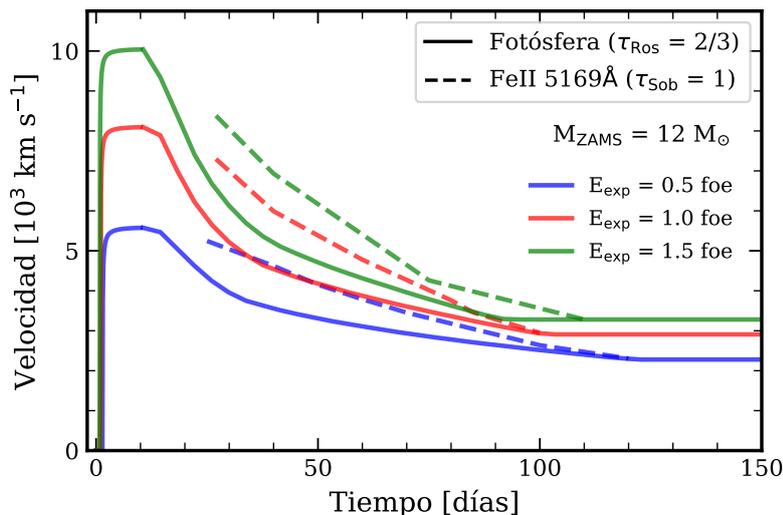


Figura 4.13: Comparación entre modelos de la velocidad fotosférica y de la velocidad de la línea de Fe II $\lambda 5169 \text{ \AA}$ para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 12 M_{\odot}$ y diferentes energías de explosión.

válido durante la evolución temprana de las SNs II. Por esta razón, decidimos no considerar los primeros 30 días de evolución desde la explosión de la curva de luz observada en el método de ajuste⁴. En consecuencia, se esperan diferencias entre los modelos y las observaciones durante la fase de enfriamiento, la cual podrían ser fuertemente afectada si existiera la interacción del material eyectado con un CSM.

A pesar de esto, decidimos no eliminar las velocidades observadas a tiempos tempranos del método de ajuste. El efecto de la interacción con un CSM es reducir las velocidades sólo a tiempo tempranos (ver p. ej., [Moriya et al. 2011](#)). Al modelar SNs II con señales de interacción usando modelos que no consideran la interacción con un CSM, los modelos deberían exhibir velocidades a tiempos tempranos similares o más grandes que las observadas, dado que estos modelos podrían servir como base de futuros modelos que consideren la interacción con un CSM. Luego, estos nuevos modelos podrían mostrar velocidades tempranas más pequeñas que los nuestros, posiblemente consistentes con las observaciones. Si las velocidades tempranas no son tenidas en cuenta, el modelo más probable podría mostrar velocidades más grandes o más pequeñas que las observaciones tempranas. De la discusión anterior, el primer caso no sería un problema. Sin embargo, el último caso podría ser incompatible con el escenario antes planteado, ya que cualquier futuro modelo incluyendo interacción con un CSM tendría velocidades tempranas incluso más bajas que las observadas. Por lo tanto, para evitar esta incompatibilidad, decidimos no eliminar las velocidades tempranas del método de ajuste.

Para mostrar este efecto utilizamos como ejemplo la SN 2005an. Modelamos esta SN con y sin las velocidades observadas a tiempo tempranos (≤ 30 días). Cuando las velocidades son tenidas en cuenta, el modelo de velocidades reproduce las observaciones adquiridas a lo largo de toda la evolución. Además, se encuentra una energía de explosión $E_{\text{exp}} = 0.77 \text{ foe}$ (ver Capítulo 6). Cuando las velocidades tempranas no son tenidas en cuenta, el modelo de velocidades posee valores más pequeños que las observaciones a dichas épocas (aunque similares a épocas posteriores) y se encuentra una energía de explosión más pequeña, $E_{\text{exp}} = 0.62 \text{ foe}$.

⁴Este valor es similar a la mediana de la distribución de la duración de la fase de enfriamiento (ver Sección 5.4).

Capítulo 5

Curvas de luz bolométricas de 74 SNs II

El objetivo de esta tesis es determinar propiedades físicas de la explosión y de los progenitores de una gran muestra de SNs II a través del modelado de la curva de luz y velocidades de expansión de la fotosfera. Debido a que el código utilizado para construir los modelos de curvas de luz calcula luminosidades bolométricas, el primer paso es calcular las curvas de luz bolométricas de la muestra. En este capítulo primero describimos el programa de observación que obtuvo los datos fotométricos y espectroscópicos utilizados en esta tesis y las características generales de la muestra de SNs II (Sección 5.1). Luego procedemos al cálculo de la luminosidad bolométrica para cada SN a través de su evolución utilizando el método detallado en la Sección 5.2. Es común observar en la literatura que existen diferentes métodos para estimar la evolución de la luminosidad bolométrica de una SN, es por esto que en la Sección 5.3 comparamos la curva de luz bolométrica de un grupo de SNs II calculada con diversos métodos ampliamente utilizados. Varios observables fueron medidos de las curvas de luz bolométricas para las SNs II dentro de la muestra estudiada, los cuales son detallados y analizados en la Sección 5.4. Finalmente, en la Sección 5.5 construimos relaciones para la corrección bolométrica de las SNs II en función de índices de color ópticos, las cuales son de gran importancia al momento de estimar la luminosidad bolométrica de las SNs II cuando sólo existen datos ópticos disponibles. Los principales resultados presentados en este capítulo han sido publicados en [Martinez et al. \(2022c\)](#).

5.1. Muestra de SNs II

Los datos observacionales utilizados en esta tesis fueron adquiridos por el programa de seguimiento de SNs denominado *Carnegie Supernova Project I* ([Hamuy et al. 2006](#)). Este programa operó entre los años 2004 y 2009 y obtuvo curvas de luz en bandas ópticas (*uBgVri*) y del NIR (*YJH*) en un sistema fotométrico bien definido y comprendido, junto con espectros ópticos de todo tipo de SN (ver p. ej., [Contreras et al. 2010](#); [Stritzinger et al. 2011, 2018](#); [Taddia et al. 2013](#); [Krisciunas et al. 2017](#)). Todas las observaciones fueron llevadas a cabo en el observatorio Las Campanas, situado en Chile.

El seguimiento observacional se iniciaba sobre SNs descubiertas antes o cerca de la época de máximo brillo, que ocurrían a bajo corrimiento al rojo ($z < 0.08$), a una declinación menor que 20° (para poder observarlas desde el Observatorio Las Campanas) y lo suficientemente

brillantes para ser observadas por algunas semanas. Esto resultó en una muestra limitada por brillo, por lo tanto, la muestra está sesgada a favor de la inclusión de SNs intrínsecamente más brillantes. Una vez que el seguimiento comenzaba, se obtenía fotometría en el óptico y en el NIR junto con espectros ópticos con una gran cadencia de observación hasta que la SN ya no era lo suficientemente brillante para continuar con las observaciones. En particular, el CSP-I obtuvo datos para 74 SNs II.

La instrumentación utilizada por el CSP-I, la adquisición y reducción de imágenes y calibración fotométrica han sido detalladas en trabajos previos (Hamuy et al. 2006; Contreras et al. 2010; Stritzinger et al. 2011; Folatelli et al. 2013; Krisciunas et al. 2017). Aquí describimos brevemente algunos de los conceptos más relevantes. Todas las imágenes ópticas (*uBgVri*) de las SNs II se obtuvieron con los telescopios *Swope* de 1m de diámetro e *Irénée de Pont* (“du Pont”) de 2.5m de diámetro. La mayoría de las imágenes ópticas se obtuvieron con la cámara CCD directa montada en el *Swope*, con una pequeña cantidad obtenidas con la cámara CCD situada en el *du Pont*. Las imágenes en el NIR fueron mayormente obtenidas con el instrumento *RetroCam*, una cámara IR construida específicamente para el CSP-I y montada en el telescopio *Swope*. Una pequeña cantidad de imágenes en el NIR se obtuvieron con el instrumento *Wide Field IR Camera* (WIRC) montado en el telescopio *du Pont*. La mayoría de las imágenes de las galaxias huésped (obtenidas una vez que cada SN haya disminuido su brillo por debajo del límite de detección usadas para sustraer el brillo de la galaxia de la SN) se obtuvieron en el telescopio *du Pont*, mientras que todas estas imágenes en el NIR se obtuvieron usando la cámara WIRC. Todas las imágenes —ciencia, estrellas estándares, galaxias huésped— fueron procesadas de la manera convencional, incluyendo corrección por bias, flats, linealidad del CCD y tiempo de retraso del obturador al tiempo de exposición.

En resumen, la muestra del CSP-I contiene 74 SNs II observadas y procesadas de la misma manera bajo un sistema fotométrico muy bien caracterizado, lo que disminuye considerablemente las incertezas observacionales. Además, esta muestra posee una gran cadencia de observación. Todo esto brinda gran calidad a los datos. De esta forma, *la muestra de SNs II del CSP-I es la más grande y más homogénea observada a la actualidad.*

La fotometría del CSP-I se encuentra en el sistema natural del telescopio y de la configuración instrumental de las observaciones. La fotometría para la muestra de SNs II se publicará en Anderson et al. (in prep.). Previamente, la fotometría en la banda *V* de las SNs II en la muestra del CSP-I fue publicada en Anderson et al. (2014b). Los espectros ópticos fueron publicados en Gutiérrez et al. (2017a,b). Curvas de luz, espectros y colores de la muestra completa de SNs II del CSP-I ya han sido analizados en varios trabajos previos (Gutiérrez et al. 2014, 2017a,b; Anderson et al. 2014a,b, 2016; de Jaeger et al. 2018; Pessi et al. 2019).

La distancia a cada SN II fue tomada del trabajo de Anderson et al. (2014b), excepto para las SNs 2005kh, 2009A y 2009aj ya que estas SNs no fueron analizadas en dicho trabajo. En Anderson et al. (2014b), las distancias fueron estimadas utilizando velocidades de recesión corregidas por la radiación cósmica de fondo si este valor es mayor que 2000 km s^{-1} , adoptando los siguientes parámetros: $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$ y $\Omega_\Lambda = 0.73$. Para valores de la velocidad recesional menores que 2000 km s^{-1} se utilizaron distancias independientes del corrimiento al rojo tomadas de NED. Para las SNs 2005kh y 2009A utilizamos el promedio pesado y la desviación estándar de las distancias independientes del corrimiento al rojo tomadas de NED, donde sólo hay estimaciones de la distancia utilizando el método de Tully-Fisher. Para la SN 2009aj usamos la distancia estimada en Rodríguez et al. (2020).

Las fechas de explosión fueron tomadas de Gutiérrez et al. (2017b) excepto para una SN en la muestra. Para la SN 2008bm utilizamos la nueva estimación de Rodríguez et al. (2020)

que incluye no detecciones de la SN en imágenes preexplosión más cercanas a la fecha del descubrimiento.

En [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#) se utilizan dos metodologías para estimar la fecha de explosión de una SN. El primer método se basa en la no detección de la SN en imágenes previas al descubrimiento. Este es el método más preciso para determinar la fecha de explosión de cualquier SN, en el caso que existan imágenes preexplosión del sitio cercanas a la fecha del descubrimiento. Las fechas de explosión basadas en este método se sitúan en el punto medio entre el descubrimiento de la SN y la última no detección. Sin embargo, muchas SNs dentro de la muestra del CSP-I no poseen limitaciones tan precisas a la fecha de explosión a través de este método debido a la baja cadencia de observación preexplosión. El método alternativo compara los espectros observados de la SN a la que se le quiera estimar la fecha de explosión, con espectros observados de SNs a las cuales se les conoce la fecha de explosión. En [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#) se utilizó el código *Supernova Identification* (SNID, [Blondin & Tonry 2007](#)) para este propósito. En los casos donde existen no detecciones a tiempos más tempranos que 20 días antes del descubrimiento, [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#) utilizaron esta información para estimar la fecha de explosión. En los casos donde esta diferencia es mayor a 20 días, utilizaron la técnica de comparación espectral. Es importante mencionar que las SNs 2005gk, 2005hd y 2005kh no poseen ninguna estimación confiable de la fecha de explosión debido a la falta de imágenes preexplosión cercanas a la fecha del descubrimiento y de espectros observados por el CSP-I.

Todas las magnitudes fueron primero corregidas por el enrojecimiento debido a la Vía Láctea, usando los mapas de polvo de [Schlafly & Finkbeiner \(2011\)](#) y adoptando una ley de extinción galáctica estándar $R_V = 3.1$ ([Cardelli et al. 1989](#)). Si bien existen varios métodos en la literatura para estimar la extinción debida a la galaxia huésped, como el ancho equivalente de las líneas de Na I D, el decremento de Balmer¹ y el exceso de color ($V - I$) al final de la fase de plateau (p. ej., [Hobbs 1974](#); [Munari & Zwitter 1997](#); [Olivares E. et al. 2010](#)), la precisión de estos métodos es poco satisfactoria (ver [Phillips et al. 2013](#); [Galbany et al. 2016](#)) y cualquier intento de corrección es incierto. Por ejemplo, la validez de usar el ancho equivalente de las líneas de Na I D como indicador de la extinción por polvo en las galaxias huéspedes ha sido cuestionado recientemente ([Poznanski et al. 2011](#); [Phillips et al. 2013](#)). Aún en la Vía Láctea, donde se observa una clara correlación entre el ancho equivalente de Na I D y la extinción, la dispersión es grande. Sin embargo, la ausencia de Na I D es una aproximación a primer orden de baja o nula extinción, mientras que valores grandes del ancho equivalente de Na I D implican algún grado de enrojecimiento debido a la galaxia huésped ([Phillips et al. 2013](#)). Esta situación está lejos de ser satisfactoria para el análisis de SNs; sin embargo, para las SNs II no existe todavía un método que corrija la extinción de la galaxia huésped con precisión. Por lo tanto, la fotometría de las SNs II en la muestra del CSP-I no fue corregida por extinción de la galaxia huésped. No obstante, notamos que consideramos el efecto de la extinción de la galaxia huésped en el modelado de las curvas de luz a partir de la definición de las distribuciones iniciales de los parámetros del modelo (ver Sección 6.1).

Adicionalmente, [Faran et al. \(2014a\)](#), [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#) y [de Jaeger et al. \(2018\)](#) mostraron que varias correlaciones entre observables son más fuertes cuando la corrección por extinción de la galaxia huésped no se realiza, sugiriendo que dichas correcciones simplemente agregan incertezas a las estimaciones de parámetros. En especial, [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#) y [de Jaeger et al. \(2018\)](#) sugieren que la extinción de la galaxia huésped es relativamente pequeña

¹El método que utiliza el decremento de las líneas de emisión de Balmer estima la extinción de la región H II en la que se encuentra la SN.

para la mayoría de las SNs II en la muestra del CSP-I². Sin embargo, algunas SNs II en esta muestra son particularmente rojas (SNs 2005gk, 2005lw, 2007ab, 2007sq y 2009ao; de Jaeger et al. 2018) y/o muestran valores grandes del ancho equivalente de Na I D (Anderson et al. 2014b) lo que puede implicar una extinción significativa de la galaxia huésped en estos casos particulares.

La Tabla A.1 lista la muestra de SNs II analizada en esta tesis, junto con los módulos de distancia, las fechas de explosión y el enrojecimiento debido a la Vía Láctea.

5.2. Cálculo de luminosidades bolométricas

Uno de los objetivos de esta tesis es derivar propiedades físicas para las SNs II en la muestra del CSP-I a partir del modelado de sus curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión de la fotosfera. Por lo tanto, el primer paso es calcular luminosidades bolométricas confiables para la muestra completa. Dos métodos son usualmente usados en la literatura para estimar luminosidades bolométricas de SNs: (1) el flujo observado es integrado en todas las bandas fotométricas disponibles junto con alguna corrección para el flujo no observado a longitudes de onda más cortas y más largas, o (2) se utilizan correcciones bolométricas para convertir magnitudes en una cierta banda fotométrica —usualmente magnitudes en la banda V o g — en magnitudes bolométricas.

Bersten & Hamuy (2009) y Lyman et al. (2014) publicaron relaciones para la corrección bolométrica en función de índices de color ópticos durante la fase fotosférica de SNs II (ver también Pejcha & Prieto 2015a). Estas relaciones permiten calcular fácilmente curvas de luz bolométricas cuando sólo existen magnitudes disponibles en el rango óptico. En esta tesis contamos con una gran muestra de curvas de luz que cubren tanto bandas ópticas como del NIR (desde la banda u hasta H). Esta amplia cobertura en longitudes de onda justifica el cálculo de la luminosidad bolométrica a través de la integración de flujos. En este contexto, la SN 1987A tiene una de las curvas de luz bolométricas más precisas calculadas a la fecha (Suntzeff & Bouchet 1990) ya que ha sido observada desde la banda U hasta el infrarrojo lejano³.

Como primer paso, calculamos los flujos pseudobolométricos a través de la integración directa de los flujos observados. El flujo pseudobolométrico representa sólo el flujo observado en las regiones ópticas y del NIR de la distribución espectral de energía de la SN y no considera el flujo comprendido a longitudes de onda más cortas y/o más largas. Aunque no se espera que la radiación comprendida en el infrarrojo (IR) contribuya significativamente al flujo bolométrico —al menos durante la fase fotosférica—, es necesario considerarlo para evitar una subestimación sistemática. Algo similar ocurre en la región UV de la distribución espectral de energía. Esta región tiene su mayor contribución a tiempos tempranos ($\lesssim 20$ días desde la explosión); sin embargo, esta contribución disminuye a medida que la SN se expande y enfría, y el máximo de emisión se desplaza a longitudes de onda más largas. Luego, el flujo bolométrico se obtiene al sumar las tres componentes de flujos de la SN: el flujo integrado entre las bandas ópticas y del NIR y las extrapolaciones al IR y UV. Cada uno de estos méto-

²Los trabajos de Gutiérrez et al. (2017b) y de Jaeger et al. (2018) analizan parámetros espectrales y colores de las SNs II en la muestra del CSP-I, respectivamente.

³El amplio rango de longitudes de onda observado en la SN 1987A permitió la estimación de la fracción del flujo emitida por fuera de las bandas ópticas durante las fases fotosférica y radiactiva, que fue utilizada como corrección bolométrica para estimar la luminosidad bolométrica de otras SNs II (p. ej., Schmidt et al. 1993b; Clocciatti et al. 1996).

dos se describe en detalle en las siguientes secciones, algunos de los cuales han sido utilizados previamente en la literatura (Bersten & Hamuy 2009; Lyman et al. 2014; Lusk & Baron 2017; Faran et al. 2018). Finalmente, el flujo es transformado en luminosidad usando las distancias presentadas en la Tabla A.1.

5.2.1. Estimación del flujo pseudobolométrico

El CSP-I obtuvo fotometría en bandas ópticas ($uBgVri$) y del NIR (YJH) para la mayoría de las SNs II. A pesar que la muestra del CSP-I está caracterizada por la gran cadencia de observación, no existen mediciones de magnitudes en todas las bandas simultáneamente para una misma época de observación. Para obtener un conjunto completo de magnitudes —desde la banda u hasta H — para cada época de observación, las curvas de luz fueron interpoladas utilizando procesos gaussianos. Los procesos gaussianos se implementaron usando la librería `scikit-learn` (Pedregosa et al. 2011) desarrollada en `python`.

La Figura 5.1 muestra un ejemplo de la interpolación. Los valores interpolados son confiables cuando los intervalos sin observaciones son pequeños, es decir, una buena representación de la parte faltante de la curva de luz es más fácil de alcanzar cuando la curva de luz observada tiene una buena cadencia observacional. Para la muestra del CSP-I, el intervalo sin observaciones más grande durante la fase fotosférica es del orden de 40 días. Algo similar ocurre durante la fase radiactiva. Sin embargo, estos intervalos tan grandes no son comunes en esta muestra ya que se caracteriza por su gran cadencia de observación. La cadencia de observación promedio en las bandas ópticas y del NIR durante la fase fotosférica es de 4.9 días y 8.8 días, respectivamente. Estos valores se incrementan a 16.2 días y 12.8 días durante la fase radiactiva. Dado que durante la fase fotosférica y radiactiva la curva de luz cambia suavemente, la interpolación siempre se supone robusta. La parte más difícil para la interpolación es durante la transición del plateau a la fase radiactiva. Durante la transición, la interpolación reproduce el comportamiento de la curva de luz si existen observaciones cercanas a ambos lados de la transición (p. ej., ver Figura 5.1). La curva de luz no fue interpolada durante la transición si estas observaciones no se encuentran disponibles. Las extrapolaciones sólo fueron utilizadas cuando la curva interpolada evoluciona suavemente y para tiempos inferiores a dos días desde la primera o última época de observación.

El CSP-I construyó una gran muestra de 74 SNs II donde 47 tienen curvas de luz ópticas y en el NIR con buena cobertura temporal, lo que permite una robusta interpolación en todas las bandas. Sin embargo, 10 de las 74 SNs II presentan curvas de luz ópticas bien muestreadas, mientras que en el NIR las curvas de luz están parcialmente muestreadas (p. ej., la cobertura temporal en las bandas del NIR es del orden de la mitad que la de las curvas de luz ópticas), y 17 SNs II tienen pocas o nulas observaciones en el NIR. Por consiguiente, a pesar de la interpolación, algunas veces no es posible obtener un conjunto completo de magnitudes para cada época de observación para los últimos dos grupos, particularmente debido a la falta de cobertura en las bandas del NIR. Por lo tanto, es deseable tener un método para completar las curvas de luz de aquellas 27 SNs II donde la disponibilidad de los datos IR es limitada o inexistente (en la Sección 5.2.2 se muestra que esto es de gran importancia).

Para obtener magnitudes en el NIR para las SNs II que no cuentan con dichas observaciones, desarrollamos un método basado en índices de color ópticos intrínsecos usando la muestra completa de SNs II del CSP-I. Una vez que establezcamos estas relaciones, podremos predecir las magnitudes en el NIR para eventos que carecen de esta información a partir de sus colores ópticos. Para los casos límite donde las curvas de luz en el NIR están muestreadas

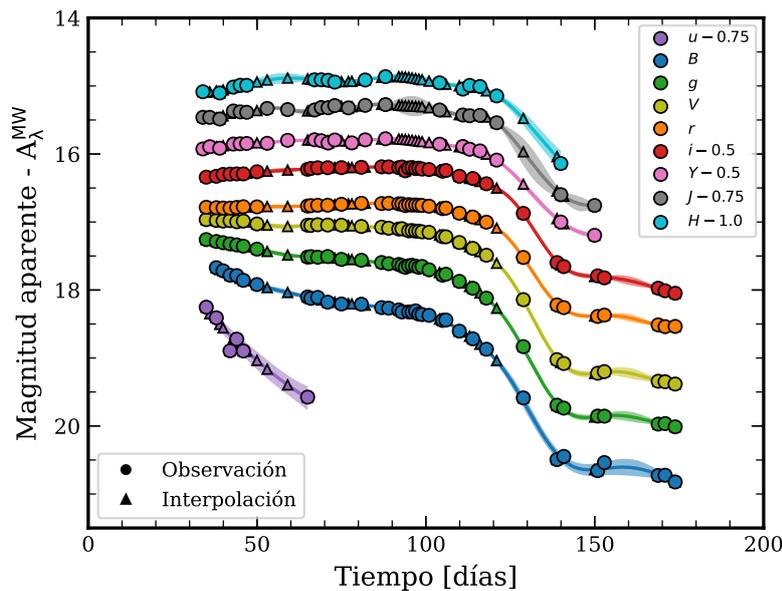


Figura 5.1: Curvas de luz ópticas y del NIR de la SN 2008ag corregidas por extinción debido a la Vía Láctea. Los puntos indican las observaciones y los triángulos representan las magnitudes interpoladas. Las líneas continuas son las curvas de luz remuestreadas vía procesos gaussianos y la región sombreada representa el intervalo de confianza de 95 % de la interpolación. Las barras de error de las magnitudes observadas son más chicas que el tamaño del punto.

sólo parcialmente, utilizamos las magnitudes observadas e interpoladas en todas las épocas posibles. Donde estos datos no existen, utilizamos las magnitudes obtenidas a partir de colores ópticos con las relaciones que detallamos a continuación.

Para llevar a cabo nuestro propósito utilizamos el índice de color ($g - i$), al cual lo relacionamos con los siguientes índices de color: ($i - Y$), ($i - J$) e ($i - H$). Estos índices de color fueron elegidos porque: (a) las curvas de luz en las bandas g e i están siempre bien muestreadas durante la evolución de las SNs II en la muestra del CSP-I, lo que permite el uso de estas relaciones en un amplio rango de colores ($g - i$); y (b) se produjeron ajustes polinómicos para varias combinaciones de índices de color y encontramos que estos conjuntos poseen las dispersiones más pequeñas. Encontramos que ajustes polinómicos de tercer orden producen resultados satisfactorios. Si bien polinomios de mayor orden podrían representar mejor la parte más azul, estos polinomios pierden la parte más roja de la distribución, siendo esta última la más importante para el propósito de las relaciones que se están buscando⁴. Los ajustes polinómicos se realizaron con métodos de MCMC usando el paquete `emcee` (Foreman-Mackey et al. 2013) en `python`.

Los colores intrínsecos juntos con los ajustes polinómicos se muestran en la Figura 5.2. Los coeficientes de los polinomios corresponden a la mediana de la distribución de cada parámetro y son presentados en la Tabla 5.1. Las relaciones entre los índices de color ($g - i$) e ($i - Y$) presentan la dispersión más baja sobre el ajuste con una media cuadrática (*root mean square*, *rms*) de 0.10 mag. Para los colores ($i - J$) e ($i - H$) se encuentran dispersiones de 0.13 mag y 0.15 mag, respectivamente. Por lo tanto, desarrollamos un método a partir del cual se pueden obtener estimaciones de los colores ($i - Y$), ($i - J$) e ($i - H$) a partir del color ($g - i$) para las

⁴En la Sección 5.2.2 se muestra que las observaciones en el NIR son cruciales a épocas más tardías que ~ 30 días cuando las SNs II son intrínsecamente más rojas que a tiempos más tempranos.

SNs II en la muestra del CSP-I con datos IR limitados o nulos. Los errores de cada estimación se obtienen del rms de los residuos. Como describimos en la siguiente sección, los datos IR son cruciales para obtener ajustes confiables de modelos de cuerpo negro a la distribución de energía observada y, por consiguiente, estimar el flujo no observado a longitudes de onda más largas. Estas simples relaciones permiten estimar magnitudes en el NIR a partir de colores ópticos. La validez de utilizar estas estimaciones de magnitudes IR para el cálculo de curvas de luz bolométricas es testado en la Sección 5.3.

Teniendo mediciones o estimaciones fotométricas en todas las bandas desde u hasta H para cada época de observación, calculamos las curvas de luz pseudobolométricas. Las magnitudes fueron convertidas a flujos monocromáticos a la longitud de onda media del filtro usando las funciones de transmisión y los puntos de cero del sistema fotométrico disponibles en el sitio web del CSP⁵. Luego, los flujos monocromáticos fueron integrados usando el método del trapecio, y el flujo pseudobolométrico fue calculado para cada época de observación. El flujo hacia longitudes de onda más cortas y más largas que la longitud de onda media del filtro más azul y más rojo, respectivamente, fue fijada en cero.

5.2.2. Extrapolación hacia el IR

Una de las técnicas más utilizadas para estimar el flujo no observado en el IR es suponer que la emisión de la SN en esta región está bien modelada por un cuerpo negro. A tiempos tempranos, el modelo de cuerpo negro provee una buena representación del flujo de la SN en las bandas ópticas y del NIR. A medida que la SN se expande y enfría, la emisión de la SN a longitudes de onda cortas empieza a apartarse del modelo de cuerpo negro debido a los efectos del *blanketing* de línea producido por elementos del grupo del hierro.

La Figura 5.3 muestra el efecto de considerar las bandas afectadas por blanketing de línea en el proceso de ajuste de un modelo de cuerpo negro a la distribución de energía observada. En este ejemplo, utilizamos los flujos de la SN 2008if a 72 días desde la explosión. A estas épocas, las bandas u , B y g ya han sido afectadas por el blanketing de línea y han sido removidos del ajuste (línea azul continua). La Figura 5.3 muestra claramente que cuando estas bandas son tenidas en cuenta para el ajuste (líneas discontinuas), el modelo de cuerpo negro tiende a alcanzar su máximo a longitudes de onda más largas resultando en una sobrestimación del flujo extrapolado hacia el IR (desde la banda H hacia longitudes de onda más largas), y por lo tanto, en una sobrestimación de la luminosidad bolométrica (ver Sección 5.3). Para resolver este problema, realizamos un procedimiento similar al presentado en Faran et al. (2018). Cuando el flujo de la banda u cae 1σ por debajo del modelo de cuerpo negro, realizamos nuevamente el ajuste de cuerpo negro pero esta vez excluyendo la banda u del proceso de ajuste. Lo mismo se hizo para las bandas B , g y V . La emisión de la SN también se aparta del cuerpo negro a longitudes de onda largas ya que el flujo más rojo que $\sim 2\mu\text{m}$ está dominado por emisión libre-libre (Davis et al. 2019). Sin embargo, esto no debería afectar nuestros ajustes debido a que el filtro más rojo en la muestra del CSP-I —el filtro H — no llega a tales longitudes de onda (ver discusión más abajo).

Durante el proceso de ajuste observamos que el flujo en la banda r aumenta con el tiempo respecto a la emisión de cuerpo negro y se localiza por encima del mismo para la gran mayoría de las SNs II en la muestra analizada en esta tesis. Esto se debe a que la línea de H_α aumenta su intensidad con el tiempo. Gutiérrez et al. (2017b) muestran que los anchos equivalentes de las componentes de absorción y emisión de la línea de H_α incrementan en el tiempo. Sin

⁵<https://csp.obs.carnegiescience.edu/data/filters>.

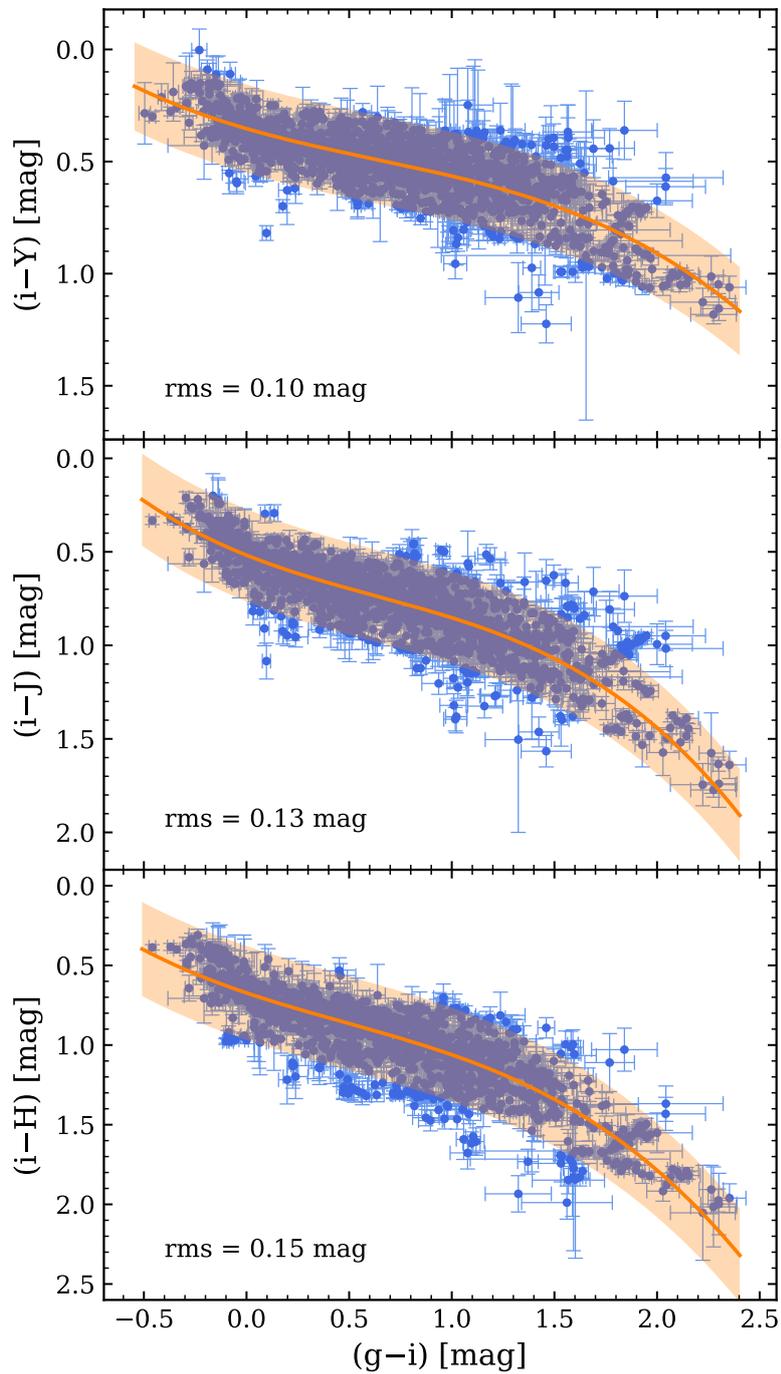


Figura 5.2: Diagramas color-color para las SNs II en la muestra del CSP-I. Todas las magnitudes fueron corregidas por extinción de la Vía Láctea. Los puntos azules indican colores medidos. La línea naranja continua representa un ajuste polinómico a los datos. Las regiones sombreadas representan el intervalo de confianza de 95 %.

Tabla 5.1: Coeficientes de los ajustes polinómicos a los colores intrínsecos de las SNs II en la muestra del CSP-I.

Índice de color	Rango ($g - i$)	c_0	c_1	c_2	c_3	rms
$(i - Y)$	$(-0.5, 2.4)$	0.35	0.27	-0.11	0.06	0.10
$(i - J)$	$(-0.5, 2.4)$	0.52	0.44	-0.22	0.12	0.13
$(i - H)$	$(-0.5, 2.4)$	0.67	0.43	-0.16	0.11	0.15

Notas. Color = $\sum_{k=0}^3 c_k (g - i)^k$, donde el índice de color es elegido de la columna 1. Los coeficientes representan la mediana de las distribución de cada parámetro.

embargo, el cociente de la componente de absorción sobre la de emisión del perfil de H_α se mantiene aproximadamente constante a un valor de ~ 0.3 después de 40 días de la explosión (ver [Gutiérrez et al. 2017b](#), su Figura 22). Esto implica que el perfil de H_α contribuye cada vez con mayor fuerza al flujo de la banda r con el tiempo con respecto al continuo. En la Figura 5.3 se incluye un espectro tomado a 70 días luego de la explosión mostrando la intensidad del perfil de H_α a esa época. Por lo tanto, cuando el flujo de la banda r se aparta más de 1σ del modelo de cuerpo negro, removemos esta banda del ajuste del mismo modo que se hizo con las bandas más azules.

Lo dicho anteriormente indica que las bandas $uBgVr$ son omitidas del ajuste a partir de las épocas cercanas a la mitad de la fase fotosférica (la época precisa depende de cada SN individual). Esto implica que las observaciones en el NIR son cruciales para el ajuste de cuerpo negro ya que la banda i es la única banda óptica que no es removida del ajuste. En este contexto, las relaciones presentadas en la Sección 5.2.1 para obtener magnitudes en el NIR a partir de colores ópticos de SNs II son necesarias.

Una vez hallado el modelo de cuerpo negro para la distribución espectral de energía observada —excluyendo las observaciones afectadas por blanketing de línea y el perfil de H_α —, el flujo no observado en el IR fue estimado como la integral de la emisión del cuerpo negro entre la longitud de onda media de la banda más roja observada e infinito. A esto se lo conoce con el nombre de *corrección IR* (Figura 5.4). Este procedimiento se repitió para cada SN y época de observación.

Luego de la fase de recombinación, el material eyectado por la explosión se vuelve ópticamente delgado y la emisión por líneas domina la radiación de la SN. Durante esta fase, el modelo de cuerpo negro ya no es apropiado para extrapolar la radiación de la SN hacia el IR desde un punto de vista físico. A pesar de esto, utilizamos modelos de cuerpo negro para estimar la corrección IR a estas épocas dado que en el Apéndice B mostramos que pueden representar la mayor parte del flujo a longitudes de onda largas.

La Figura 5.4 muestra la contribución de la corrección IR respecto al flujo bolométrico total como función del tiempo para aquellas SNs II con datos observados en las bandas YJH . Como es de esperarse, la corrección IR es pequeña a tiempo tempranos ($\sim 5\%$ del flujo total). La corrección IR aumenta en el tiempo tomando un valor promedio del $\sim 10\%$ durante la fase de plateau y $\sim 16\%$ en la fase radiactiva. Se observan tres SNs II con comportamientos notablemente diferentes durante la fase fotosférica: SNs 2005lw, 2007sq y 2009ao. No es de extrañar que estas tres SNs II estén dentro del 10% de las SNs II más rojas de la muestra del CSP-I ([de Jaeger et al. 2018](#)), lo que podría implicar una considerable extinción de la galaxia huésped. Si este es el caso, el desenrojecimiento de la SN debido a galaxia huésped produciría flujos más grandes en las bandas más azules con respecto al flujo en el NIR. De

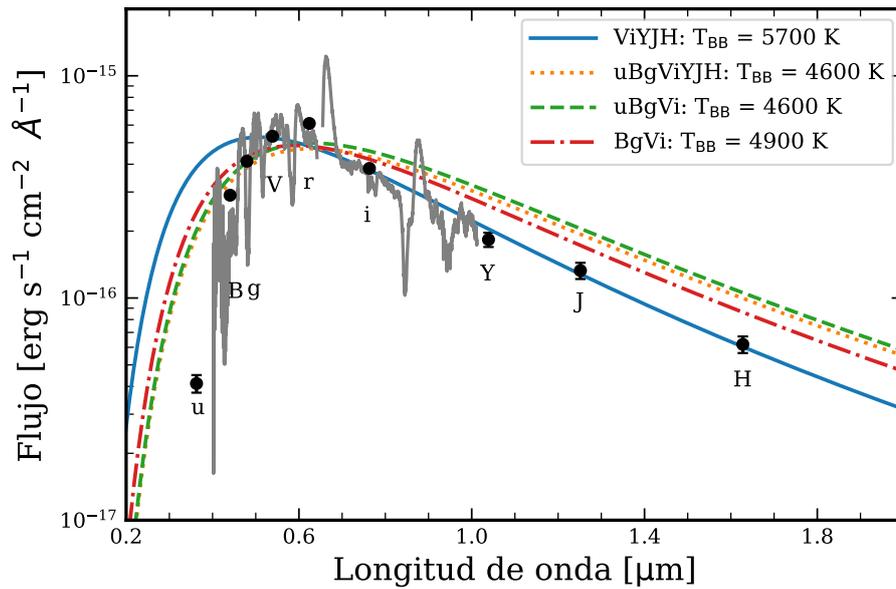


Figura 5.3: Ajustes de cuerpo negro para la SN 2008if a 72 días desde la explosión. Diferentes estilos de línea y colores corresponden a diferentes conjuntos de bandas fotométricas usadas para el ajuste. La línea azul continua es el modelo óptimo ya que las bandas afectadas por blanketing de línea (u , B y g) fueron removidas para el ajuste. Las temperaturas del cuerpo negro (T_{BB}) se indican en la leyenda. Un espectro óptico tomado a 70 días de la explosión es presentado en color gris. Se observa que el perfil de la línea de H_{α} produce un incremento del flujo en la banda r por encima del modelo de cuerpo negro.

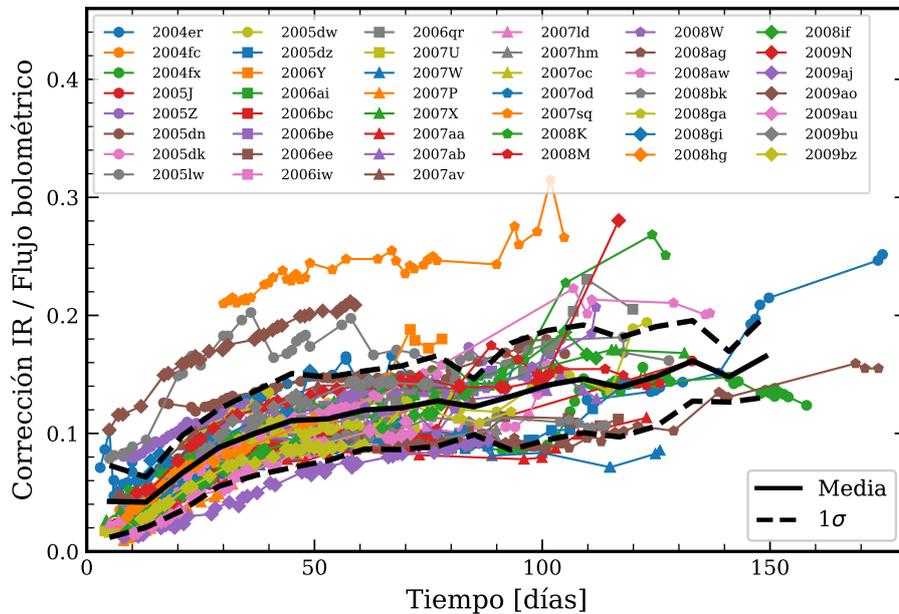


Figura 5.4: Fracción de la corrección IR respecto al flujo bolométrico en función del tiempo. La línea negra continua indica el valor medio dentro de cada intervalo de tiempo y las líneas discontinuas representan la desviación estándar. Sólo se incluyen aquellas SNs II con fotometría YJH observada.

esta forma se obtendrían flujos bolométricos más grandes provocando una menor contribución de la corrección IR respecto al flujo total, y así, estos objetos dejarían de ser atípicos.

5.2.3. Extrapolación hacia el UV

El flujo UV contribuye significativamente a tiempos tempranos cuando la emisión de la SN II llega a su máximo en estas longitudes de onda. [Bersten & Hamuy \(2009\)](#) usaron espectros sintéticos de SNs II y notaron que la corrección UV puede ser tan grande como $\sim 50\text{--}80\%$ del flujo total a tiempos tempranos cuando la SN II es muy azul, aunque se vuelve casi despreciable cuando se alcanza la fase de plateau. Esto significa que la contribución del UV es muy importante, al menos a tiempos tempranos. Por lo tanto, es ciertamente importante contar con datos UV durante las primeras semanas luego de la explosión para dar cuenta del flujo UV emitido por la SN. Sin embargo, observaciones de alta cadencia desde el UV hasta las bandas del NIR para una gran muestra de SNs II son muy difíciles de obtener. Consecuentemente, se requiere un método para estimar la contribución del flujo UV.

En esta tesis, la corrección UV fue extrapolada desde la longitud de onda media de la banda u hasta $\lambda=0$ usando modelos de cuerpo negro para todas las épocas de observación, excepto cuando la banda u haya sido removida del ajuste (ver Sección 5.2.2). En estos casos, la corrección UV fue definida como el flujo debajo de la línea recta desde el flujo de la banda más azul hasta cero a $\lambda=2000\text{ \AA}$, como fue propuesto por [Bersten & Hamuy \(2009\)](#). Estos autores eligieron $\lambda=2000\text{ \AA}$ basados en espectros sintéticos de SNs II que muestran que el flujo más azul que 2000 \AA es despreciable en comparación con el flujo bolométrico. Luego de la transición a la fase radiactiva, no consideramos ninguna corrección UV ya que se vuelve despreciable a estas épocas (ver [Bersten & Hamuy 2009](#), su Figura 1).

[Lyman et al. \(2014\)](#) utilizaron datos UV del telescopio *Swift* para dos SNs II y seis SNs Ib y Ic para testear las aproximaciones antes mencionadas encontrando un buen acuerdo. La extrapolación lineal muestra una discrepancia de menos del 5% de la luminosidad bolométrica para la mayoría de las observaciones, aunque la mayoría corresponde a SNs Ib y Ic. Sólo una SN II fue utilizada, mostrando un buen acuerdo. En el Apéndice B utilizamos siete SNs II en la muestra del CSP-I con datos UV del telescopio *Swift* para testear la extrapolación al UV. Este análisis da confianza a nuestro cálculo de luminosidades bolométricas para épocas más tardías que 20 días desde la explosión. Los resultados que involucran luminosidades bolométricas a tiempos más tempranos que 20 días deberían ser tomados con precaución ya que el método de cálculo podría no predecir la contribución UV real a estas épocas de observación.

5.2.4. Curvas de luz bolométricas

La suma del flujo pseudobolométrico y las correcciones UV e IR dan como resultado el flujo bolométrico. El cálculo de cada contribución al flujo bolométrico se realizó a través de un simple método Monte Carlo. Para cada una de las mil simulaciones Monte Carlo, muestreamos aleatoriamente magnitudes dentro de sus errores para cada filtro, calculamos el flujo pseudobolométrico, encontramos el modelo de cuerpo negro que mejor ajusta a los flujos observados y calculamos la corrección UV e IR. Luego utilizamos la media y desviación estándar de estas simulaciones para caracterizar el valor del flujo. Este procedimiento se realizó para todas las SNs y para cada época de observación.

La Figura 5.5 muestra el flujo en el UV ($\lambda < 3900\text{ \AA}$), óptico ($3900\text{ \AA} \leq \lambda \leq 9000\text{ \AA}$), e IR ($\lambda > 9000\text{ \AA}$) con respecto al flujo bolométrico en función del tiempo. En general, el flujo óptico

domina la emisión de la SN representando entre el 50 % y 70 % del flujo bolométrico para la mayoría de las SNs II en la muestra del CSP-I durante casi toda la evolución. Los flujos del NIR contribuyen $\sim 10\%$ del flujo bolométrico a tiempos tempranos, aumentando hasta alcanzar valores de $\sim 50\%$ a tiempos tardíos. La región UV provee una gran contribución a tiempos tempranos alcanzando valores de hasta $\sim 80\%$ para algunas SNs II. Sin embargo, a partir de los 30 días desde la explosión, su contribución cae a menos que el 10 % del flujo bolométrico. Se observan tres SNs II (2007sq, 2009ao y 2008bp) con flujos en el óptico y NIR notablemente más chicos y grandes, respectivamente, que la tendencia general. Los primeros dos objetos están dentro del 10 % de las SNs II más rojas de la muestra del CSP-I (de Jaeger et al. 2018), mientras que la SN 2008bp muestra colores particularmente rojos y un valor grande del ancho equivalente de la línea de NaID (Anderson et al. 2014b), posiblemente implicando una considerable extinción de la galaxia huésped sin corregir.

Una vez calculado el flujo bolométrico, éste se transformó en luminosidad usando la distancia a cada objeto. Las incertezas en la distancia fueron propagadas a la luminosidad final. En el cálculo de la luminosidad bolométrica se trata con dos fuentes primarias de errores sistemáticos: la extinción de la galaxia huésped y la distancia. Previamente aclaramos que las magnitudes no fueron corregidas por la extinción de la galaxia huésped, lo que podría producir curvas de luz bolométricas sistemáticamente menos luminosas. Sin embargo, la distancia es la mayor fuente de incerteza, algunas veces produciendo curvas de luz bolométricas notablemente diferentes para valores de distancia dentro de la barra de error. Por estos motivos, incluimos el parámetro *escala* a nuestro método de ajuste. Este parámetro permite variar la luminosidad de la curva de luz bolométrica —debido a los efectos de la extinción de la galaxia huésped sin corregir y/o la distancia— durante el proceso de ajuste, a través de la definición de la distribución inicial de este parámetro (ver el Capítulo 3 y la Sección 6.1 para más detalle). La Figura 5.6 muestra las curvas de luz bolométricas para la muestra de SNs II del CSP-I. Las curvas de luz fueron remuestreadas vía procesos gaussianos para una mejor visualización. Se observa un gran rango de luminosidades y morfologías de las curvas de luz, cuyo análisis es presentado en la Sección 5.4.1.

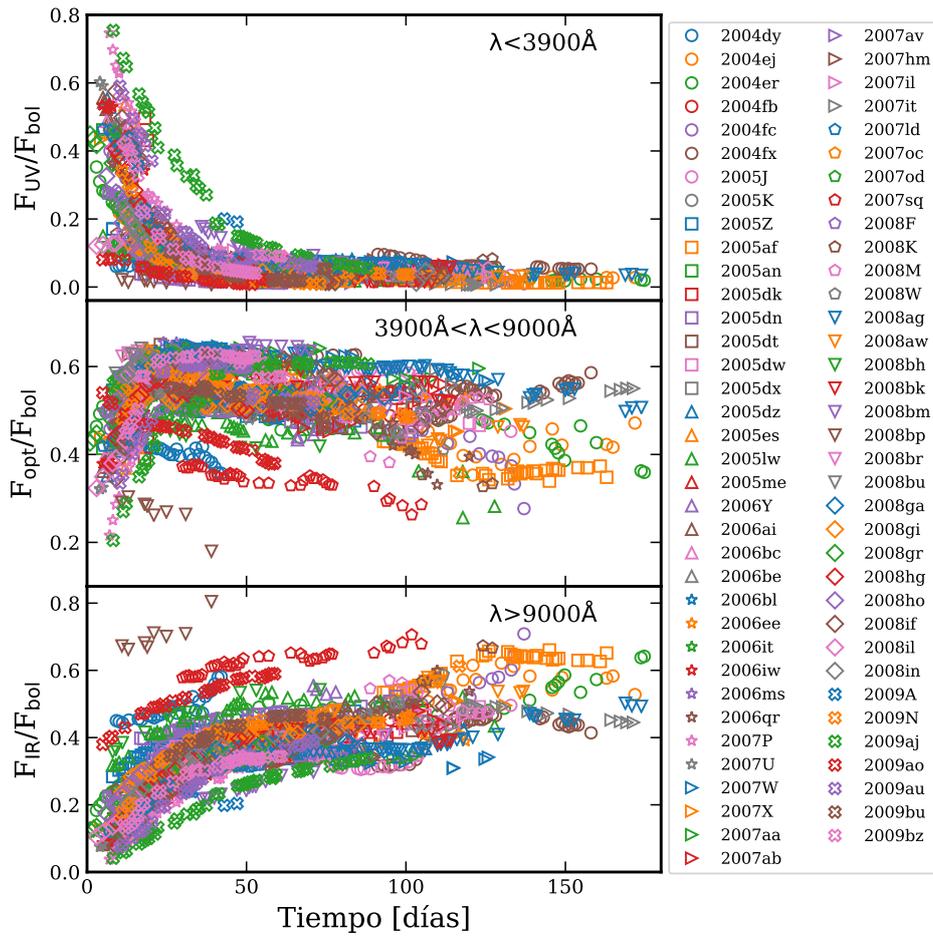


Figura 5.5: Contribución del flujo UV, óptico e IR al flujo bolométrico de las SNs II en la muestra del CSP-I en función del tiempo. Los flujos UV e IR incluyen extrapolaciones. Sólo se presentan las SNs II con fechas de explosión estimadas.

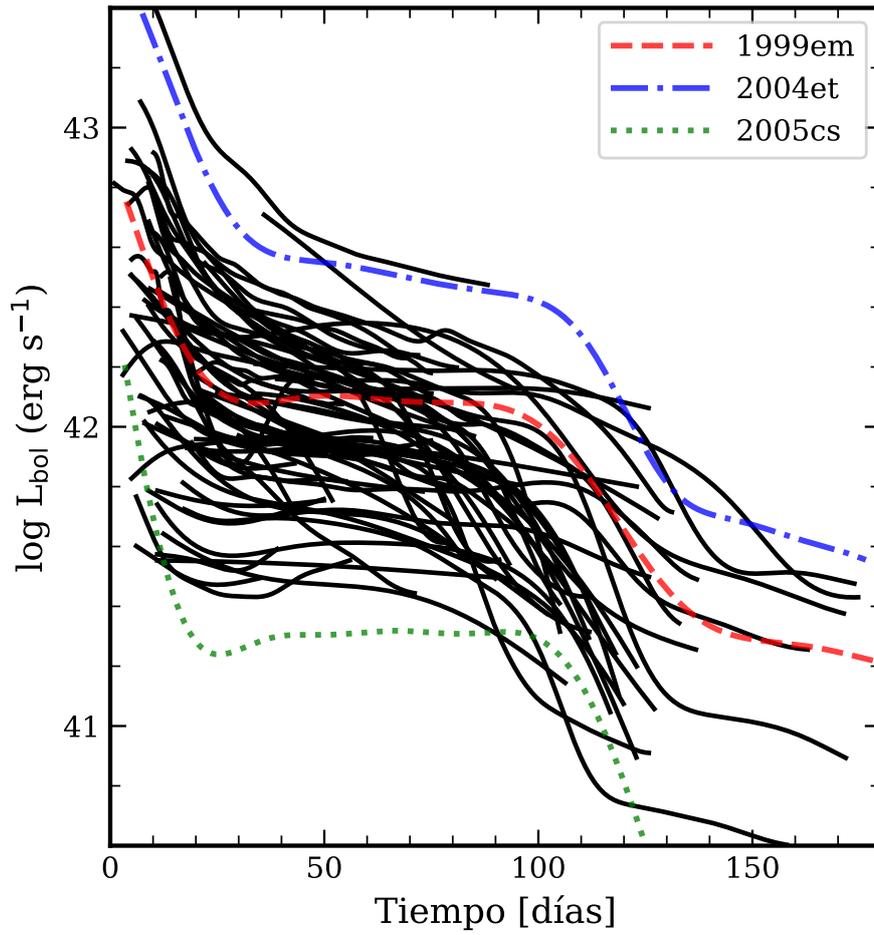


Figura 5.6: Curvas de luz bolométricas de las SNs II de la muestra del CSP-I (líneas negras sólidas). Las curvas de luz fueron remuestreadas vía procesos gaussianos para una mejor visualización. Sólo se presentan las SNs II con fechas de explosión estimadas. Se incluyen tres SNs II de la literatura a modo de comparación: SN 1999em (Bersten & Hamuy 2009), SN 2004et y SN 2005cs (Martínez et al. 2020).

5.3. Curvas de luz bolométricas usando diferentes métodos de cálculo

En esta tesis se construyó la muestra más grande de curvas de luz bolométricas de SNs II a la fecha, empleando un método consistente para todos los objetos y utilizando observaciones caracterizadas por su alta calidad, cadencia y gran cobertura en longitudes de onda incluyendo fotometría óptica y en el NIR. Sin embargo, estas características observacionales no son comunes en muestras de SNs II existentes en la literatura. Las curvas de luz de SNs II evolucionan durante cientos de días, lo que hace que el seguimiento en varias bandas ópticas y del NIR consuma mucho tiempo de telescopio. Por esta razón, una gran cantidad de SNs II en la literatura sólo son observadas en bandas ópticas, algunas veces con muy pocas observaciones en el NIR.

Teniendo sólo observaciones ópticas es posible estimar una curva de luz bolométrica utilizando correcciones bolométricas (Bersten & Hamuy 2009; Lyman et al. 2014; Pejcha & Prieto 2015a, ver también la Sección 5.5), o calcular una curva de luz pseudobolométrica, es decir, a través de la integración del flujo sobre el rango observado (p. ej., Valenti et al. 2016). No obstante, varios estudios han estimado luminosidades bolométricas utilizando ajustes de cuerpo negro sólo a datos ópticos, lo que podrían causar grandes errores sistemáticos. En esta sección analizamos estas cuestiones.

Para testear estos sistemáticos calculamos nuevamente las curvas de luz bolométricas para las SNs II en la muestra del CSP-I pero usando sólo datos ópticos a través de los siguientes dos métodos usualmente utilizados en la literatura. El primer método (Método 1) integra el flujo de las bandas ópticas y luego realiza ajustes de cuerpo negro a los flujos ópticos sin excluir ninguna de las bandas afectadas por blanketing de línea. Las correcciones IR y UV son estimadas extrapolando el flujo del cuerpo negro para cada época de observación. El segundo método (Método 2) encuentra el cuerpo negro que mejor ajusta a la fotometría óptica excluyendo la banda que incluye la línea de H_{α} . Luego, la luminosidad es calculada a través de la ley de Stefan-Boltzmann usando la temperatura y el radio del cuerpo negro hallados en el ajuste. Adicionalmente, incluimos un tercer método (Método 3) para analizar los efectos de usar las relaciones color-color presentadas en la Sección 5.2.1 en las luminosidades bolométricas (ver detalles más abajo).

Primero comparamos las curvas de luz bolométricas utilizando el Método 1 y Método 2 con aquellas calculadas con nuestro procedimiento presentado en la Sección 5.2. Los Métodos 1 y 2 casi siempre producen luminosidades más grandes que nuestra técnica, con sólo algunos objetos mostrando curvas de luz bolométricas similares. Incluso, usualmente encontramos que las curvas de luz bolométricas del Método 1 son más luminosas que las del Método 2. La Figura 5.7 compara las curvas de luz bolométricas de las cuatro SNs II con las diferencias más grandes encontradas en toda la muestra. Las diferencias relativas se calcularon respecto a la luminosidad bolométrica estimada con nuestro procedimiento y son exhibidas en la parte inferior de cada gráfico.

Las SNs 2005dn y 2007ab muestran los comportamientos mencionados anteriormente. Las luminosidades bolométricas de los Métodos 1 y 2 son más grandes que con nuestro procedimiento, siendo las del Método 1 las más altas. En el caso de la SN 2005dn, las diferencias relativas son aproximadamente constantes en el tiempo durante la fase fotosférica siendo del orden del 10% y 20% para los Métodos 2 y 1, respectivamente. Algo similar ocurre para la SN 2007ab. Para el Método 2, las diferencias se encuentran entre el 10% y 15%, excepto para los primeros valores que muestran una discrepancia del orden de 60% en luminosidad.

5.3. Curvas de luz bolométricas usando diferentes métodos de cálculo

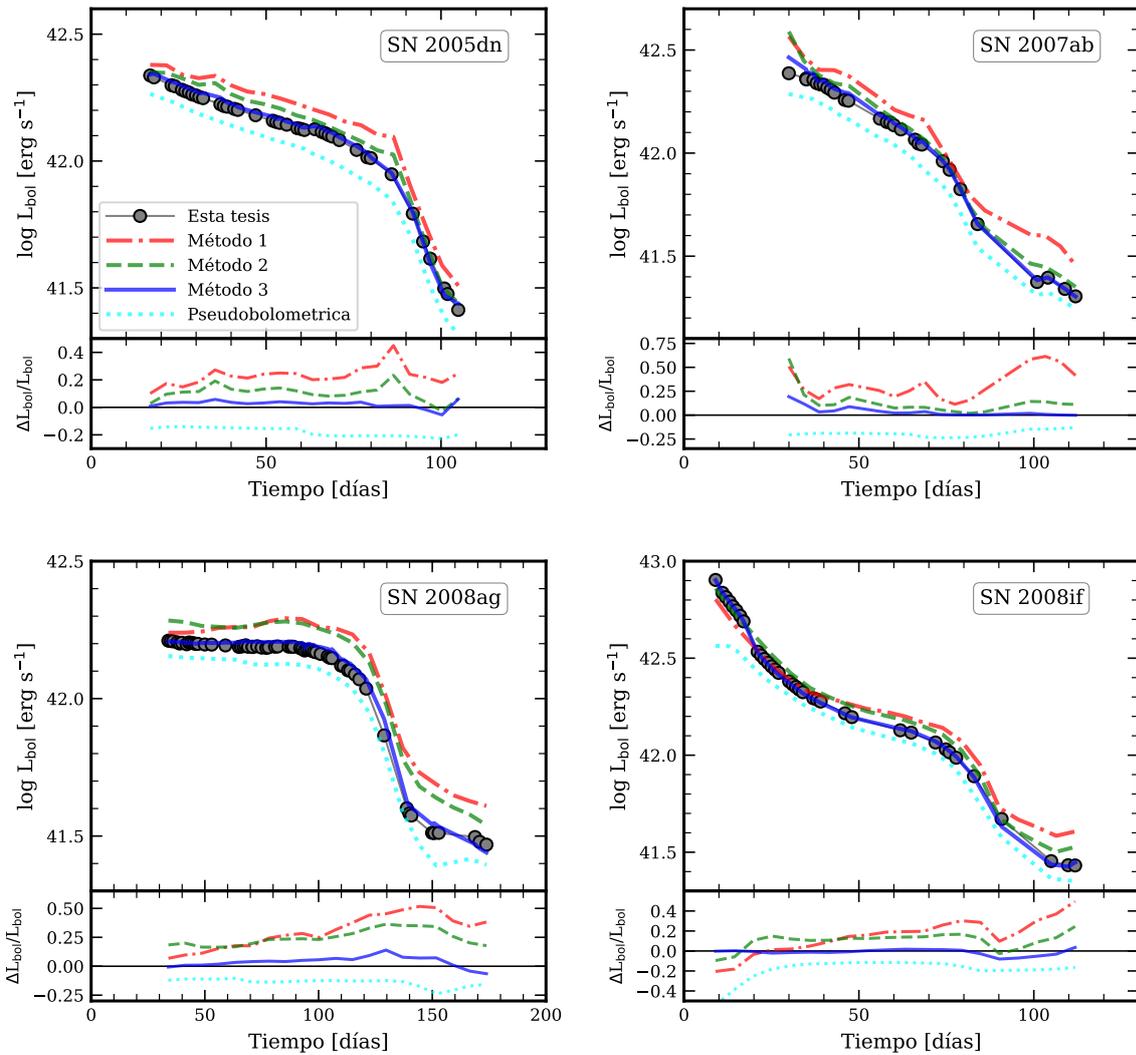


Figura 5.7: Comparación de las curvas de luz bolométricas de las SNs 2005dn (*panel superior izquierdo*), 2007ab (*panel superior derecho*), 2008ag (*panel inferior izquierdo*) y 2008if (*panel inferior derecho*) usando diferentes métodos de cálculo (ver texto). Las diferencias relativas se calculan respecto a las luminosidades bolométricas usando el método de esta tesis.

El Método 1 da una luminosidad bolométrica que es $\sim 25\%$ más luminosa durante la fase de plateau, aumentando hasta $\sim 50\text{--}60\%$ durante la fase radiactiva. Para las SNs 2008ag y 2008if, las curvas de luz bolométricas de los Métodos 1 y 2 son similares entre sí, pero ambas exhiben grandes diferencias comparadas con nuestro procedimiento.

Para la comparación con el Método 3 utilizamos las mismas cuatro SNs II. En este caso, omitimos las magnitudes observadas en el NIR; en cambio, las estimamos usando las calibraciones color-color a partir de los colores ($g - i$). Para que el método sea consistente, recalculamos los coeficientes de los polinomios de estas relaciones para cada uno de estos cuatro objetos, removiendo en cada caso la SN bajo análisis. Encontramos un excelente acuerdo con las luminosidades bolométricas calculadas en la Sección 5.2 (ver Figura 5.7). Esto valida el uso de las relaciones color-color para estimar magnitudes en bandas del NIR en ausencia de dichas observaciones. Por completitud, la Figura 5.7 también incluye las curvas de luz pseudobolométricas, es decir, la integral de los flujos observados desde las bandas u/B hasta H . Estas curvas de luz pseudobolométricas son $\sim 20\%$ menos luminosas que sus contrapartes bolométricas.

En todos los ejemplos presentados en esta sección, se observa claramente que las luminosidades bolométricas de los Métodos 1 y 2 —es decir, ajustes de cuerpo negro sólo con datos ópticos— sobrestiman ampliamente las luminosidades con respecto a nuestra metodología más robusta. La Figura 5.3 muestra la razón de esta discrepancia. Claramente, los modelos de cuerpo negro que representan sólo la distribución de energía en el óptico emiten en el NIR mucho más que lo observado. Por lo tanto, el flujo hacia longitudes de onda más largas que la banda i está sobrestimado. Concluimos que las observaciones en el NIR son cruciales para reproducir de mejor manera el comportamiento de los modelos de cuerpo negro a longitudes de onda más largas, y por lo tanto, para obtener extrapolaciones confiables hacia el IR. En este contexto, alentamos a los futuros trabajos a usar las relaciones presentadas en la Tabla 5.1 para estimar magnitudes en el NIR a partir de colores ópticos cuando no haya observaciones disponibles. Alternativamente, se podrían usar calibraciones de correcciones bolométricas, como se discute en la Sección 5.5.

Como mencionamos anteriormente, las curvas de luz bolométricas calculadas en esta tesis son utilizadas para derivar propiedades físicas de los progenitores y de la explosión de SNs II (ver Capítulo 6). Por lo tanto, también cuantificamos las diferencias en los parámetros físicos estimados a través del modelado hidrodinámico que ocurren cuando las curvas de luz bolométricas son calculadas utilizando diferentes métodos. Esto enfatiza la necesidad de construir curvas de luz bolométricas precisas.

Para esta prueba, usamos tres SNs II mencionadas previamente: 2005dn, 2007ab y 2008if. La SN 2008ag es analizada luego. En todos los casos usamos las curvas de luz bolométricas calculadas con nuestro procedimiento —y presentadas en la Sección 5.2— y aquellas calculadas con el Método 1, ya que este es el método que produce las diferencias más grandes. Las propiedades físicas de las SNs II utilizando el procedimiento de esta tesis para el cálculo de la luminosidad bolométrica son presentadas y analizadas en el Capítulo 6, aquí simplemente analizamos las discrepancias en los resultados.

La Tabla 5.2 compara los parámetros físicos derivados utilizando las curvas de luz bolométricas calculadas con nuestro procedimiento con aquellas calculadas usando el Método 1. Las diferencias más grandes se encuentran en la energía de la explosión y la cantidad de ^{56}Ni . Encontramos discrepancias del orden de 0.3 foe para la energías de explosión de la SN 2007ab y la SN 2008if. Una diferencia más chica de ~ 0.2 foe se halla en la energía de explosión de la SN 2005dn. Las diferencias en la cantidad de ^{56}Ni dentro del material eyectado son mucho

más notables. El Método 1 produce fases radiactivas más luminosas (ver Figura 5.7), lo que conlleva a una cantidad de ^{56}Ni significativamente más grande con diferencias de $0.018 M_{\odot}$ y $0.023 M_{\odot}$ para las SNs 2007ab y 2008if, respectivamente. Este análisis muestra que para estas tres SNs II, las estimaciones de la masa de ^{56}Ni usando las curvas de luz bolométricas del Método 1 podrían ser sobrestimadas entre un 20% y 55%, lo que podría tener implicaciones importantes en las distribuciones de la cantidad de ^{56}Ni previamente analizadas (Kushnir 2015; Anderson 2019). Observamos que las diferencias están siempre sesgadas en la misma dirección, es decir, se encuentran valores más grandes de la energía de la explosión y de la cantidad de ^{56}Ni usando las curvas de luz bolométricas calculadas con el Método 1. Esto es porque el Método 1 produce SNs II más luminosas durante las fases fotosférica y radiactiva. Respecto a las estimaciones de la masa eyectada durante la explosión, en algunos casos las diferencias son $\sim 10\%$. Sin embargo las diferencias no son significativas ya que las nuevas estimaciones se encuentran dentro de el rango de incertezas (intervalo de confianza del 68%) de las estimaciones previas.

La SN 2008ag presenta grandes discrepancias entre la curva de luz bolométrica calculada con nuestro procedimiento (Sección 5.2) y aquella calculada con el Método 1, siendo esta última considerablemente más luminosa (ver Figura 5.7). Desafortunadamente no fue posible modelar la curva de luz de la SN 2008ag construida con el Método 1 con nuestra grilla de modelos. La grilla de modelos de explosión calculada en esta tesis cubre un amplio rango de parámetros; específicamente, la masa de ^{56}Ni cubre el rango desde $0.0001 M_{\odot}$ a $0.08 M_{\odot}$ en diferentes intervalos (ver la Sección 2.4). En el Capítulo 6 derivamos una cantidad de ^{56}Ni cerca del límite superior del rango para la SN 2008ag, de $M_{\text{Ni}} = 0.065 M_{\odot}$. Al tratar de modelar la curva de luz del Método 1, notamos que requiere un valor más grande de M_{Ni} que los que se encuentran en el espacio de parámetros analizado. Por lo tanto, no se pudieron determinar todas las propiedades físicas simultáneamente para la curva de luz del Método 1. Sin embargo, debido a la gran discrepancia encontrada en la fase radiactiva resulta interesante estimar las diferencias en la producción de ^{56}Ni entre ambos métodos de cálculo de luminosidades bolométricas. Para estimar la masa de ^{56}Ni utilizamos el procedimiento presentado en Hamuy (2003). Encontramos un valor de $M_{\text{Ni}} \simeq 0.14 M_{\odot}$, es decir, un factor 2.2 más grande que el estimado con la curva de luz construida con nuestro procedimiento. La cantidad de ^{56}Ni debería ser uno de los parámetros más confiables para determinar ya que está casi directamente asociado con la luminosidad de la fase radiactiva. Sin embargo, un método inadecuado para construir curvas de luz bolométricas puede sobrestimar ampliamente la producción de ^{56}Ni durante la explosión.

Con este análisis concluimos que no se deberían calcular luminosidades bolométricas a partir de ajustes de cuerpo negro a flujos observados sólo en bandas ópticas. De lo contrario se encuentran discrepancias significativas en la curva de luz bolométrica hasta del $\sim 30\%$ en la fase del plateau y del $\sim 60\%$ en la fase radiactiva, y por lo tanto, también se encuentran discrepancias en las propiedades físicas determinadas a través del modelado de la curva de luz bolométrica. Si no hay observaciones disponibles en el NIR y se desea estimar la luminosidad bolométrica, recomendamos utilizar las relaciones presentadas en la Tabla 5.1 para predecir magnitudes en el NIR a partir de colores ópticos o las prescripciones para la corrección bolométrica en función de colores ópticos presentadas en la Sección 5.5.

Tabla 5.2: Parámetros físicos determinados a través del modelado de las curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión para tres SNs II en la muestra del CSP-I cuando sus curvas de luz bolométricas son construidas usando diferentes métodos.

SN	Curva de luz	M_{ZAMS} [M_{\odot}]	M_{ey} [M_{\odot}]	E_{exp} [foe]	M_{Ni} [M_{\odot}]	Mezcla de ^{56}Ni
2005dn	Este trabajo	$10.7^{+1.7}_{-0.6}$	$8.5^{+1.2}_{-0.3}$	$0.94^{+0.10}_{-0.12}$	$0.041^{+0.009}_{-0.010}$	$0.40^{+0.08}_{-0.10}$
	Método 1	$11.8^{+1.9}_{-1.4}$	$9.2^{+1.8}_{-0.9}$	$1.12^{+0.16}_{-0.15}$	$0.049^{+0.014}_{-0.015}$	$0.45^{+0.19}_{-0.16}$
2007ab	Este trabajo	$11.2^{+0.3}_{-0.2}$	$8.8^{+0.2}_{-0.2}$	$1.15^{+0.09}_{-0.04}$	$0.033^{+0.003}_{-0.002}$	$0.22^{+0.03}_{-0.02}$
	Método 1	$10.9^{+0.5}_{-0.5}$	$8.6^{+0.3}_{-0.2}$	$1.42^{+0.05}_{-0.07}$	$0.051^{+0.006}_{-0.006}$	$0.26^{+0.06}_{-0.04}$
2008if	Este trabajo	$10.1^{+0.2}_{-0.1}$	$8.2^{+0.1}_{-0.1}$	$1.00^{+0.06}_{-0.06}$	$0.042^{+0.003}_{-0.002}$	$0.21^{+0.02}_{-0.01}$
	Método 1	$10.2^{+1.0}_{-0.4}$	$8.3^{+0.5}_{-0.2}$	$1.33^{+0.11}_{-0.13}$	$0.065^{+0.010}_{-0.013}$	$0.33^{+0.11}_{-0.08}$

Notas. *Curva de luz* indica el método usado para calcular la luminosidad bolométrica. La mezcla de ^{56}Ni describe la distribución espacial del ^{56}Ni dentro del material eyectado como fracción de M_{preSN} .

5.4. Propiedades de las SNs II

En esta sección primero analizamos las distribuciones de los observables medidos de las curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I (Sección 5.4.1), y luego la evolución de la temperatura en función del tiempo (Sección 5.4.2).

5.4.1. Distribuciones de parámetros de las curvas de luz bolométricas

Con las curvas de luz bolométricas ya calculadas, ahora es momento de caracterizarlas midiendo varios observables. Comenzamos por medir el punto medio de la transición de la fase de plateau a la fase radiactiva (t_{PT}) ajustando la curva de luz bolométrica alrededor de la transición con la función reportada en la Ecuación 1 de Valenti et al. (2016). Una descripción complementaria de esta función se encuentra en el trabajo de Olivares E. et al. (2010). El ajuste se realizó usando métodos MCMC usando el paquete `emcee` en `python` (Foreman-Mackey et al. 2013).

Los parámetros estudiados en esta tesis fueron definidos previamente por Anderson et al. (2014b) y Gutiérrez et al. (2017a) para el estudio de las curvas de luz en la banda V . La Figura 5.8 presenta una curva de luz bolométrica como ejemplo indicando los parámetros medidos. Los observables son:

1. M_{end} : magnitud bolométrica medida 30 días antes de t_{PT} . Si t_{PT} no puede ser estimado, M_{end} corresponde a la magnitud de la última observación disponible en la fase ópticamente gruesa.
2. M_{tail} : magnitud bolométrica medida 30 días después de t_{PT} . Si t_{PT} no puede ser estimado pero la fase radiactiva es claramente observada, M_{tail} es la magnitud de la observación más cercana luego de la transición.
3. s_1 : pendiente de la fase de enfriamiento en magnitudes cada 100 días ($\text{mag } 100 \text{ d}^{-1}$, de ahora en adelante).

4. s_2 : pendiente de la fase de plateau en mag 100 d^{-1} .
5. s_3 : pendiente de la fase radiactiva en mag 100 d^{-1} .
6. t_{trans} : época de transición entre la fase de enfriamiento y la de plateau.
7. $OPTd$: duración de la fase ópticamente gruesa o fotosférica. Es igual a t_{PT} , es decir, es la duración entre la explosión y t_{PT} . Si t_{PT} no puede ser estimado pero es claro que la SN II tiene observaciones durante la transición hacia la fase radiactiva, se toma la época de la última observación como $OPTd$.
8. Pd : duración de la fase de plateau y es igual a la diferencia entre t_{PT} y t_{trans} .
9. Cd : duración de la fase de enfriamiento, definida entre la fecha de la explosión y t_{trans} .

Los parámetros M_{end} y M_{tail} fueron interpolados a las épocas escogidas cuando t_{PT} pudo ser definido, y sus errores fueron estimados por propagación de las incertezas en las magnitudes implicadas. Las pendientes fueron medidas al ajustar una línea recta a cada una de las tres fases, teniendo en cuenta sus errores. Para medir s_1 y s_2 ajustamos un modelo lineal por partes con cuatro parámetros: la tasa de declinación —o incremento—, es decir las pendientes s_1 y s_2 , la época de transición entre ambas pendientes (t_{trans}) y el desplazamiento en la magnitud a la época de la transición. Este proceso requiere que el comienzo de s_1 y el final de s_2 estén definidos de antemano para excluir los datos anteriores al máximo o una vez que la SN empieza a transicionar a la fase radiactiva. Los valores de s_1 , s_2 y sus puntos de transición fueron determinados a través de métodos de MCMC. Luego utilizamos el test de Fisher para decidir si la curva de luz se reproduce mejor con una pendiente (sólo s_2) o ambas pendientes (s_1 y s_2). Este mismo procedimiento fue realizado en [Gutiérrez et al. \(2017a\)](#), ver también [Anderson et al. 2014b](#) para más detalles). Para s_3 simplemente ajustamos una línea recta a la fase radiactiva, siempre que existan al menos tres observaciones en esta fase.

Finalmente, es preciso notar que Pd y $OPTd$ fueron definidos de diferente manera que en [Anderson et al. \(2014b\)](#) y [Gutiérrez et al. \(2017a\)](#). Estos trabajos definieron a Pd como el tiempo transcurrido entre t_{trans} y el fin de la fase de plateau, definido cuando la extrapolación de la línea recta que define a s_2 se vuelve 0.1 mag más luminosa que la curva de luz en la banda V , y a $OPTd$ como el tiempo transcurrido desde la fecha de explosión hasta el fin del plateau. En esta tesis utilizamos a t_{PT} como una medición de la duración de la fase ópticamente gruesa ($OPTd$) y, por lo tanto, Pd se define como la diferencia entre t_{PT} y t_{trans} .

En la Tabla [A.2](#) presentamos los observables medidos como fueron definidos anteriormente. Adicionalmente, las Figuras [C.1–C.7](#) muestran las curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I individualmente junto con sus observables. En estas figuras observamos que las SNs 2004er y 2009ao muestran un comportamiento inusual en sus curvas de luz bolométricas a tiempos tempranos (ver [C.1](#) y [C.7](#), respectivamente). Ambas SNs II exhiben curvas de luz que aumentan su luminosidad en el tiempo hasta alcanzar el máximo de luminosidad. Si bien en la actualidad es cada vez más común observar el aumento de luminosidad de las SNs II a épocas tempranas, el máximo de la curva de luz es observado en las bandas ópticas y del NIR. Esto se debe al desplazamiento de la emisión de la SN a longitudes de onda más largas a medida que el material eyectado se enfría. El máximo de la luminosidad bolométrica es esperado, aunque en este caso es debido a la llegada de la onda de choque a la superficie estelar. No obstante, el shock breakout es extremadamente difícil de observar debido a corta duración. Esta situación podría cambiar si la SN explotara dentro de un ambiente denso. A continuación discutiremos algunas posibles explicaciones para el comportamiento observado.

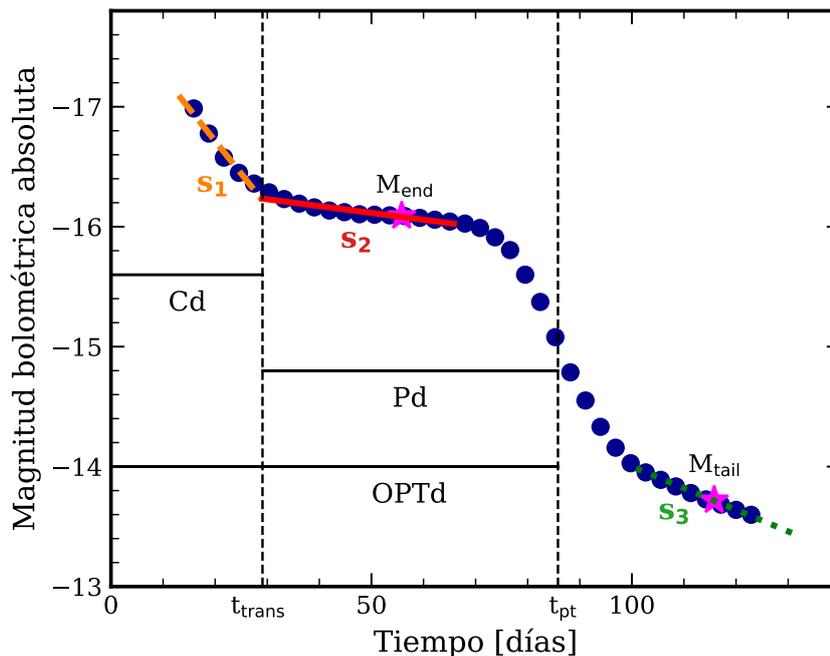


Figura 5.8: Definición de los observables de la curva de luz bolométrica medidos para cada SN II en la muestra del CSP-I. Utilizamos la curva de luz bolométrica interpolada de la SN 2008M como ejemplo.

Las curvas de luz bolométricas tempranas de las SNs 2004er y 2009ao se asemejan al comportamiento visto en algunas curvas de luz pseudobolométricas a épocas tempranas (ver por ejemplo la Figura 10 de Valenti et al. 2016). Por lo tanto, el comportamiento podría deberse a la extrapolación del flujo UV. La subestimación de la corrección UV provoca luminosidades más bajas a tiempos tempranos, cuando el flujo UV contribuye significativamente al flujo total.

Otra posibilidad es que este comportamiento se deba a una importante extinción de la galaxia huésped sin corregir. En esta dirección, las SNs 2004er y 2009ao se encuentran ambas dentro del 20% de las SNs II más rojas de la muestra del CSP-I (de Jaeger et al. 2018). La reemisión de la energía por polvo se da a longitudes de onda mucho más largas que aquellas observadas por el CSP-I y no es tenida en cuenta en los ajustes de cuerpo negro realizados. Por lo tanto, la corrección debida a una extinción de la galaxia huésped que no ha sido considerada incrementaría el flujo en las bandas más azules produciendo una contribución más grande en el UV, mientras que el flujo en las bandas más rojas se vería menos afectado. Este efecto será más grande a tiempos tempranos, cuando la SN es intrínsecamente más azul. Esto significa que la extinción afecta de manera diferente a la curva de luz bolométrica en función del tiempo, es decir, la forma de la curva de luz bolométrica se verá afectada. Testeamos esta hipótesis corrigiendo la fotometría de la SN 2004er por una extinción adicional. Encontramos que una extinción de $A_V^{host} = 0.8$ mag cambia la morfología inicialmente ascendente de la curva de luz por una curva de luz típica cuya luminosidad disminuye en el tiempo a épocas tempranas. Por lo tanto, el comportamiento de la luminosidad de las SNs 2004er y 2009ao podrían ser causado por la pérdida de flujo UV, probablemente debida a extinción de la galaxia huésped

sin corregir⁶.

Adicionalmente, notamos que la presencia de un CSM denso alrededor de la estrella progenitora también podría explicar este comportamiento. Recientes análisis fotométricos y espectroscópicos sugieren que dicho CSM podría estar presente en muchas SNs II (p. ej., [González-Gaitán et al. 2015](#); [Yaron et al. 2017](#); [Förster et al. 2018](#); [Morozova et al. 2018](#); [Bruch et al. 2021](#)). Bajo esta hipótesis, el máximo observado en las curvas de luz bolométricas de las SNs 2004er y 2009ao podría ser causado por el retraso del arribo de la onda de choque a la superficie debido a la interacción del material eyectado por la SN y el CSM⁷ ([Moriya et al. 2018](#); [Haynie & Piro 2021](#)).

La Figura 5.9 presenta las distribuciones de las dos magnitudes bolométricas medidas: M_{end} y M_{tail} . La muestra del CSP-I está caracterizada por los siguientes valores de la mediana de cada distribución y la mediana de la desviación absoluta (MAD, por sus siglas en inglés): $M_{\text{end}} = -16.2$ mag (MAD = 0.6 mag, 72 SNs II) y $M_{\text{tail}} = -14.8$ mag (MAD = 0.3 mag, 17 SNs II). Como era de esperarse, las distribuciones tienen su máximo a luminosidades más bajas a medida que el tiempo evoluciona. M_{end} cubre un rango de ~ 2.8 mag desde -14.7 mag (SN 2008bk) hasta -17.5 mag (SN 2009aj). La SN 2008bk es una SN II extensamente estudiada ([Pignata 2013](#); [Van Dyk et al. 2012](#); [Van Dyk 2013](#); [Lisakov et al. 2017](#); [Maund 2017](#); [Jerkstrand et al. 2018](#); [Eldridge et al. 2019](#); [Martinez & Bersten 2019](#); [Martinez et al. 2020](#)) que pertenece a una clase de SNs II subluminosas ([Spiro et al. 2014](#)). [Spiro et al. \(2014\)](#) proponen que estos eventos débiles representan la parte menos luminosa de una distribución continua de SNs II. Esto luego ha sido verificado por varios trabajos (p. ej., [Anderson et al. 2014b](#); [Sanders et al. 2015](#); [Gutiérrez et al. 2017a](#)). En esta tesis encontramos las mismas distribuciones continuas en las magnitudes bolométricas medidas. Por otro lado, la SN 2009aj se encuentra en el límite superior de la distribución de M_{end} . Esta SN es más luminosa que las SNs II típicas, probablemente debido a la interacción con CSM ([Rodríguez et al. 2020](#)).

Durante la fase radiactiva, M_{tail} se encuentra entre -12.3 mag (SN 2008bk) y -15.2 mag (SN 2007X). La SN 2008bk es nuevamente el evento menos luminoso. Esto no sorprende ya que las SNs II subluminosas están caracterizadas, entre otras propiedades, por la muy baja luminosidad durante la fase radiactiva, lo que indica que la masa de ^{56}Ni eyectada durante la explosión es considerablemente pequeña ([Pastorello et al. 2004](#); [Spiro et al. 2014](#); [Lisakov et al. 2018](#)).

La Figura 5.10 presenta los histogramas de las distribuciones de las diferentes pendientes medidas (s_1 , s_2 y s_3). Las medianas de las distribuciones son: $s_1 = 4.59$ mag 100 d^{-1} (MAD = 2.84 mag 100 d^{-1} , 42 SNs II), $s_2 = 0.81$ mag 100 d^{-1} (MAD = 0.91 mag 100 d^{-1} , 72 SNs II) y $s_3 = 1.38$ mag 100 d^{-1} (MAD = 0.62 mag 100 d^{-1} , 16 SNs II). Las pendientes muestran un continuo en sus distribuciones con algunas excepciones menores. La distribución de s_1 muestra cuatro SNs II (SNs 2005dk, 2006bl, 2008bu y 2009A) con pendientes más grandes que 10 mag 100 d^{-1} . En el caso de s_2 , la SN II que declina más rápido es la SN 2009au con un valor de $s_2 = 2.78 \pm 0.17$ mag 100 d^{-1} , mientras que la SN 2009A tiene el valor más pequeño con una pendiente de $s_2 = -4.79 \pm 0.47$ mag 100 d^{-1} , es decir, esta SN II muestra una fase de plateau cuya luminosidad aumenta en el tiempo. La SN 2009A tiene un comportamiento peculiar ya que muestra una curva de luz bolométrica con dos máximos, así como

⁶Sin embargo, el efecto de la extinción de la galaxia huésped sin corregir en la forma de la curva de luz bolométrica no afecta el análisis general. Este efecto se vuelve más pequeño a medida que las SNs II evolucionan a colores más rojos. Por esta razón, esto es sólo significativo a tiempos tempranos ($\lesssim 30$ días) y para valores grandes de A_V^{host} . Enfatizamos que los primeros 30 días de la evolución son removidos del ajuste cuando se determinan las propiedades físicas de la explosión de las SNs II (Sección 4.5).

⁷Aunque las propiedades del CSM no están claras y se encuentran más allá del alcance de esta tesis.

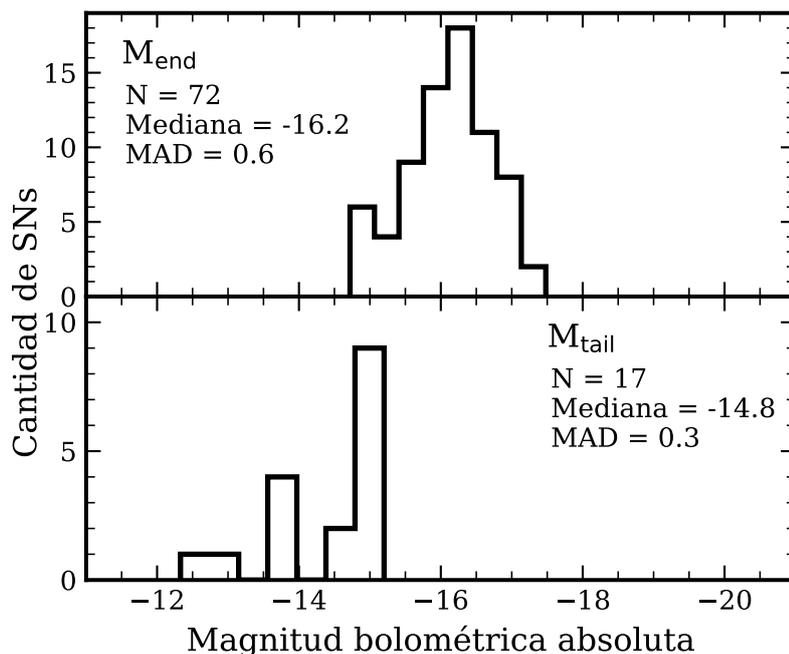


Figura 5.9: Histogramas de las magnitudes medidas de las curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I. *Panel superior*: magnitudes al final de la fase ópticamente gruesa (M_{end}). *Panel inferior*: magnitudes en la fase radiactiva (M_{tail}). En cada panel se listan el número de SNs II (N) junto con la mediana de la distribución y la mediana de la desviación absoluta (MAD).

también en sus curvas de luz ópticas (Anderson et al., en preparación). Sin embargo, la falta de observaciones luego de los 50 días desde la explosión impide revelar sus propiedades. La SN 2008hg tiene el segundo valor de s_2 más pequeño con $s_2 = -0.96 \pm 0.35 \text{ mag } 100 \text{ d}^{-1}$. En total, ocho SNs II en la muestra del CSP-I tienen fases de plateau que aumentan la luminosidad en el tiempo, pero dos de ellas no poseen suficientes datos durante esta fase para obtener estimaciones confiables.

La pendiente de la fase radiactiva (s_3) sólo pudo ser medida para 16 objetos debido a la falta de observaciones durante esta fase. Un número considerable de eventos (11 de 16) declinan más rápido que lo esperado si los fotones γ provenientes del decaimiento radiactivo del ^{56}Co son completamente termalizados en la envoltura ($0.98 \text{ mag } 100 \text{ d}^{-1}$, Woosley et al. 1989), implicando que existe alguna pérdida de fotones γ . Esto concuerda con los resultados de Anderson et al. (2014b) donde se utilizaron datos en la banda V . Encontramos además algunos objetos que declinan más lento que lo esperado por el decaimiento del ^{56}Co . Esto es discutido en más detalle en la Sección 8.2. Además, en la distribución de s_3 observamos una posible bimodalidad, con un moda en torno al valor esperado por el decaimiento del ^{56}Co , y la segunda a valores más grandes. Un comportamiento similar se puede observar en las pendientes medidas de las curvas de luz en la banda V (Anderson et al. 2014b); sin embargo, es preciso mencionar la falta de observaciones para llegar a una conclusión.

La Figura 5.11 presenta las distribuciones de la duración de las distintas fases medidas (Cd , Pd y $OPTd$). Observamos un gran rango de valores de Pd y $OPTd$. La distribución de $OPTd$ se caracteriza por tener una mediana de 104 días (MAD = 19 días, 37 SNs II). Este valor es similar al histórico valor de 100 días de las SNs IIP (Barbon et al. 1979). El valor más chico de $OPTd$ le corresponde a la SN 2004dy con 42 ± 2 días, mientras que el

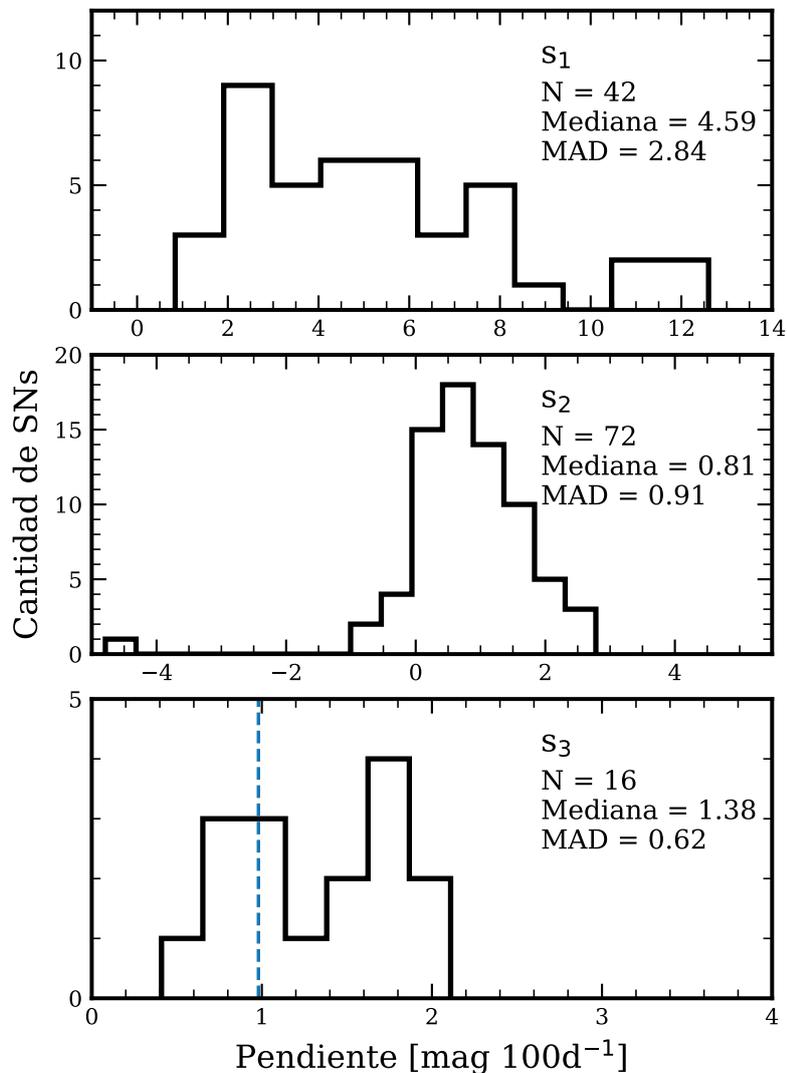


Figura 5.10: Histogramas de las pendientes medidas de las curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I. *Panel superior:* pendiente de la fase de enfriamiento (s_1). *Panel central:* pendiente de la fase de plateau (s_2). *Panel inferior:* pendiente de la fase radiativa (s_3). En este último panel se indica la pendiente esperada por la captura completa del decaimiento del ^{56}Co en líneas discontinuas. En cada panel se listan el número de SNs II (N) junto con la mediana de la distribución y la mediana de la desviación absoluta (MAD).

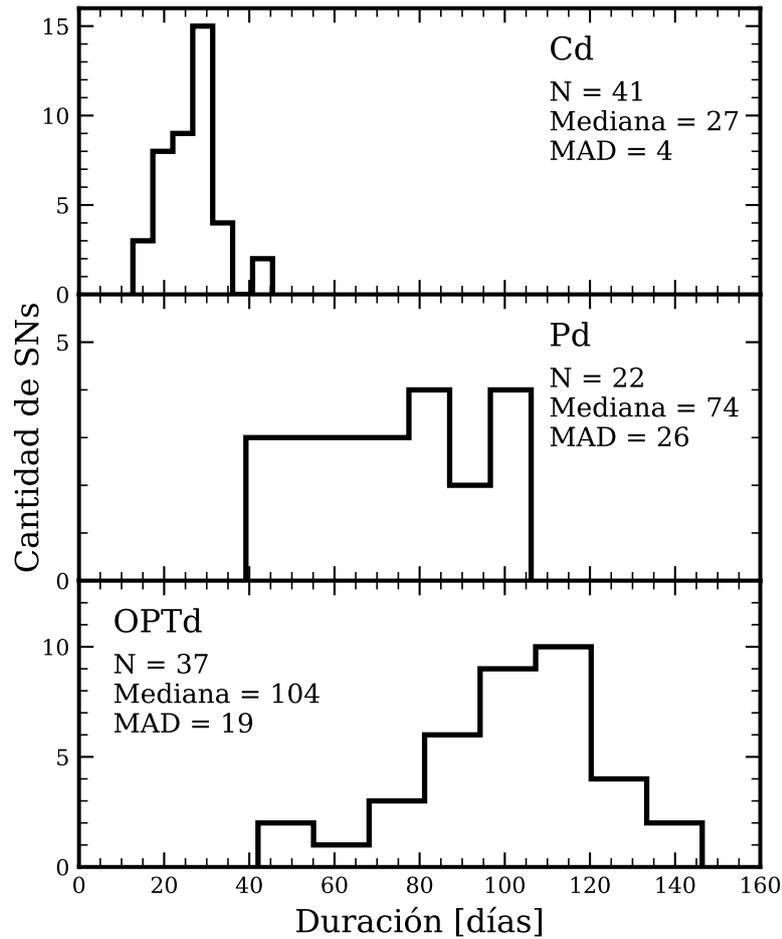


Figura 5.11: Histogramas de las duraciones temporales medidas de las curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I. *Panel superior:* duración de la fase de enfriamiento (Cd). *Panel central:* duración de la fase de plateau (Pd). *Panel inferior:* duración de la fase ópticamente gruesa ($OPTd$). En cada panel se listan el número de SNs II (N) junto con la mediana de la distribución y la mediana de la desviación absoluta (MAD).

valor más grande es 146 ± 2 días para la SN 2004er. La mediana de la distribución de Pd es 74 días ($MAD = 26$ días, 22 SNs II) y los valores límites son 39 ± 2 días para la SN 2008bu y 106 ± 4 días para la SN 2004fc. Sólo pudieron ser medidos 22 valores de Pd ya que es la duración temporal más exigente de medir de las tres analizadas en esta tesis. Dada su definición, Pd requiere la estimación de $OPTd$, para la cual es necesario tener información de la fecha de explosión y de la transición a la fase radiactiva, así como también de t_{trans} . Cd muestra una distribución más angosta con una mediana de 27 días ($MAD = 4$ días, 41 SNs II). Todas las duraciones temporales medidas exhiben un continuo en sus distribuciones sin ningún signo de bimodalidad indicando la existencia de distintas subclases.

5.4.2. Evolución de la temperatura

La evolución temporal de la temperatura para las SNs II en la muestra del CSP-I se obtuvo a partir de los ajustes de cuerpo negro y es presentada en la Figura 5.12. Esta figura también incluye la temperatura media y desviación estándar dentro de cada intervalo de 10 días, cuyos valores son presentados en la Tabla 5.3.

Los modelos de shock breakout predicen temperaturas $\gtrsim 10^5$ K (Grassberg et al. 1971; Kozyreva et al. 2020). De hecho, el modelado de los espectros de la SN 2013fs tomados seis horas luego de la explosión revelaron una temperatura entre $5-6 \times 10^4$ K (Yaron et al. 2017). Luego del shock breakout se espera un rápido enfriamiento de las capas más externas del material eyectado por la SN. Durante los primeros 10 días de evolución, la temperatura media en la muestra del CSP-I es de 9300 ± 2200 K. La SN II más caliente a estas épocas tempranas es la SN 2009aj presentando una temperatura de 16300 K. A medida que el tiempo pasa, la temperatura empieza a evolucionar más lentamente comparado con las fases más tempranas. A partir de los 30–40 días luego de la explosión, la temperatura entra a una fase donde se mantiene medianamente constante. Esto es consistente con la recombinación del hidrógeno que ocurre cuando las diferentes capas de la envoltura alcanzan temperaturas de ~ 6000 K. En esta fase, un frente de recombinación aparece moviéndose hacia adentro del material eyectado, hasta que la envoltura de hidrógeno se recombina completamente y el frente de recombinación arriba a las partes más internas del material.

Valenti et al. (2016) encontraron que las SNs II que declinan rápido —es decir, valores más grandes de s_2 —, muestran temperaturas sistemáticamente más bajas a 50 días luego de la explosión. Esos autores argumentan que esto es de esperarse ya que las SNs II con estas características evolucionan más rápido y, por lo tanto, están más cerca del final de la fase de recombinación a épocas más tempranas que las SNs II que declinan más lento. En el panel superior de la Figura 5.12, la evolución de la temperatura está coloreada respecto a los valores de s_2 para cada SN II. Seis objetos presentan temperaturas más bajas que 5000 K y sólo una (SN 2005lw) declina rápidamente con un valor de $s_2 = 1.53 \pm 0.08$ mag 100 d^{-1} , mientras que las demás (SNs 2004dy, 2007sq, 2008bh, 2008bp y 2009ao) tiene valores de s_2 más chicos que 1 mag 100 d^{-1} . Recordar que la mediana de la distribución de s_2 es de 0.81 mag 100 d^{-1} (Sección 5.4.1). Más aún, una de las SNs II más calientes a 50 días, SN 2008bm, tiene una pendiente $s_2 = 2.74 \pm 0.12$ mag 100 d^{-1} . Esto es lo opuesto a lo propuesto por Valenti et al. (2016). La SN 2008bm pertenece a un subgrupo de SNs II con características peculiares: colores azules, velocidades de expansión bajas —comparadas con objetos de la misma luminosidad— y más luminosas que las SNs II normales (Rodríguez et al. 2020). Además, Rodríguez et al. (2020) encontraron que estas propiedades pueden ser reproducidas por el modelo de interacción del material eyectado con un CSM, lo que también explicaría las altas temperaturas. Las otras dos SNs II presentadas en Rodríguez et al. (2020), SN 2009aj y SN 2009au, también exhiben

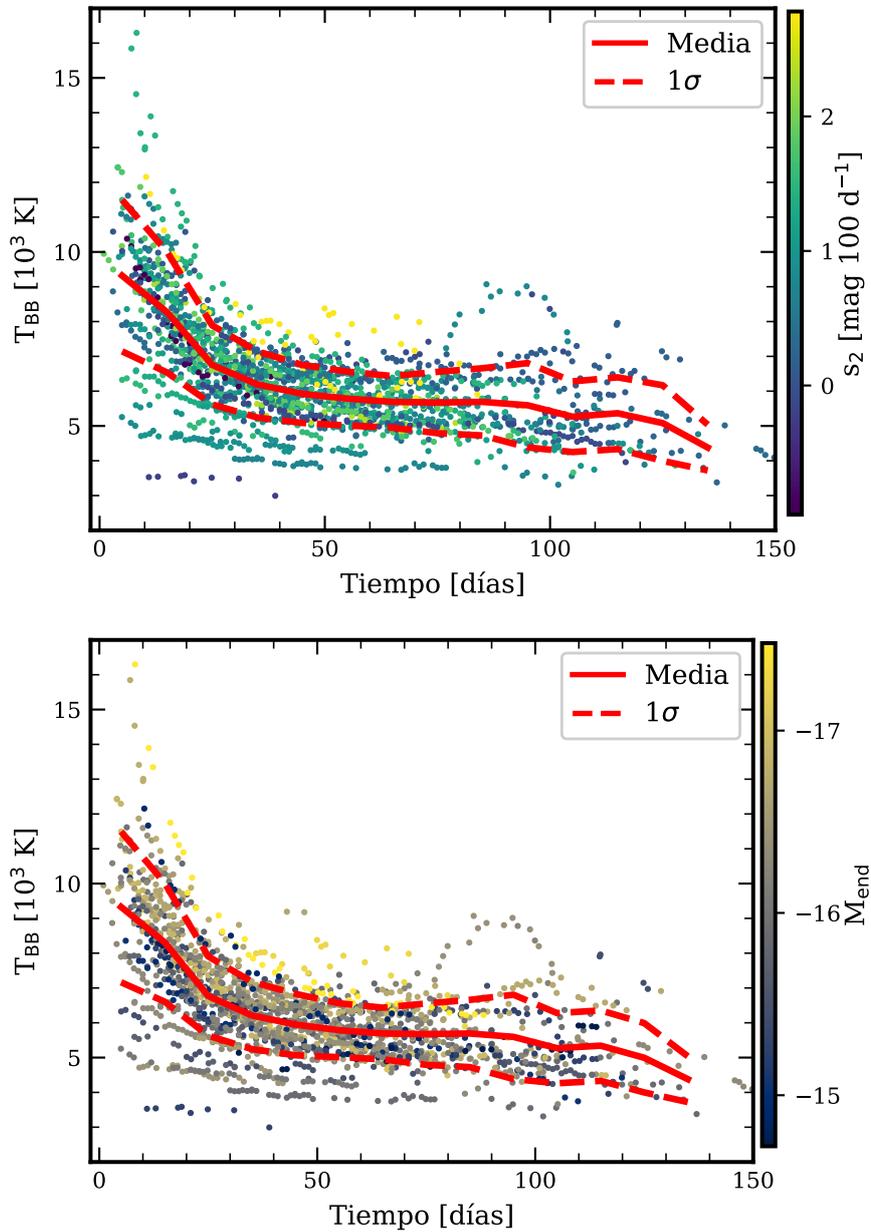


Figura 5.12: Evolución de la temperatura del cuerpo negro para las SNs II en la muestra del CSP-I con fechas de explosión definidas. La línea continua indica la temperatura media dentro de cada intervalo de tiempo y las líneas discontinuas representan la desviación estándar. Estos valores están disponibles en la Tabla 5.3. Las SNs II están coloreadas con los valores de s_2 (*panel superior*) y M_{end} (*panel inferior*).

Tabla 5.3: Temperatura media y desviación estándar para las SNs II en la muestra del CSP-I en función del tiempo.

Días desde la explosión	T_{BB} [K]
5	9328 ± 2164
15	8307 ± 1711
25	6766 ± 1138
35	6211 ± 967
45	5948 ± 882
55	5786 ± 774
65	5692 ± 741
75	5673 ± 881
85	5692 ± 965
95	5595 ± 1211
105	5270 ± 1007
115	5342 ± 1011
125	4994 ± 995
135	4379 ± 657

temperaturas elevadas. De hecho, la SN 2009aj es la SNs II más caliente en la muestra del CSP-I hasta ~ 30 días luego de la explosión. La interacción con un CSM causa un aumento en la temperatura y luminosidad de la SN debido a la conversión de energía cinética en energía térmica (Hillier & Dessart 2019). Dejando de lado estos casos peculiares, no encontramos una tendencia sistemática de la temperatura con el parámetro s_2 como fue encontrada por Valenti et al. (2016).

Los espectros de las SNs II muestran que algunas líneas de absorción del grupo de hierro aparecen más temprano en la evolución en las SNs II de baja luminosidad, lo que podría estar asociado con las diferencias en temperatura y/o metalicidad (Gutiérrez et al. 2017b). Es decir, las regiones de formación de línea de las SNs II de baja luminosidad se enfrían más rápido permitiéndole a las líneas metálicas aparecer antes. Por lo tanto, en el panel inferior de la Figura 5.12 se muestra la evolución de la temperatura para todas las SNs II en la muestra del CSP-I coloreadas de acuerdo al valor de M_{end} . Encontramos una tendencia donde las SNs II de baja luminosidad exhiben temperaturas más bajas, y viceversa.

5.5. Correcciones bolométricas

En la Sección 5.2 calculamos luminosidades bolométricas a partir de la estimación del flujo bolométrico, es decir, integrando el flujo observado en varias bandas fotométricas que cubren la mayor parte de la emisión de la SN II y el modelado del flujo no observado usando diferentes técnicas para el IR y UV. Esta es la técnica más precisa para calcular flujos bolométricos, pero sólo en los casos donde exista una extensa cobertura fotométrica. Cuando este criterio no se cumple, el uso de correcciones bolométricas podría ser más apropiado.

La corrección bolométrica permite la transformación de magnitudes en ciertas bandas en magnitudes bolométricas. Por definición,

$$BC_j = m_{\text{bol}} - m_j \quad (5.1)$$

donde BC_j es la corrección bolométrica relativa a la banda j , m_j es la magnitud de la SN en la

banda j previamente corregida por extinción y m_{bol} es la magnitud bolométrica. La corrección bolométrica es independiente de la distancia ya que está definida como una diferencia de magnitudes; por lo tanto, la Ecuación 5.1 también puede ser definida en magnitudes absolutas.

Durante la evolución de la SN, la luminosidad cambia y la distribución espectral de energía evoluciona rápidamente hacia colores más rojos. Esto significa que la corrección bolométrica no es constante en el tiempo, lo que complica su cálculo e implementación. [Bersten & Hamuy \(2009\)](#) calcularon correcciones bolométricas para tres SNs II con buen seguimiento fotométrico y temporal (SNs 1987A, 1999em y 2003hn) y derivaron calibraciones para las correcciones bolométricas en función de índices de color ópticos. Esta es una técnica sencilla y rápida de implementar ya que permite estimar luminosidades bolométricas usando sólo dos filtros ópticos (en el caso particular de [Bersten & Hamuy 2009](#) se utilizan filtros Johnson-Cousins). El mismo procedimiento fue implementado en [Lyman et al. \(2014\)](#), donde los autores analizaron una muestra más grande de seis SNs II, tres de las cuales habían sido previamente analizadas en el trabajo de [Bersten & Hamuy \(2009\)](#), y tres SNs II adicionales: SNs 2004et, 2005cs y 2012A. Además, [Lyman et al. \(2014\)](#) también presentaron calibraciones para las correcciones bolométricas a partir de índices de color ópticos en filtros Sloan. Sin embargo, las magnitudes en los filtros Sloan las obtuvieron interpolando la distribución espectral de energía construida usando filtros Johnson. Estos autores corrigen las magnitudes inferidas por el sesgo medio encontrado a través de la comparación con magnitudes sintéticas de espectros; no obstante, esta técnica podría agregar errores sistemáticos a las calibraciones de correcciones bolométricas. Por esta razón, [Lyman et al. \(2014\)](#) apuntan a una reevaluación de estas calibraciones una vez que exista un conjunto considerable de datos de SNs II observadas directamente en filtros Sloan y con buena cobertura en el NIR, que es lo que presentamos en esta tesis.

Recientemente, [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#) utilizaron 26 SNs II y un modelo que descifra las curvas de luz en diferentes bandas y las velocidades de expansión observadas a partir de cambios en el radio y en la temperatura al ajustar simultáneamente el conjunto completo de observaciones. Con este modelo, [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#) fueron capaces de proporcionar ajustes a las correcciones bolométricas como función de cada color definido dentro del gran conjunto de filtros utilizado. Además, el estudio antes mencionado incluye observaciones en el UV tomadas con el telescopio *Swift*, siendo esta la principal diferencia con los trabajos previos.

Todos los estudios mencionados anteriormente ([Bersten & Hamuy 2009](#); [Lyman et al. 2014](#); [Pejcha & Prieto 2015a](#)) construyeron calibraciones para la corrección bolométrica en función de índices de colores. [Maguire et al. \(2010\)](#) presentaron correcciones bolométricas en función del tiempo para cuatro SNs II y encontraron una gran dispersión en la BC_V . La BC_R es más homogénea pero sólo después de 50 días después de la explosión. Esto podría indicar que la evolución del color es un mejor indicador de la corrección bolométrica que el tiempo, al menos para las SNs II.

5.5.1. Calibraciones para las correcciones bolométricas en función de índices de color ópticos

En esta sección calculamos correcciones bolométricas para la muestra de 74 SNs II del CSP-I. Primero convertimos las luminosidades bolométricas —calculadas en la Sección 5.2— en magnitudes bolométricas usando

$$M_{\text{bol}} = M_{\odot, \text{bol}} - 2.5 \log_{10} \left(\frac{L_{\text{bol}}}{L_{\odot, \text{bol}}} \right), \quad (5.2)$$

donde $L_{\odot, \text{bol}} = 3.845 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ y $M_{\odot, \text{bol}} = 4.74$ son la luminosidad y la magnitud bolométrica absoluta del Sol (Drilling & Landolt 2000). Luego calculamos las correcciones bolométricas usando la Ecuación 5.1. A continuación, buscamos calibraciones entre la corrección bolométrica y tres índices de color.

La Figura 5.13 muestra la BC_V en función del índice de color ($B - V$) (panel superior) y la BC_g en función del índice de color ($g - r$) (panel inferior), mientras que la Figura 5.14 muestra la BC_g en función del índice de color ($g - i$). Para todos los casos encontramos algún tipo de relación. Particularmente, utilizando los índices de color ($g - r$) y ($g - i$) encontramos las relaciones más fuertes. En estas figuras también se incluyeron ajustes polinómicos a los datos. El orden de los polinomios fue elegido para otorgar las dispersiones más pequeñas. Para cada índice de color se separaron los datos en tres grupos determinados por la fase de evolución en la cual la SN II se encuentra: fase de enfriamiento (es decir, tiempos más tempranos que t_{trans}), fase de plateau (tiempos entre t_{trans} y t_{PT}) y fase radiactiva (tiempos más tardíos que t_{PT}). Los coeficientes de los polinomios se muestran en la Tabla 5.4.

La fase de enfriamiento necesita una inspección por separado por la siguiente razón. La falta de datos en el UV fuerza una extrapolación del flujo hacia longitudes de onda más cortas que la banda u . Como fue mencionado en la Sección 5.2.3, la corrección UV utilizada en esta tesis podría no predecir el flujo real en el UV a tiempos más tempranos que 20 días desde la fecha de explosión, cuando el flujo en esta región contiene una importante fracción del flujo bolométrico. Por lo tanto, a tiempos tempranos, la corrección bolométrica podría también estar subestimada. Por esta razón, realizamos ajustes polinómicos a los datos diferenciando la fase evolutiva en la que se encuentran. A tiempos tempranos, podría ser más apropiado utilizar las calibraciones de Pejcha & Prieto (2015a) ya que incluyen observaciones en el UV (ver también Pritchard et al. 2014).

La dispersión de la BC_V en función de ($B - V$) es relativamente grande durante la fase de plateau y radiactiva (Figura 5.13, panel superior). De hecho, la dispersión entre la corrección bolométrica y el ajuste es de 0.19 mag y 0.21 mag, respectivamente, lo cual es un factor dos más grande que los trabajos previos (Bersten & Hamuy 2009; Lyman et al. 2014). La corrección bolométrica en función de los índices de color ópticos de Sloan muestra dispersiones más pequeñas. La calibración usando el índice de color ($g - r$) presenta una dispersión de 0.14 mag en la fase de plateau. Si bien este valor es más pequeño que el encontrado para el índice de color ($B - V$), todavía es un factor tres más grande que calibraciones previas (Lyman

Tabla 5.4: Coeficientes de los ajustes polinómicos a la corrección bolométrica en función de índices de color ópticos.

Índice de color	Fase	Rango	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	σ
$(B - V)$	Enfriamiento	(-0.10, 1.16)	-0.740	4.472	-9.637	9.075	-3.290	0.12
	Plateau	(0.07, 1.98)	-0.384	1.692	-2.370	1.524	-0.476	0.19
	Radiactiva	(0.46, 1.78)	-2.696	11.532	-18.805	13.040	-3.315	0.21
$(g - r)$	Enfriamiento	(-0.26, 1.09)	-0.352	1.753	-4.078	1.961	—	0.11
	Plateau	(0.01, 2.17)	-0.219	0.813	-2.194	1.205	-0.305	0.14
	Radiactiva	(0.78, 2.07)	-9.994	21.507	-15.343	3.273	—	0.22
$(g - i)$	Enfriamiento	(-0.50, 1.15)	-0.214	0.789	-2.357	1.097	—	0.11
	Plateau	(-0.10, 2.79)	-0.140	0.292	-1.224	0.522	-0.090	0.07
	Radiactiva	(0.86, 2.43)	-0.263	-0.154	-0.256	—	—	0.08

Notas. La corrección bolométrica es igual a $\sum_{k=0}^n c_k (IC)^k$, donde IC se refiere los índices de color de la columna 1. σ es la desviación estándar del ajuste.

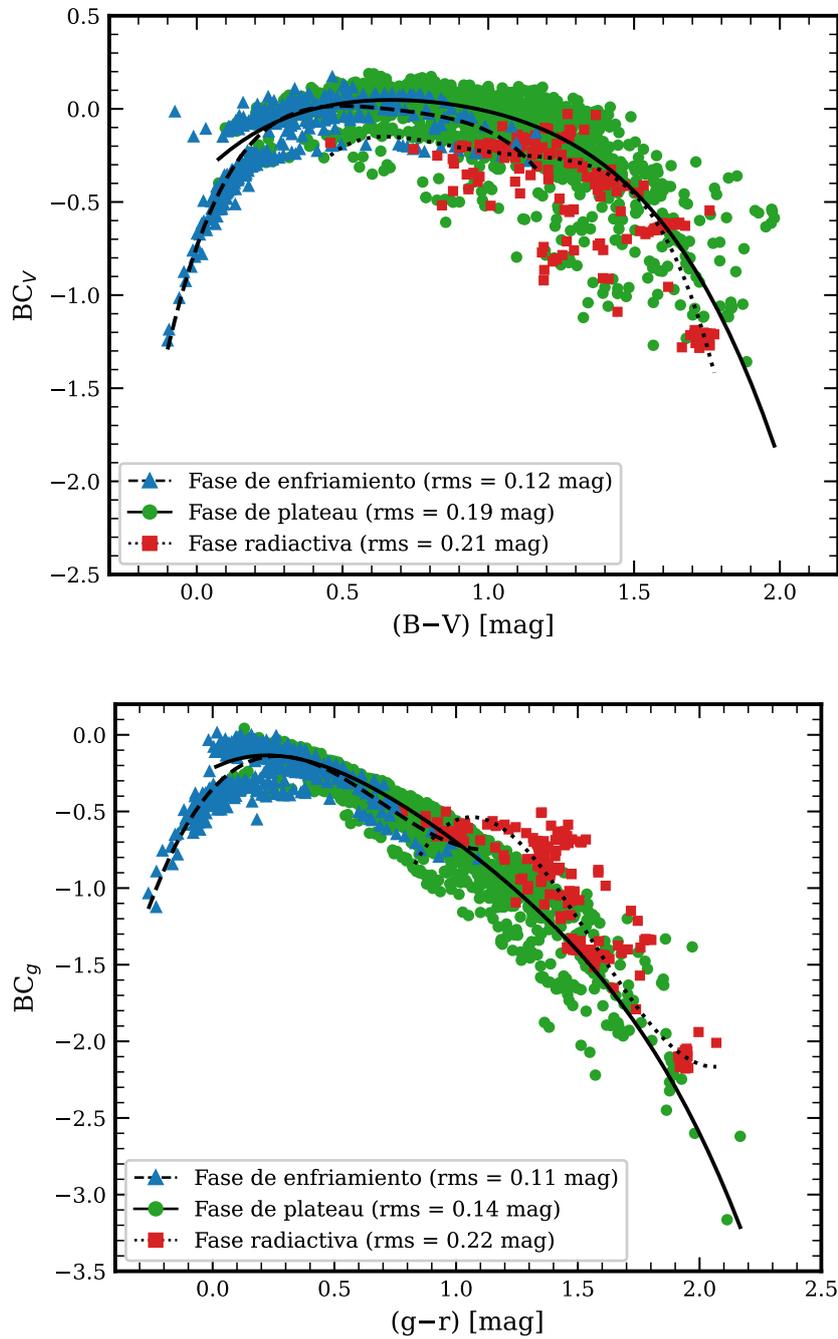


Figura 5.13: Correcciones bolométricas relativas a la banda V (BC_V) en función del índice de color $(B - V)$ (*panel superior*) y relativa a la banda g (BC_g) en función del índice de color $(g - r)$ (*panel inferior*) para todas las SNI II en la muestra del CSP-I. Los datos y ajustes están separados en tres fases: enfriamiento (triángulos azules, línea discontinua), plateau (puntos verdes, línea continua) y radiactiva (cuadrados rojos, línea punteada).

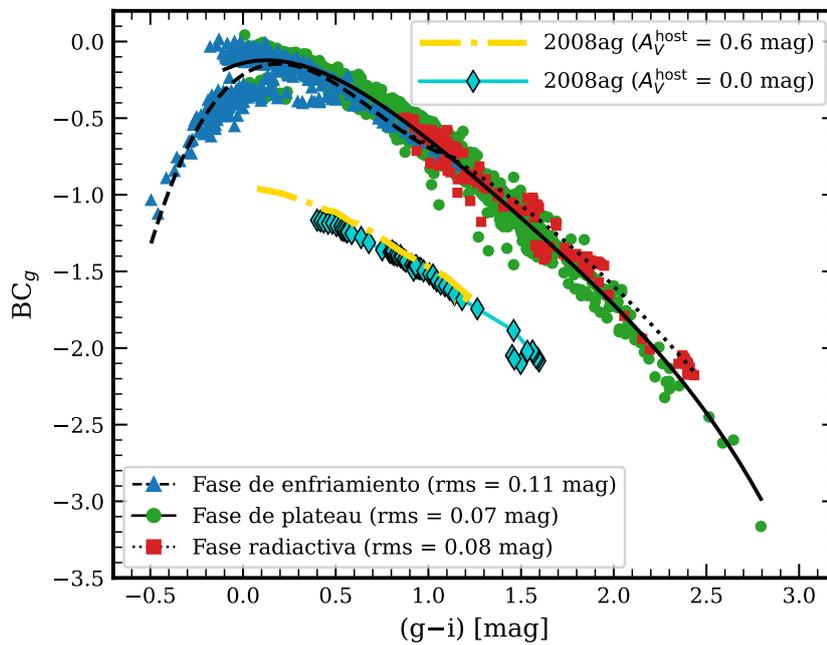


Figura 5.14: Correcciones bolométricas relativas a la banda g (BC_g) en función del índice de color $(g - i)$ para todas las SNs II en la muestra del CSP-I. Los datos y ajustes están separados en tres fases: enfriamiento (triángulos azules, línea discontinua), plateau (puntos verdes, línea continua) y radiactiva (cuadrados rojos, línea punteada). Esta figura también muestra el efecto del enrojecimiento al reanalizar la SN 2008ag adoptando $A_V^{\text{host}} = 0.6$ mag (línea con puntos y guiones). Las dos curvas para la SN 2008ag están desplazadas de los datos originales para una mejor visualización.

et al. 2014). Esta dispersión podría deberse a que en esta tesis no se corrige por la extinción de la galaxia huésped, aunque es preciso mencionar que dicha extinción no pareciera ser un parámetro dominante en la dispersión encontrada en los colores observados para la mayoría de las SNs II en la muestra del CSP-I, como fue analizado en de Jaeger et al. (2018).

Para la calibración de BC_g en función de $(g - r)$ observamos una relación estrecha para los colores $(g - r) \lesssim 0.5$ mag; sin embargo, la dispersión aumenta hacia los colores más rojos (tiempos más tardíos). El aumento de la intensidad en el tiempo del perfil de H_α , cuya longitud de onda coincide con la banda r a los corrimientos al rojo pequeños como los de la muestra de SNs II del CSP-I, y la diversidad en el ancho equivalente de las componentes de absorción y emisión de H_α (Gutiérrez et al. 2017b) podrían explicar este comportamiento. La calibración de la BC_g respecto al índice de color $(g - i)$ exhibe la relación más fuerte de las tres analizadas (Figura 5.14). La dispersión es de 0.07 mag durante la fase de plateau y 0.08 mag en la fase radiactiva. Por esta razón, incitamos a los futuros trabajos a utilizar la calibración de la corrección bolométrica en función del índice de color $(g - i)$ para construir curvas de luz bolométricas cuando los datos en el NIR no son suficientes para ajustes de cuerpo negro confiables.

La Figura 5.14 también ilustra el efecto de la extinción en BC_g respecto al índice de color $(g - i)$. Para este propósito, reanalizamos la SN 2008ag pero con una extinción de la galaxia huésped simulada en $A_V^{\text{host}} = 0.6$ mag. La curva original para la SN 2008ag y aquella con una extinción adicional se encuentran desplazadas para una mejor visualización. Una extinción adicional hace a la SN intrínsecamente más azul, mientras que la corrección bolométrica toma valores más grandes. Por lo tanto, ambas contribuciones mueven a las SNs II en la misma dirección que los ajustes polinómicos. Esto implica que las incertezas de una extinción moderada no afectan drásticamente a la calibración de la corrección bolométrica para el índice de color $(g - i)$, produciendo la baja dispersión encontrada (ver también Lyman et al. 2014).

5.5.2. Comparación con calibraciones previas

En esta sección comparamos las calibraciones obtenidas en la Sección 5.5.1 con aquellas encontradas en la literatura. Primero comparamos las calibraciones directamente; luego, comparamos las curvas de luz bolométricas calculadas en esta tesis —y presentadas en la Sección 5.2.4— con las calculadas utilizando las diferentes calibraciones para las correcciones bolométricas de la literatura para la misma muestra de 74 SNs II, siempre que sea posible.

El panel superior izquierdo de la Figura 5.15 muestra los ajustes a la BC_V en función del índice de color $(B - V)$. También se incluyeron los resultados de Bersten & Hamuy (2009) y Pejcha & Prieto (2015a). Las calibraciones de Lyman et al. (2014) fueron omitidas ya que estos autores calculan la corrección bolométrica relativa a la banda B y no es posible compararlas directamente. Encontramos un buen acuerdo con las correcciones bolométricas de Bersten & Hamuy (2009). La diferencia entre esta última y la calibración de Pejcha & Prieto (2015a) podría deberse a una diferencia en el punto de cero (Pejcha & Prieto 2015a). Los ajustes a la BC_g respecto a los índices de color $(g - r)$ y $(g - i)$ se muestran en el panel superior derecho e inferior de la Figura 5.15, respectivamente. Para ambos índices de color encontramos un buen acuerdo con las correcciones bolométricas de Lyman et al. (2014). En estos casos sólo comparamos con el estudio de Lyman et al. (2014), ya que Pejcha & Prieto (2015a) presentan correcciones bolométricas relativas a la banda r para el índice de color $(g - r)$ y relativas a la banda i para el índice de color $(g - i)$, y Bersten & Hamuy (2009) sólo utilizaron fotometría en filtros de Johnson. Además, no se puede comparar con las correcciones bolométricas de

Pritchard et al. (2014) ya que utilizan índices de color de las bandas del telescopio UVOT en Swift.

En todos los casos analizados anteriormente observamos que las correcciones bolométricas de la literatura se extienden hacia índices de color más azules que las calculadas en esta tesis. Además, la calibración de Bersten & Hamuy (2009) resulta en valores más pequeños que los de esta tesis en el extremo más azul del diagrama (es decir, a épocas más tempranas), probablemente porque Bersten & Hamuy (2009) utilizaron modelos espectrales para extrapolar el flujo UV a estas épocas, lo que sugiere correcciones UV más grandes. El análisis de la corrección bolométrica respecto a los índices de color ($g-r$) y ($g-i$) muestra que los ajustes realizados en esta tesis toman valores más pequeños para $(g-r) < 0.5$ mag y $(g-i) < 0.2$ mag, respectivamente.

La Figura 5.14 muestra el efecto de la extinción en la corrección bolométrica y el color simultáneamente, encontrando que las correcciones bolométricas son más grandes y la SN se mueve hacia colores más azules. Por lo tanto, las diferencias encontradas con las calibraciones de la literatura (Figura 5.15) podrían deberse a la extinción de la galaxia huésped sin corregir. Sin embargo, es preciso notar que aunque los trabajos de Bersten & Hamuy (2009), Lyman et al. (2014) y Pejcha & Prieto (2015a) corrigen por extinción de la galaxia huésped, existe en la literatura amplia discusión respecto a los métodos de estimación de dichos valores (Sección 5.1). Otro punto a mencionar es con respecto a los diferentes rangos de validez de las calibraciones. Las calibraciones calculadas en esta tesis pueden ser utilizadas en un rango más amplio de colores, particularmente hacia índices de color más rojos. Esto permite predecir un número más grande de curvas de luz bolométricas de SNs II y a tiempos más tardíos, ya que la SN evoluciona hacia colores más rojos.

Un análisis adicional fue llevado a cabo al estimar la luminosidad bolométrica de las 74 SNs II en la muestra del CSP-I utilizando las calibraciones para las correcciones bolométricas reportadas en la literatura y aquellas presentadas en esta tesis, para luego compararlas con las curvas de luz bolométricas calculadas con nuestro procedimiento detallado en la Sección 5.2. Las calibraciones utilizadas para este análisis se muestran en la Tabla 5.5. Esta tabla también muestra el promedio de las diferencias para la muestra completa y la desviación estándar. A primera vista, encontramos resultados similares para la mayoría de las calibraciones; sin embargo, se observan algunas peculiaridades que son importantes mencionar. A continuación comparamos las curvas de luz bolométricas de esta tesis con aquellas estimadas usando las calibraciones de la literatura para la corrección bolométrica (Figura 5.16), y luego con aquellas usando las nuevas calibraciones presentadas en esta sección (Figura 5.17).

Las curvas de luz bolométricas presentadas en la Figura 5.16 representan el comportamiento de la gran mayoría de las SNs II en la muestra. El panel superior izquierdo muestra que las curvas de luz bolométricas para la SN 2005dz usando las calibraciones de la literatura son similares entre sí, aunque son menos luminosas que la curva de luz bolométrica calculada en la Sección 5.2. Este comportamiento también se observa en varias otras SNs II en la muestra del CSP-I. En muchos casos, hay un sesgo significativo entre las curvas de luz bolométricas calculadas con las calibraciones de la literatura y aquellas presentadas en la Sección 5.2, lo que se observa en el panel superior derecho de la Figura 5.16 tomando a la SN 2004ej como ejemplo. La diferencia es obvia y tiende a aumentar en el tiempo, siendo aún más significativa en la fase radiactiva. Para esta SN, la calibración de Lyman et al. (2014) usando el índice de color ($g-r$) es la única que muestra un buen acuerdo en la fase fotosférica. Las grandes diferencias encontradas en la fase radiactiva se observan para casi todas las SNs II en la muestra. Algunas veces la discrepancia es aún mayor que la de la SN 2004ej, lo que puede sesgar considerablemente las estimaciones de la cantidad de ^{56}Ni . Esto podría deberse a la

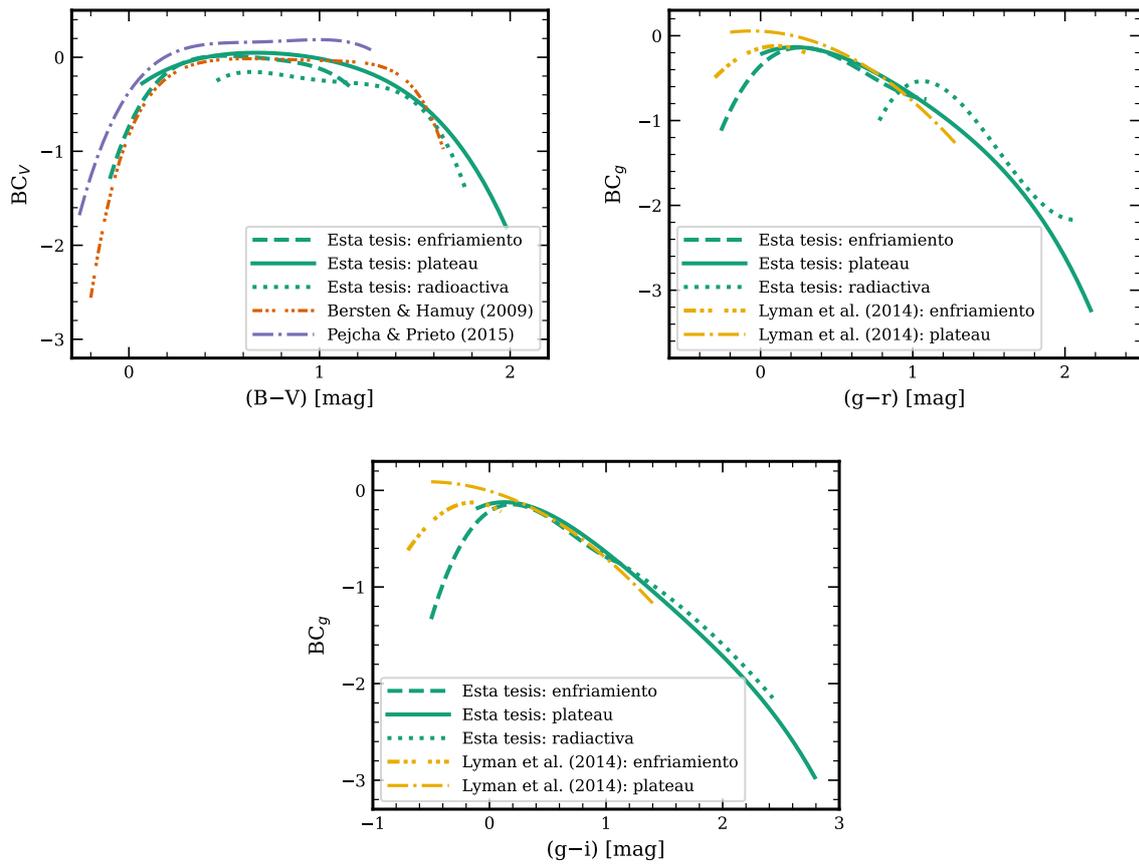


Figura 5.15: Calibraciones de la corrección bolométrica estimadas en esta tesis en comparación con otras calibraciones de la literatura. *Panel superior izquierdo:* BC_V en función del índice de color $(B - V)$. *Panel superior derecho:* BC_g en función del índice de color $(g - r)$. *Panel inferior:* BC_g en función del índice de color $(g - i)$.

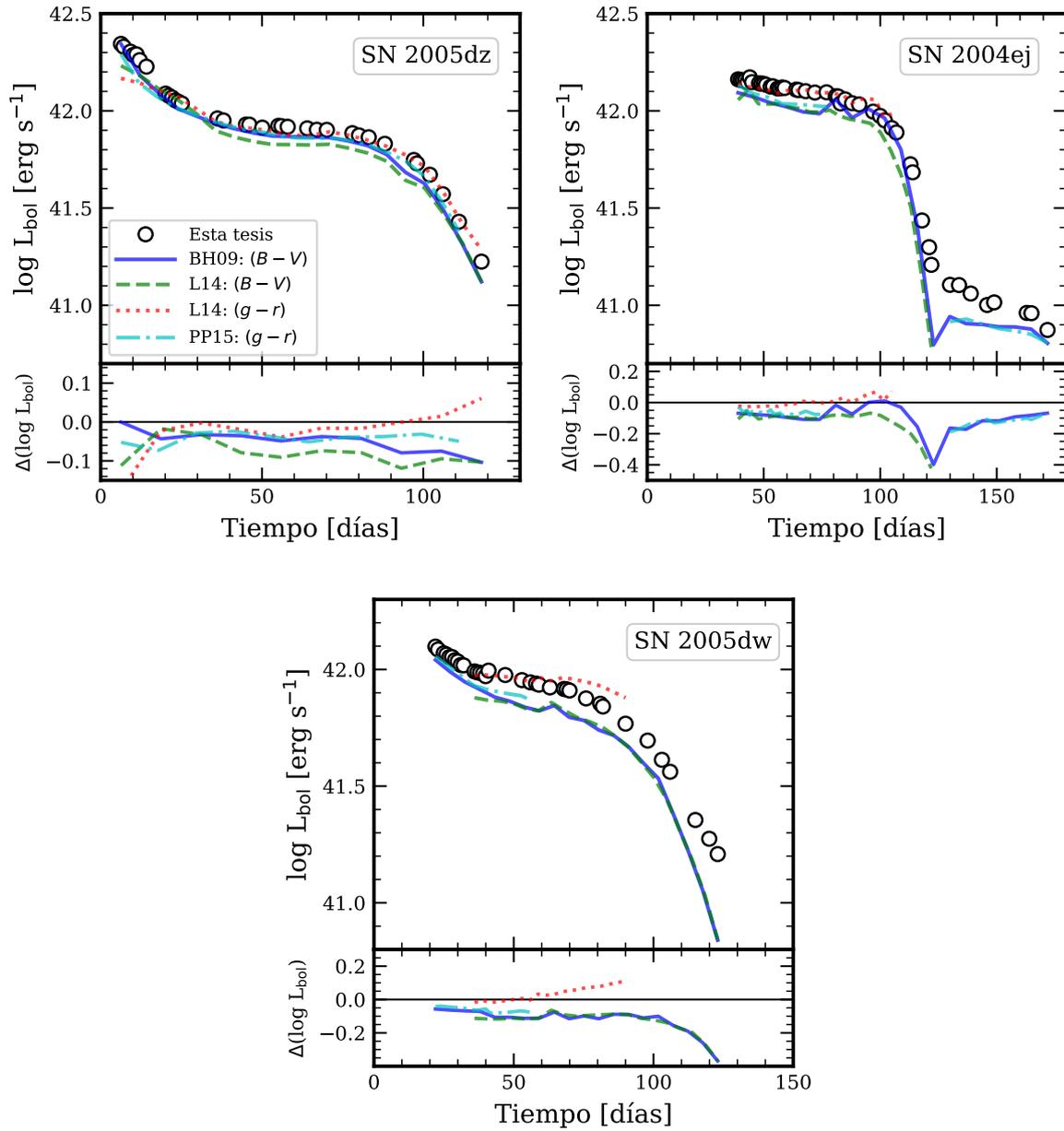


Figura 5.16: Curva de luz bolométrica para las SNs 2005dz (*panel superior izquierdo*), 2004ej (*panel superior derecho*) y 2005dw (*panel inferior*) en comparación con aquellas calculadas a partir de las calibraciones para la corrección bolométrica presentadas en la literatura. BH09, L14 y PP15 refieren a [Bersten & Hamuy \(2009\)](#), [Lyman et al. \(2014\)](#) y [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#), respectivamente.

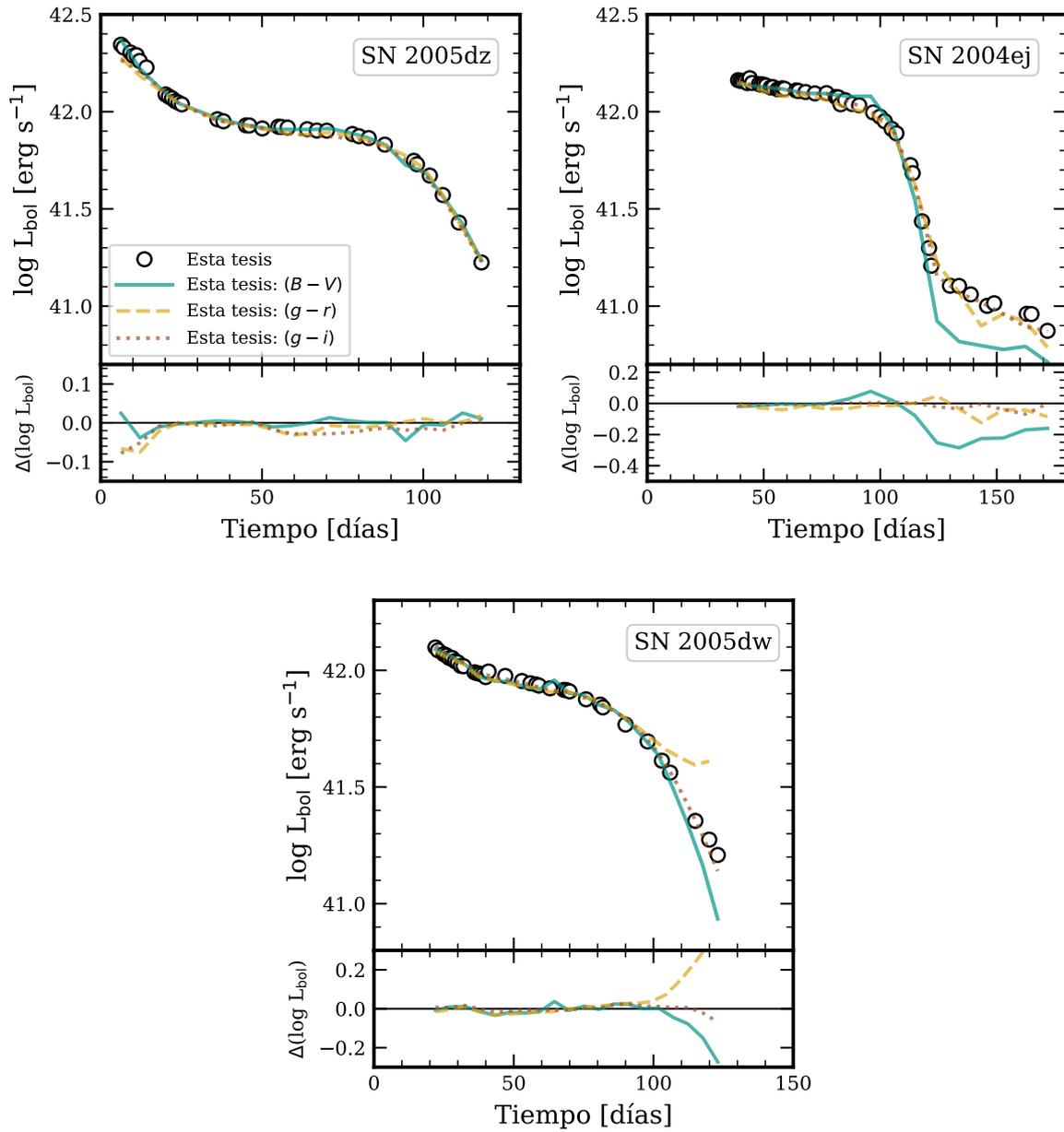


Figura 5.17: Curva de luz bolométrica para las SNs 2005dz (*panel superior izquierdo*), 2004ej (*panel superior derecho*) y 2005dw (*panel inferior*) en comparación con aquellas calculadas a partir de las nuevas calibraciones para la corrección bolométrica presentadas en esta tesis.

Tabla 5.5: Diferencia promedio y desviación estándar entre las curvas de luz bolométricas de esta tesis y aquellas calculadas usando diferentes calibraciones de la literatura para la corrección bolométrica.

Índice de color	Diferencia promedio (dex)	Corrección bolométrica
$(B - V)$	0.05 ± 0.04	Esta tesis
	0.08 ± 0.05	Bersten & Hamuy (2009)
	0.08 ± 0.04	Lyman et al. (2014)
	0.07 ± 0.04	Pejcha & Prieto (2015a)
$(g - r)$	0.05 ± 0.04	Esta tesis
	0.05 ± 0.02	Lyman et al. (2014)
	0.05 ± 0.03	Pejcha & Prieto (2015a)
$(g - i)$	0.03 ± 0.01	Esta tesis
	0.04 ± 0.01	Pejcha & Prieto (2015a)

corrección bolométrica constante adoptada por [Bersten & Hamuy \(2009\)](#) y [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#) durante la fase radiactiva. Si bien la corrección bolométrica a tiempos tardíos podría ser constante para algunas SNs II, esto no implica que se deba adoptar ese mismo valor para todas las SNs II. En las Figuras 5.13 y 5.14 se observa que la corrección bolométrica no es constante cuando se consideran todas las SNs II de la muestra del CSP-I juntas.

En el panel inferior de la Figura 5.16 se presentan las curvas de luz bolométricas para la SN 2005dw como ejemplo. Las curvas de luz construidas usando las calibraciones en función del índice de color $(B - V)$ de [Bersten & Hamuy \(2009\)](#) y [Lyman et al. \(2014\)](#) subestiman sistemáticamente la luminosidad de las curvas de luz calculadas en la Sección 5.2, mientras que se encuentra lo opuesto para la calibración respecto al índice de color $(g - r)$ de [Lyman et al. \(2014\)](#). Sin embargo, con este ejemplo queremos remarcar como los distintos rangos de validez de las calibraciones afectan la estimación de la luminosidad durante la evolución de la SN II. En la Figura 5.15 ya hemos indicado que las calibraciones de [Lyman et al. \(2014\)](#) son válidas sobre un rango de colores más pequeño que los colores de las SNs II en la muestra del CSP-I. Esto significa que la luminosidad bolométrica no puede ser estimada cuando los colores de la SN II se encuentran por fuera del rango de validez. Observamos que para la mayoría de las SNs II en la muestra del CSP-I, la luminosidad estimada usando algunas de las calibraciones de la literatura no cubre la evolución completa de la fase fotosférica. El panel inferior de la Figura 5.16 muestra que la curva de luz bolométrica usando la calibración de [Lyman et al. \(2014\)](#) para el índice de color $(g - r)$ sólo cubre los primeros ~ 90 días de evolución de la SN 2005dw. La situación empeora cuando se utilizan las calibraciones de [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#) ya que estas calibraciones son válidas sobre un rango de colores mucho más pequeño. Las curvas de luz bolométricas usando las calibraciones de [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#) sólo cubren los primeros 55 días de evolución. Este comportamiento ocurre para la mayoría de las SNs II en la muestra. A pesar que las curvas de luz bolométricas usando las calibraciones de [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#) muestran pequeñas diferencias con las curvas de luz bolométricas de la Sección 5.2.4 (ver Tabla 5.5), observamos que la mayoría de las veces las calibraciones de [Pejcha & Prieto \(2015a\)](#) estiman la luminosidad sólo hasta épocas alrededor de la mitad de la fase fotosférica, por lo que el valor pequeño del promedio de las diferencias podría estar sesgado debido a la poca cantidad de estimaciones de luminosidad.

En principio, este asunto podría estar conectado con el hecho de que en esta tesis no corregimos la fotometría del CSP-I por una posible extinción de la galaxia huésped, resultando en SNs II más rojas que caen fuera del rango de validez. Sin embargo, esto fue testeado al elegir aleatoriamente 74 valores para la extinción de la galaxia huésped a partir de una distribución

uniforme con valores entre 0 y 0.6 mag. La fotometría del CSP-I luego fue corregida por esta extinción (es decir, un valor para cada SN II) y se calcularon nuevamente las curvas de luz bolométricas usando las calibraciones para la corrección bolométrica de la literatura. Algunas de las curvas de luz ahora obtenidas cubren la fase fotosférica hasta épocas más tardías, pero sólo por ~ 10 días. Las estimaciones de la luminosidad siguen sin cubrir la fase fotosférica completa. Por lo cual, concluimos que este efecto no se debe —al menos no completamente— a la posible extinción de la galaxia huésped.

Finalmente, en la Figura 5.17 comparamos las curvas de luz bolométricas para las mismas tres SNs II (SNs 2004ej, 2005dw y 2005dz) calculadas usando el método presentado en la Sección 5.2, con aquellas construidas usando las calibraciones para la corrección bolométrica presentadas en esta tesis (Figuras 5.13 y 5.14). Encontramos un gran acuerdo entre ambos métodos, excepto para la fase radiactiva de la SN 2004ej que es sistemáticamente menos luminosa cuando se utiliza la calibración para el índice de color ($B - V$). Observamos que la calibración de BC_g en función del índice de color ($g - i$) presenta las diferencias más pequeñas cuando se analizan todas las curvas de luz bolométricas de la muestra del CSP-I (Tabla 5.5). Esto es de esperarse ya que esta calibración presenta la dispersión más pequeña.

En resumen, construimos calibraciones para la corrección bolométrica en función de tres índices de color ópticos usando 74 SNs II sistemáticamente observadas en las mismas bandas fotométricas y con una gran cadencia de observación, cuyas curvas de luz bolométricas han sido homogéneamente calculadas con un mismo método. Además, las calibraciones construidas son válidas sobre un gran rango de colores. Estas calibraciones brindan un método apropiado para estimar luminosidades bolométricas, particularmente la calibración de BC_g en función del índice de color ($g - i$) ya que muestra la dispersión más pequeña.

Capítulo 6

Propiedades físicas de las SNs II

Ahora que contamos con las curvas de luz bolométricas para la muestra completa de SNs II del CSP-I, el próximo paso es estimar las propiedades físicas de los progenitores y de la explosión a través del modelado de sus curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión. Para llevar a cabo este propósito, utilizamos la grilla de simulaciones y el método de ajuste previamente presentados en los Capítulos 2 y 3, respectivamente. El método de ajuste ha sido levemente modificado, lo cual se detalla en la Sección 6.1. En la Sección 6.2 determinamos las propiedades físicas de la muestra y analizamos las distribuciones de los parámetros físicos. Luego, detallamos las características más importantes de cada una de las distribuciones en la Sección 6.3, con la excepción de la distribución de M_{ZAMS} que se presenta y discute en profundidad en el Capítulo 7. Los principales resultados presentados en este capítulo han sido publicados en [Martinez et al. \(2022b\)](#).

6.1. Método de ajuste

Empleamos un método de ajuste basado en técnicas de MCMC para encontrar la distribución de probabilidad de los parámetros del modelo dadas las observaciones. Este método es el mismo que fue presentado en el Capítulo 3, con la excepción de la distribución inicial del parámetro *escala*¹.

En el Capítulo 3 desarrollamos este método de ajuste para reproducir las curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión de ocho SNs II, cuyas observaciones fotométricas fueron corregidas tanto por el enrojecimiento de la Vía Láctea, como el de la galaxia huésped. En este contexto, el parámetro escala fue diseñado para permitir variaciones de la curva de luz bolométrica debido a las incertezas en la distancia y extinción. En otras palabras, las incertezas de la distancia y la extinción de la galaxia huésped podrían permitir curvas de luz bolométricas tanto más luminosas como menos luminosas. Esto cambia al momento de analizar las SNs II del CSP-I ya que esta muestra no fue corregida por la extinción de la galaxia huésped (ver discusión en la Sección 5.1). En este sentido, las incertezas debido a la no corrección de la extinción de la galaxia huésped sólo pueden producir curvas de luz más luminosas durante el proceso de ajuste. Es por este motivo que la distribución inicial del parámetro escala fue modificada.

¹Recordar que la escala es un parámetro adimensional que multiplica a la luminosidad bolométrica. Esto permite obtener curvas de luz más o menos luminosas y, de esta forma, considerar las incertezas en la distancia y extinción de la galaxia huésped.

Al igual que en el Capítulo 3, utilizamos una distribución inicial de tipo gaussiana centrada en uno para la escala. La incerteza en la distancia permite a la SN tener curvas de luz bolométricas más o menos luminosas. Debido a este efecto, las curvas de luz bolométricas pueden variar al adoptar valores de la escala dentro de $\pm 1\sigma_d$, donde σ_d es la diferencia relativa en luminosidad debido a la incerteza en la distancia. El efecto de no corregir por la extinción de la galaxia huésped permite a la SN solamente ser intrínsecamente más luminosa, produciendo una distribución inicial asimétrica para la escala. Para imitar este efecto, se permiten variaciones de la escala hasta $+1\sigma_{A_V^{\text{host}}}$ (es decir, sólo en la dirección que haría a la SN más brillante), donde $\sigma_{A_V^{\text{host}}}$ es la diferencia relativa en la luminosidad bolométrica producida al considerar una extinción de la galaxia huésped igual a dos veces la desviación estándar de las estimaciones de las extinciones de la galaxia huésped de Anderson et al. (2014b)². Resumiendo, la distribución inicial del parámetro escala es asimétrica. Si la escala toma valores por debajo de uno, la desviación estándar de la distribución inicial es igual a σ_d . En cambio, la desviación estándar es igual a $\sigma_d + \sigma_{A_V^{\text{host}}}$ para el resto de los valores. Notamos que debido a estas restricciones, la distribución inicial de la escala ya no es una gaussiana.

La extinción también cambia la forma de la curva de luz bolométrica ya que afecta la luminosidad bolométrica de forma distinta en función del tiempo. Cuando la SN es intrínsecamente azul, el efecto de la extinción sobre la luminosidad es mayor. Por el contrario, cuando la SN es intrínsecamente roja, el efecto sobre la luminosidad bolométrica es menor. La distribución inicial del parámetro escala no considera diferentes morfologías de curvas de luz bolométricas. Sin embargo, realizamos pruebas para establecer el cambio en la forma de la curva de luz bolométrica cuando se consideran distintos valores para la extinción, encontrando que la morfología sólo se ve afectada significativamente a tiempos tempranos ($\lesssim 30$ días desde la explosión) y para valores de extinción notablemente grandes. Dado que los primeros 30 días de la evolución son omitidos por el método de ajuste (ver el Capítulo 3), este efecto no es considerado en la distribución inicial del parámetro escala.

Como mencionamos en el Capítulo 3, los primeros 30 días desde el momento de la explosión de la curva de luz observada no son considerados en el método de ajuste. En consecuencia, se esperan diferencias entre los modelos y las observaciones durante estas épocas, las cuales podrían ser fuertemente afectadas si existiera la interacción del material eyectado con un CSM. Si bien los resultados del modelado de las curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas son presentados en la Sección 6.2, aquí notamos que del orden del 60% de las SNs II en la muestra del CSP-I con observaciones fotométricas tomadas antes de los 30 días desde el momento de la explosión muestra diferencias en la curva de luz bolométrica temprana. Estas SNs II son buenas candidatas para estudiar las características generales del CSM.

6.2. Distribuciones de parámetros físicos

Utilizando el método de ajuste presentado en el Capítulo 3 con las modificaciones especificadas anteriormente y la grilla de modelos de explosión, buscamos las distribuciones de probabilidad de los parámetros del modelo para cada SN II en la muestra del CSP-I. Luego de este procedimiento definimos una muestra *dorada* de SNs II, seleccionando aquellos eventos que cumplen los siguientes requisitos: (a) poseen datos de luminosidades bolométricas que cubren la fase fotosférica y, al menos, el comienzo de la transición hacia la fase radiactiva ya que es crucial para determinar la masa eyectada por la SN y la energía de la explosión; (b)

²Notar que la validez de los diferentes métodos para estimar la extinción de la galaxia huésped ha sido cuestionada previamente (ver Sección 5.1).

tienen al menos dos mediciones de la velocidad de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ durante la fase fotosférica y separadas entre sí por más de 10 días; y (c) el modelo construido con el valor de la moda de la distribución de cada parámetro reproduce las observaciones³. La evaluación de la calidad de los ajustes a los modelos fue realizada visualmente. Una pequeña cantidad de casos dudosos fueron discutidos individualmente; sin embargo, su inclusión o exclusión en la muestra dorada no afecta los resultados o conclusiones más relevantes de la tesis (ver Apéndice D). En total, 24 SNs II pertenecen a la muestra dorada (ver Tabla A.3).

La muestra completa de SNs II comprende 53 eventos y está formada por las SNs en la muestra dorada además de 29 objetos adicionales para los cuales ciertas propiedades de los progenitores y/o de la explosión pudieron ser estimadas, pero la insuficiente cobertura de datos o la calidad del ajuste impide que estas SNs II pertenezcan a la muestra dorada. La SN 2008bk es considerada como un evento dorado a pesar de que no cumple con todas las condiciones establecidas, ya que no existen observaciones durante la transición de la fase de plateau a la fase radiactiva en la base de datos del CSP-I. Sin embargo, la SN 2008bk es una SN II muy bien estudiada y, por esta razón, utilizamos datos previamente publicados para restringir el fin de la fase de plateau (Van Dyk et al. 2012).

Las SNs II detalladas a continuación no fueron incluidas en ninguno de los grupos antes mencionados y fueron excluidas de este análisis. Ningún modelo de nuestra grilla puede reproducir las observaciones de las siguientes cinco SNs II: 2006Y, 2008bu, 2008bm, 2009aj y 2009au. Las primeras dos SNs muestran valores atípicos de $OPTd$ de sólo 64 ± 4 días y 52 ± 7 días para la SN 2006Y y SN 2008bu, respectivamente (Sección 5.4.1). Ningún modelo dentro de la grilla presenta valores de $OPTd$ tan pequeños. Los modelos que reproducen dichas fases fotosféricas tan cortas necesitan un aumento en la pérdida de masa durante la evolución de los progenitores, lo que reduce la envoltura rica en hidrógeno al momento del colapso nuclear. Estos resultados son presentados en la Sección 8.3 (ver también Hiramatsu et al. 2021, donde se modelan este tipo de SNs II con fases de plateau de corta duración).

Las SNs 2008bm, 2009aj y 2009au fueron analizadas previamente en Rodríguez et al. (2020). Estos autores mostraron que dichos eventos comparten las siguientes características: bajas velocidades de expansión, curvas de luz absolutas en la banda V mucho más brillantes comparadas con SNs II *normales* con dichas velocidades e indicios de interacción del material eyectado con un CSM, entre otras peculiaridades. Más aún, basándose en modelos de explosión, Rodríguez et al. (2020) encontraron que es necesario un CSM masivo de $\sim 3.6 M_{\odot}$ para reproducir las curvas de luz y las velocidades de expansión de la SN 2009aj. Un CSM tan masivo se espera que influya en las propiedades de las SNs II a épocas mucho más tardías que el límite de 30 días adoptado en esta tesis para el resto de la muestra. Como ya fue mencionado en la Sección 2.4, los modelos de explosión calculados y utilizados en esta tesis no incluyen ningún CSM; por lo tanto, es entendible que no haya sido posible encontrar un conjunto de parámetros capaces de representar las observaciones de estos tres eventos.

Observamos además que cinco SNs II (2006Y, 2008bu, 2008bm, 2009aj y 2009au) no son una fracción insignificante de la muestra (10% de la muestra completa). Sin embargo, si los modelos de la grilla hubiesen podido reproducir las observaciones de estas cinco SNs II, sólo una hubiese pertenecido a la muestra dorada (SN 2006Y), lo que no alteraría significativamente los resultados discutidos más adelante. Las otras SNs no poseen suficientes observaciones para pertenecer a la muestra dorada. Al mismo tiempo, este gran porcentaje relativo muestra que existe una gran diversidad dentro de la población de SNs II fuera de lo que puede ser

³Algunas veces ninguno de los modelos en la grilla puede reproducir la curva de luz bolométrica y/o la evolución de la velocidad fotosférica.

reproducido por la explosión de progenitores *convencionales*.

Por otro lado, la fecha de explosión no pudo ser estimada para las SNs 2005gk, 2005hd y 2005kh, lo que hace imposible inferir resultados confiables. Finalmente, algunas SNs II tienen datos insuficientes para estimar sus propiedades físicas a través del modelado de sus curvas de luz (SNs 2004dy, 2005K, 2005es, 2006bc, 2006it, 2006ms, 2008F, 2008bh, 2008bp, 2008hg, 2008ho, 2008il y 2009A) y también fueron excluidas de este análisis.

La Figura 6.1 presenta un ejemplo de los ajustes para una SN en particular (SN 2006ai), donde los modelos obtenidos a partir de la distribución de probabilidad de los parámetros se muestran en comparación con las observaciones. En el Apéndice C comparamos modelos y observaciones para la muestra completa de SNs II del CSP-I. Caracterizamos a los resultados utilizando la mediana de las distribuciones marginales y el intervalo de confianza del 68%. Los resultados son presentados en la Tabla A.3, donde también incluimos estimaciones para M_{ey} , $M_{\text{H,env}}$ y R_{\star} . Observamos que la mayoría de las estimaciones tienen incertezas pequeñas. Como mencionamos en la Sección 4.2, esto proviene del hecho de haber construido un método de ajuste estadísticamente robusto y de la gran cadencia y calidad de las observaciones. Sin embargo, estas incertezas no tienen en cuenta errores sistemáticos en los modelos de explosión y en la evolución estelar. Reiteramos que los resultados de este capítulo fueron alcanzados adoptando evolución estelar aislada convencional (ver detalles en la Sección 2.2), similar a lo utilizado en otros estudios que determinan M_{ZAMS} a partir de la detección del progenitor en imágenes preexplosión. Si bien esto trae varias limitaciones, nos permite una comparación consistente con varios resultados de la literatura.

Habiendo inferido propiedades físicas de los progenitores y de la explosión para una gran muestra de SNs II (24 SNs en la muestra dorada y 53 en total), analizamos las distribuciones de los parámetros físicos. Esta es la muestra más grande de propiedades físicas de SNs II estimadas a la fecha a partir del modelado de sus curvas de luz y velocidades de expansión. No obstante, para dos de las 53 SNs II (SN 2005af y SN 2007it) sólo la cantidad de ^{56}Ni fue derivada. La SN 2005af sólo fue observada a tiempos tardíos, desde el término de la fase de recombinación hasta la fase radiactiva. La SN 2007it también fue observada a tiempos tardíos y, además, posee observaciones tempranas dentro de los primeros 30 días de evolución. Estas observaciones son insuficientes para determinar todos los parámetros físicos y sólo la cantidad de ^{56}Ni fue inferida.

Las Figuras 6.2 y 6.3 presentan los histogramas de los parámetros físicos de los progenitores y de la explosión, respectivamente. Las distribuciones se caracterizan por los percentiles 16, 50 y 84. Estas figuras además muestran la función de densidad de probabilidad inferida para cada uno de los parámetros. Estas funciones fueron calculadas utilizando un método que estima la función de densidad de probabilidad de una variable aleatoria conocida con el nombre de *kernel density estimation* (Silverman 1986).

La distribución de M_{ZAMS} para las SNs II en la muestra dorada (Figura 6.2, panel superior) se caracteriza por tener una mediana en $M_{\text{ZAMS}} = 10.4 M_{\odot}$, con la mayoría de los progenitores (21 de 24) siendo menos masivos que $13 M_{\odot}$. Cuando consideramos la muestra completa, la mediana es levemente más grande, tomando un valor de $M_{\text{ZAMS}} = 11.7 M_{\odot}$. Tanto para la muestra dorada como para la muestra completa, los valores mínimos y máximos son $9.2 M_{\odot}$ y $20.9 M_{\odot}$ para las SNs 2009N y 2008ag, respectivamente. La SN 2008ag presenta una de las fases fotosféricas más largas y luminosas de la muestra (ver Tabla A.2); por lo tanto, no es extraño encontrar un progenitor inicialmente tan masivo con una gran masa y radio al momento de la explosión para reproducir sus observaciones. Ninguna de las SNs II en la muestra del CSP-I es consistente con modelos de explosión para estrellas inicialmente más

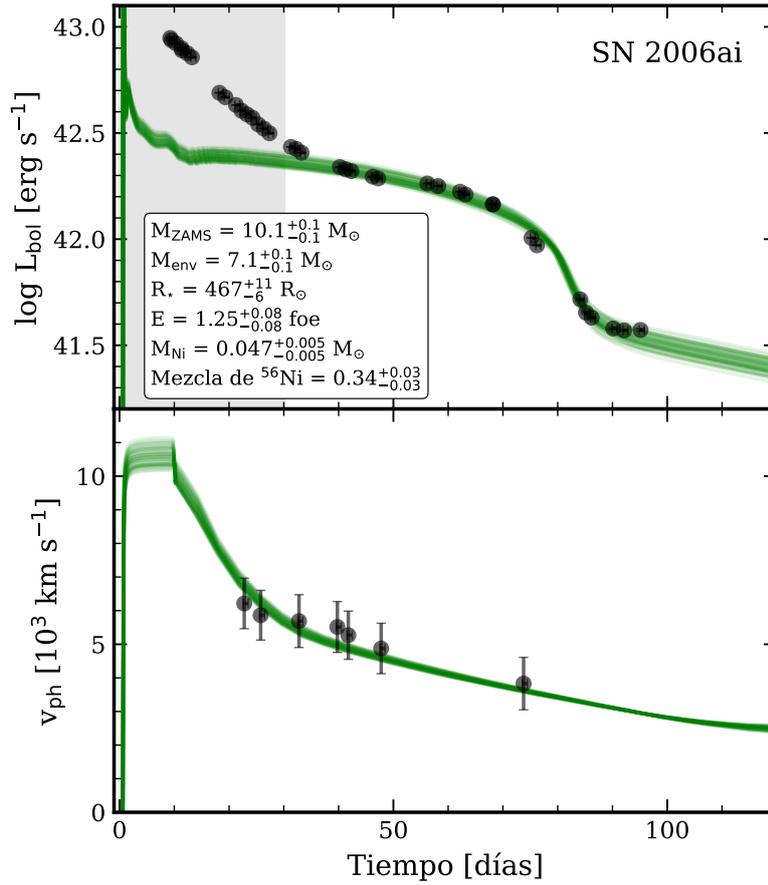


Figura 6.1: Curva de luz observada (*panel superior*) y velocidades medidas de la línea de $\text{Fe II } \lambda 5169\text{\AA}$ (*panel inferior*) de la SN 2006ai (puntos) junto a modelos aleatoriamente muestreados de las distribuciones de los parámetros (líneas continuas). También se muestran la mediana y el intervalo de confianza del 68% de cada parámetro físico. La región gris indica las observaciones que no son consideradas para el modelado (≤ 30 días desde la explosión). Notamos que la diferencia de tono en el color verde está relacionada con la superposición de modelos.

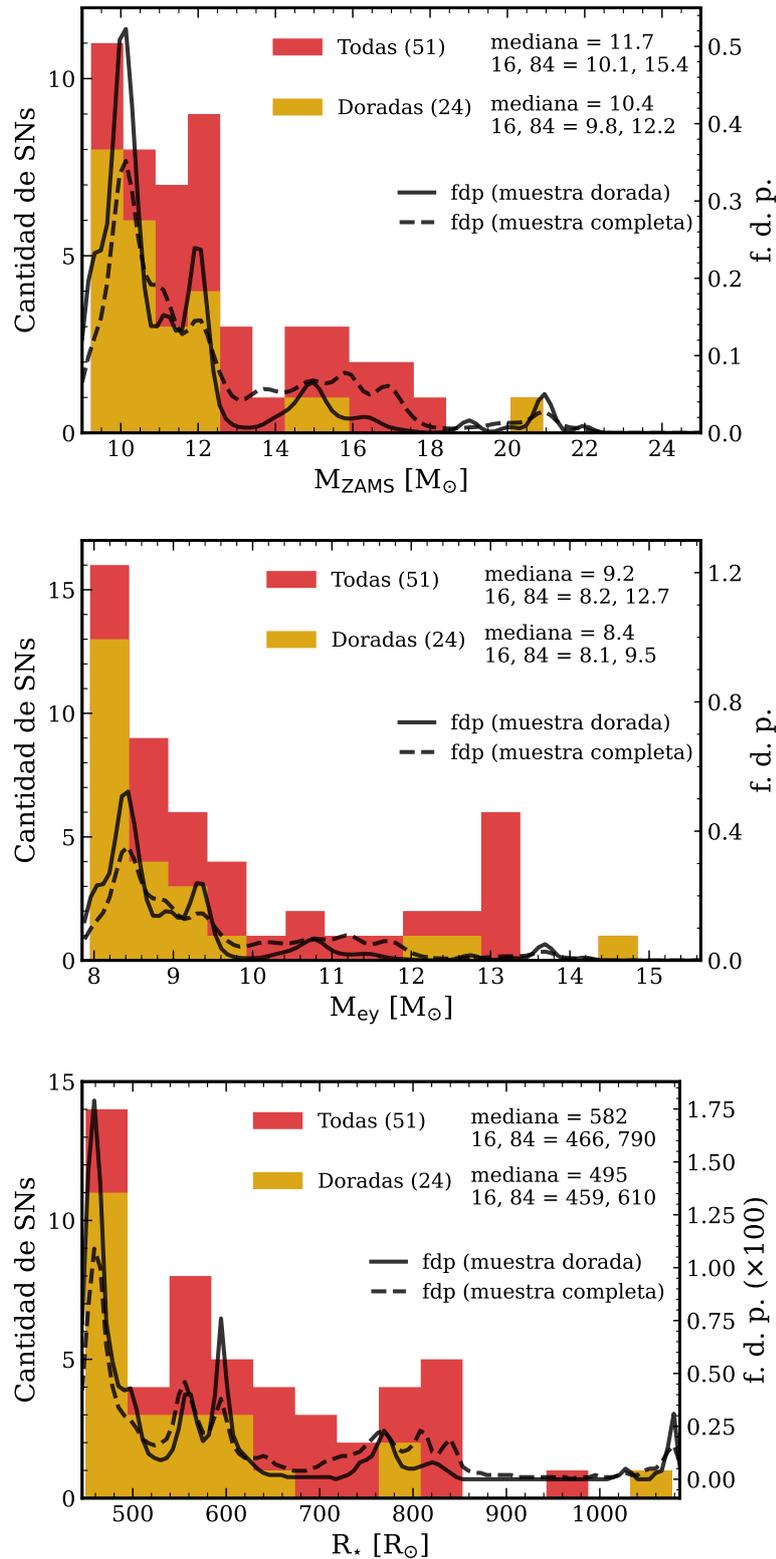


Figura 6.2: Histogramas de tres parámetros físicos: M_{ZAMS} (*panel superior*), M_{ey} (*panel central*) y R_* (*panel inferior*). La muestra dorada está representada por el color amarillo y la muestra completa por el color rojo. En cada panel se listan la cantidad de SNs junto con la mediana y los percentiles 16 y 84 de la distribución. Las funciones de densidad de probabilidad de los parámetros físicos para las muestras dorada y completa son representadas por líneas continuas y discontinuas, respectivamente.

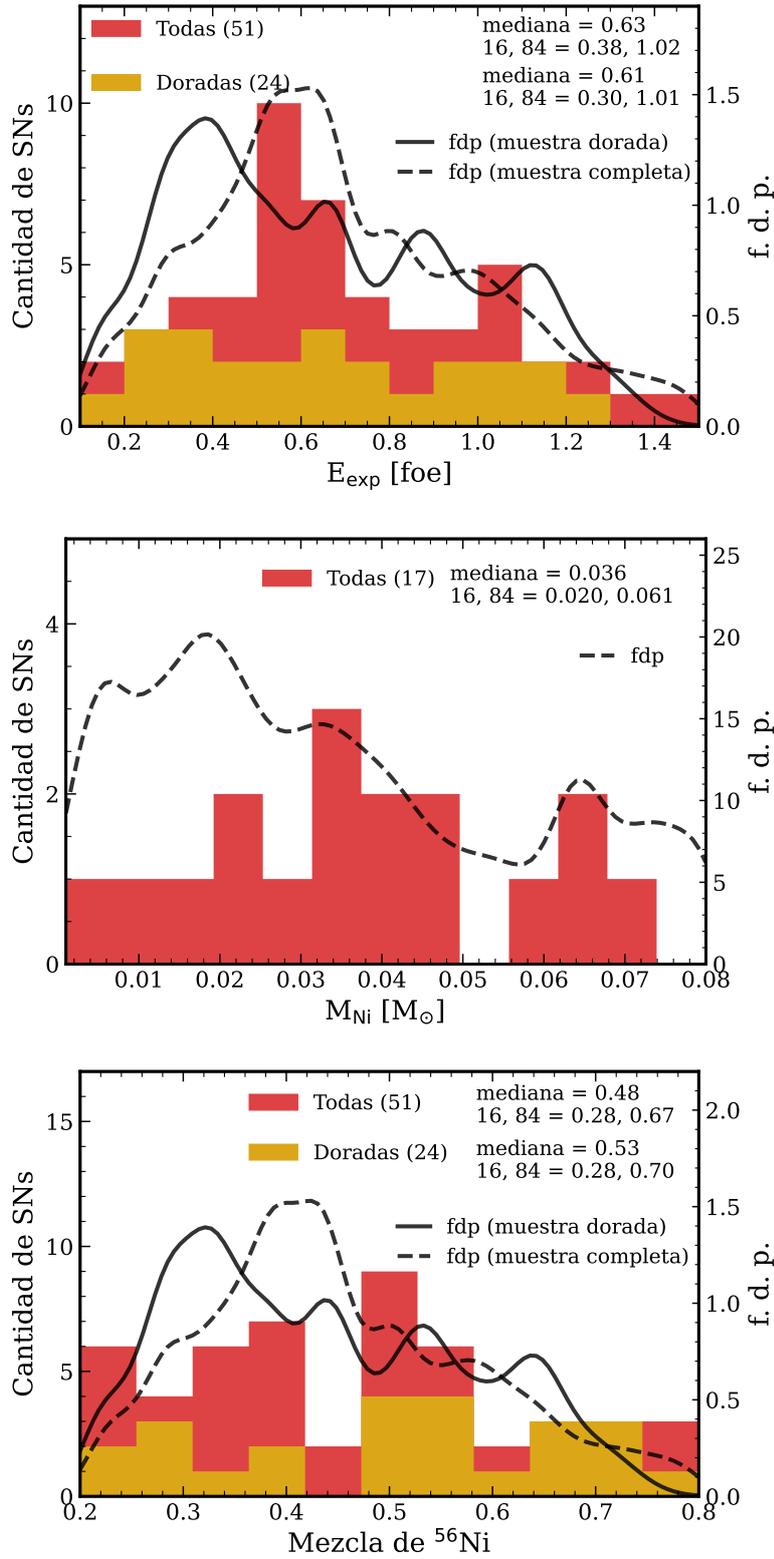


Figura 6.3: Ídem Figura 6.2 pero para los siguientes parámetros físicos: E_{exp} (panel superior), M_{Ni} (panel central) y la mezcla de ^{56}Ni (panel inferior).

masivas que $M_{ZAMS} = 21 M_{\odot}$. Esto es acorde con varios estudios que analizan los progenitores de SN II en imágenes preexplosión, los cuales también encuentran una ausencia de estrellas supergigantes rojas de alta masa como progenitores (p. ej., Smartt 2015; Davies & Beasor 2018, ver discusión en la Sección 7.2). Por otro lado, el límite inferior de la distribución de la M_{ZAMS} es consistente con los modelos de progenitor menos masivos utilizados en esta tesis. En el Capítulo 7, realizamos un análisis completo de la distribución de M_{ZAMS} .

Los histogramas de M_{ey} (Figura 6.2, panel central) y R_{\star} (Figura 6.2, panel inferior) pueden ser explicados a partir de la distribución de M_{ZAMS} . Como se ha mencionado anteriormente, los parámetros de nuestro procedimiento de ajuste son: M_{ZAMS} , E_{exp} , M_{Ni} y su grado de mezcla, en conjunto con la fecha de explosión y la escala. Es decir, M_{ey} y R_{\star} no son —directamente— parámetros de nuestro ajuste. Esto se debe a que no podemos independizar dichas cantidades ya que nuestros modelos de progenitor provienen de cálculos evolutivos. En este sentido, la masa inicial de la estrella progenitora es el único parámetro físico que controla las características físicas del progenitor en nuestro procedimiento de ajuste. Los valores de M_{ey} y R_{\star} fueron interpolados a posteriori utilizando el valor de M_{ZAMS} derivado en nuestro ajuste y los valores de M_{ey} y R_{\star} para cada modelo preSN provenientes de los cálculos evolutivos. Al encontrar un gran número de progenitores con valores de M_{ZAMS} consistentes con el límite inferior analizado, es de esperarse que la mayoría de las SNs II tengan una distribución similar cuando se analizan los parámetros M_{ey} y R_{\star} , al menos bajo la suposición de evolución estelar convencional para estrellas masivas aisladas usada en esta tesis. La distribución de M_{ey} tiene una mediana en $M_{ey} = 8.4 M_{\odot}$ para la muestra dorada y $M_{ey} = 9.2 M_{\odot}$ cuando la muestra completa es analizada. Al igual que para la distribución de M_{ZAMS} , los valores mínimos y máximos para M_{ey} y R_{\star} son obtenidos para las SNs 2009N y 2008ag, respectivamente (tanto para la muestra dorada como para la muestra completa). El rango de valores para M_{ey} va desde $7.9 M_{\odot}$ hasta $14.8 M_{\odot}$, y desde $450 R_{\odot}$ hasta $1077 R_{\odot}$ para el radio del progenitor. La mediana de la distribución de los radios es $R_{\star} = 495 R_{\odot}$ para la muestra dorada y $R_{\star} = 582 R_{\odot}$ para la muestra completa.

El panel superior de la Figura 6.3 presenta los histogramas para la energía de la explosión. La muestra dorada se extiende desde 0.15 foe (SN 2008bk) hasta 1.25 foe (SN 2006ai) con la mediana en $E_{exp} = 0.61$ foe. La muestra completa cubre un rango más grande de valores, desde 0.15 foe (SN 2008bk) hasta 1.40 foe (SN 2006bl), con la mediana en $E_{exp} = 0.63$ foe. Además, se observa un claro máximo en la distribución de la muestra completa alrededor de $E_{exp} \sim 0.55$ foe.

Los histogramas para M_{Ni} se muestran en el panel central de la Figura 6.3. Pudimos determinar valores de M_{Ni} para 17 SNs II ya que sólo éstas presentan observaciones durante la fase radiactiva. Las incertezas en la fecha de explosión, la extinción de la galaxia huésped y la distancia impactan sobre la determinación de M_{Ni} . A pesar que algunas SNs II poseen menores incertezas en las cantidades antes mencionados, estas SNs no son necesariamente las mismas que aquellas en la muestra dorada. Por lo tanto, para evitar confusión con las submuestras definidas anteriormente, no se separaron las SNs II en distintas muestras para la estimación de la masa de ^{56}Ni . La mediana de la distribución se encuentra en $M_{Ni} = 0.036 M_{\odot}$, y varía entre $0.006 M_{\odot}$ para la SN 2008bk y $0.069 M_{\odot}$ para la SN 2007X. En la Sección 5.4.1 encontramos que la SN 2008bk es el evento menos luminoso en la muestra del CSP-I durante la fase radiactiva; por lo tanto, no es sorprendente que esta SN tenga la menor estimación de M_{Ni} .

El panel inferior de la Figura 6.3 presenta los histogramas de los valores inferidos del grado de mezcla de ^{56}Ni . El ^{56}Ni se distribuye dentro del material eyectado ocupando todo el rango de valores iniciales, desde 0.20 (distribución interna) hasta 0.80 (distribución extendida).

Además, posee una mediana en 0.53 para la muestra dorada, similar a lo encontrado para la muestra completa. Sólo unas pocas SNs II son consistentes con una mezcla de ^{56}Ni extendida casi hasta la superficie (valores cercanos a 0.8).

6.3. Análisis

En esta sección comparamos nuestros resultados con aquellos presentados en trabajos previos, excepto los resultados obtenidos para M_{ZAMS} los cuales se analizan en detalle en el Capítulo 7. Además discutimos algunas SNs II que no pudieron ser reproducidas con los modelos de la grilla.

6.3.1. Masas eyectadas y energías de explosión

La Figura 6.4 compara las distribuciones de M_{ey} y E_{exp} obtenidas en esta tesis con las presentadas en otros estudios que incluyen grandes muestras de SNs II. Para este propósito utilizamos los resultados publicados en [Utrobín & Chugai \(2019\)](#), cuyo trabajo incluye estimaciones de una serie de artículos previos liderados por los mismos autores. Además incluimos los resultados de [Pumo et al. \(2017\)](#), quienes presentan determinaciones de parámetros físicos realizadas a SNs II de baja luminosidad y compilan resultados de varias SNs II *normales* obtenidas con el mismo código. Comparamos también con los parámetros estimados por [Ricks & Dwarkadas \(2019\)](#). Todos los estudios arriba mencionados modelan curvas de luz y velocidades de expansión de varias SNs II. Al contrario, [Morozova et al. \(2018\)](#) presentan solamente modelos a las curvas de luz de SNs II. Dado que nuestras distribuciones fueron derivadas a partir del modelado de la curva de luz y las velocidades de expansión simultáneamente, una comparación directa es difícil; aún así, también incluimos estos resultados en la comparación.

Observamos que los valores de M_{ey} y E_{exp} derivados en esta tesis son generalmente consistentes con aquellos determinados en estudios previos. Sin embargo, notamos un pico a $M_{\text{ey}} = 8-9 M_{\odot}$ que no se encuentra en los demás estudios⁴. Este pico es la razón por la cual se encuentran tantos progenitores de baja M_{ZAMS} , causando la incompatibilidad con la IMF discutida en el Capítulo 7.

Para las SNs II del CSP-I, los valores más grandes encontrados son $M_{\text{ey}} = 14.8 M_{\odot}$ y $E_{\text{exp}} = 1.25 \text{ foe}$ (1.40 foe para la muestra completa). Estimaciones de masas mayores son encontradas en algunos trabajos previos, especialmente en aquellos de [Utrobín & Chugai \(2019\)](#). Esto podría deberse a que [Utrobín & Chugai \(2019\)](#) utilizan modelos paramétricos —no evolutivos— como modelos preSN que son capaces de producir una gran variedad de estructuras preexplosión, cada una con diferente masa, radio, composición química y, por lo tanto, perfil de densidad al momento del colapso nuclear. En esta tesis usamos cálculos de evolución estelar convencional suponiendo estrellas aisladas para modelar la estructura de las estrellas al momento del colapso nuclear. Por lo tanto, los perfiles de densidad de estas estructuras preSN no son elegidos libremente, y los rangos de los parámetros preSN (p. ej., masa y radio) se encuentran confinados. En el conjunto de modelos preSN presentado en esta tesis, el valor más grande de M_{ey} encontrado es $15.7 M_{\odot}$, proveniente de un progenitor

⁴Una comparación directa con los trabajos previos es difícil debido a varias razones. Primero, la mayoría de estos trabajos analizan muestras más pequeñas que la nuestra, excepto por [Morozova et al. \(2018\)](#), pero quienes no consideran las velocidades de expansión en sus ajustes. Además, los estudios previos utilizan diferentes técnicas para crear modelos estelares preSN (modelos politrópicos o cálculos evolutivos) y diferentes métodos de ajuste (eligiendo sus modelos preferidos visualmente o a través de técnicas estadísticas).

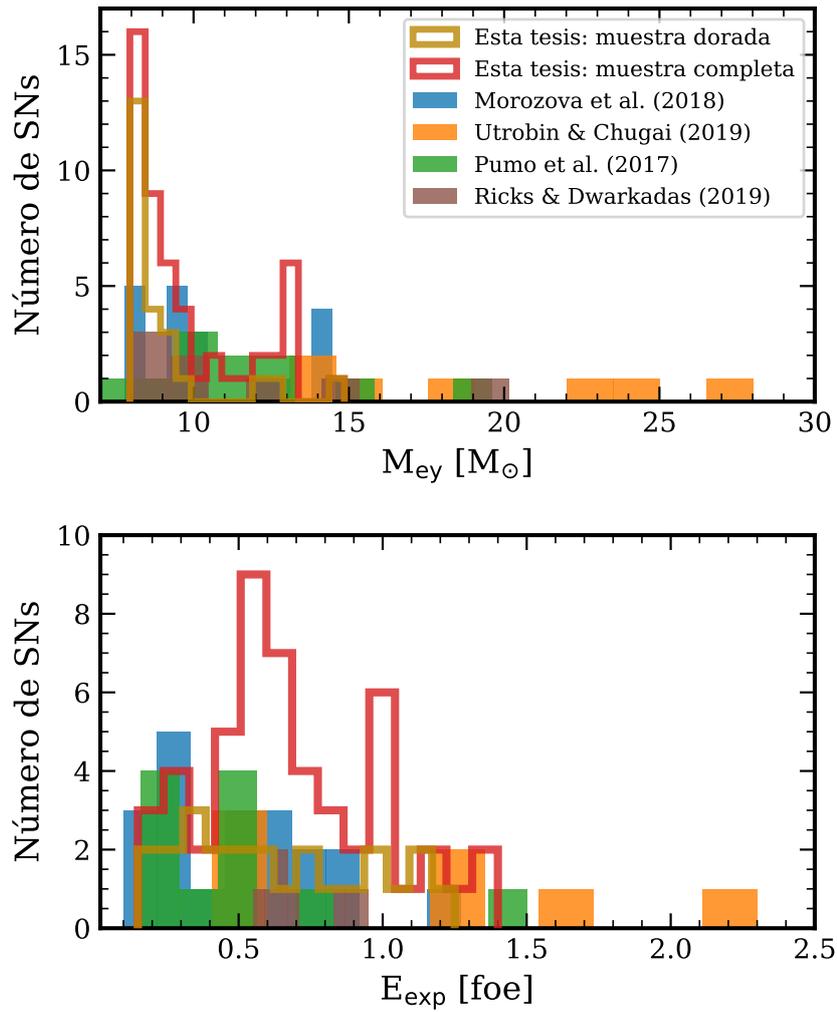


Figura 6.4: Comparación entre los valores de M_{ey} (*panel superior*) y E_{exp} (*panel inferior*) derivados en esta tesis y aquellos inferidos en estudios previos que contienen grandes muestras de SNe II.

de $M_{\text{ZAMS}} = 24 M_{\odot}$. [Ricks & Dwarkadas \(2019\)](#) obtuvieron $M_{\text{ey}} \sim 20 M_{\odot}$ para la SN 2015ba usando modelos evolutivos para iniciar la explosión. Sin embargo, para este modelo de progenitor en particular, los autores usaron una eficiencia de pérdida de masa por vientos durante la evolución estelar más pequeña que lo convencional, produciendo estrellas más masivas al momento de la explosión. Nuevamente se resalta el hecho que en esta tesis utilizamos modelos de progenitor a través de cálculos evolutivos convencionales para estrellas aisladas. Nuestros resultados dependen fuertemente de las suposiciones realizadas durante la evolución estelar, por lo que diferentes suposiciones pueden llevar a distintos resultados.

[Pumo et al. \(2017\)](#) encontraron, en promedio, energías de explosión más chicas que los demás estudios, probablemente porque la mayor parte de su muestra corresponde a SNs II de baja luminosidad. A pesar que el rango de parámetros encontrado en esta tesis está en buen acuerdo con los de [Morozova et al. \(2018\)](#), encontramos algunas diferencias en las distribuciones. [Morozova et al. \(2018\)](#) encontraron una mayor cantidad de SNs II con explosiones menos energéticas, y al mismo tiempo, un pico en $M_{\text{ey}} \sim 14 M_{\odot}$. No obstante, nuevamente notamos que dichos autores no usan la información de las velocidades para encontrar sus modelos óptimos, lo cual es esperable que tenga un mayor impacto justamente en los valores inferidos de M_{ey} y E_{exp} .

Finalmente, comparamos la energía de explosión inferidas en esta tesis con las esperadas por modelos de explosión impulsados por neutrinos. Modelos unidimensionales del colapso nuclear encuentran E_{exp} que van desde 0.1 hasta 2.0 foe ([Ugliano et al. 2012](#); [Ertl et al. 2016](#); [Sukhbold et al. 2016](#)). Las SNs II modeladas en esta tesis no cubren el rango completo de energías predichas por los modelos de explosión, particularmente porque el valor máximo encontrado de E_{exp} es más pequeño (1.25 foe para la muestra dorada y 1.40 foe para la muestra completa). Explosiones más energéticas producen SNs II más luminosas, las cuales no son encontradas en la muestra del CSP-I. Por ejemplo, el valor de E_{exp} más grande encontrado por [Sukhbold et al. \(2016\)](#) produce luminosidades en la fase de plateau más altas que $10^{42.6} \text{ erg s}^{-1}$ (ver la Figura 31 de [Sukhbold et al. 2016](#)), mientras que en la muestra del CSP-I sólo un objeto (SN 2009aj) tiene luminosidades durante la fase de plateau por encima de este valor. Sin embargo, como fue previamente discutido en la Sección 6.2, la SN 2009aj podría ser potenciada por interacción entre el material eyectado y un CSM masivo ([Rodríguez et al. 2020](#)).

Recientemente, [Burrows et al. \(2020\)](#) realizaron simulaciones 3D del colapso nuclear para diversos progenitores dentro de un amplio rango de M_{ZAMS} entre 9 y $25 M_{\odot}$. El modelo de progenitor menos masivo alcanza una energía de explosión de ~ 0.1 foe, compatible con la explosión menos energética encontrada en esta tesis. Los demás modelos de explosión no alcanzaron la energía de explosión asintótica al final de las simulaciones; sin embargo, [Burrows et al. \(2020\)](#) encuentran que los progenitores más masivos alcanzan energías de explosión más grandes. Encontramos la misma tendencia en el Capítulo 8.

6.3.2. Radios de los progenitores

[Levesque et al. \(2005, 2006\)](#) estudiaron supergigantes rojas de la Vía Láctea y las Nubes de Magallanes y obtuvieron sus radios usando la ley de Stefan-Boltzmann a partir de las temperaturas efectivas y luminosidades bolométricas, encontrando que la mayoría de estas estrellas tienen radios entre 100 y $1500 R_{\odot}$. En la Sección 6.2, la mayoría de los radios inferidos a partir del modelado de curvas de luz y velocidades se encuentran entre 450 y $600 R_{\odot}$. Sin embargo, destacamos que el radio del progenitor no es un parámetro independiente en nuestro

modelado. El método de ajuste deriva M_{ZAMS} , la cual está relacionada a estructuras preSN con diversas características (p. ej., M_{ey} , R_* , entre otros parámetros físicos). Adicionalmente, notamos que las curvas de luz ópticas a tiempos tempranos son principalmente sensibles al radio del progenitor; no obstante, en esta tesis los ajustes se realizan sólo a observaciones fotométricas más tardías que 30 días desde la explosión (ver Sección 6.1).

6.3.3. Cantidad de ^{56}Ni

La cantidad de ^{56}Ni para las SNs II en la muestra del CSP-I se extiende desde $0.006 M_\odot$ hasta $0.069 M_\odot$ con una mediana en $M_{\text{Ni}} = 0.036 M_\odot$. Estos valores fueron determinados a partir de 17 SNs II que no cubren el rango completo de M_{Ni} encontrado en la literatura. Se han encontrado algunas SNs II con más y menos ^{56}Ni (p. ej., Hamuy 2003; Pastorello et al. 2004; Pumo & Zampieri 2011). La cantidad de ^{56}Ni en el material eyectado fue estimada para todas las SNs II en la muestra con luminosidades bolométricas durante la fase radiactiva⁵, sugiriendo que el rango de M_{Ni} de nuestros modelos (ver Sección 2.4) es suficiente y la inclusión de modelos con M_{Ni} mayores que $0.08 M_\odot$ no es necesaria.

Pejcha & Prieto (2015a) estimaron valores de M_{Ni} para 21 SNs II y encontraron un valor mínimo de $M_{\text{Ni}} = 0.0045 \pm 0.0008 M_\odot$ para la SN 2001dc⁶ y una mediana de $M_{\text{Ni}} = 0.030 M_\odot$. Ambos valores son consistentes con las estimaciones presentadas en esta tesis. Sin embargo, se encuentra una gran discrepancia para el valor máximo. Pejcha & Prieto (2015a) estimaron un valor máximo de $M_{\text{Ni}} = 0.28 M_\odot$ —para la SN 1992H—, lo cual es significativamente mayor que el valor $0.069 M_\odot$ estimado en esta tesis —para la SN 2007X. Esto podría deberse a que Pejcha & Prieto (2015a) infirieron una distancia mucho más lejana a la SN 1992H que las estimaciones previas (Schmidt et al. 1994; Clocchiatti et al. 1996) haciendo a esta SN más luminosa comparada con las SNs II normales y, por lo tanto, con una mayor cantidad de ^{56}Ni . Müller et al. (2017) determinaron valores de M_{Ni} para 19 SNs II y combinaron su muestra con aquella de Pejcha & Prieto (2015a). De esta forma obtuvieron una muestra de 38 objetos. Su distribución de M_{Ni} se caracteriza por tener una mediana de $0.031 M_\odot$ —consistente con el valores estimado en esta tesis— y valores entre $0.005 M_\odot$ y $0.280 M_\odot$. Este último valor le corresponde a la SN 1992H especificada anteriormente. Un valor idéntico a este último fue encontrado para la SN 1992am por Hamuy (2001).

Recientemente, a partir de una compilación de 115 estimaciones de M_{Ni} de SNs II, Anderson (2019) encontró una mediana de $0.032 M_\odot$, en acuerdo con nuestros resultados. Los valores mínimos y máximos en Anderson (2019) son $0.001 M_\odot$ y $0.360 M_\odot$, respectivamente. Este rango es más grande que el determinado en esta tesis, particularmente debido a que el valor máximo de M_{Ni} de $0.360 M_\odot$ (para la SN 1992am; Nadyozhin 2003) es significativamente más grande que el máximo encontrado para las SNs II en la muestra del CSP-I. La muestra más grande analizada en Anderson (2019) podría indicar si los valores por encima del máximo de $M_{\text{Ni}} = 0.08 M_\odot$ adoptado en nuestros modelos son excepcionales para las SNs II. Alrededor del 10% de las SNs II en la literatura tienen estimaciones de M_{Ni} por encima de $0.08 M_\odot$ (ver Figura 1 de Anderson 2019). Sin embargo, algunas de estas SNs II están clasificadas como eventos similares a la SN 1987A, los cuales tienen valores de M_{Ni} relativamente más grandes comparados con las SNs II *normales* estudiadas en esta tesis. Adicionalmente, algunas

⁵Con la excepción de las SNs 2005hd y 2005kh ya que sus fechas de explosión no pudieron determinarse.

⁶El valor mínimo en la muestra de Pejcha & Prieto (2015a) es $0.0015 M_\odot$ para la SN 2006bp. Sin embargo, los autores notan que esta estimación es incierta dado que existe fotometría sólo en una banda fotométrica durante la transición y la fase radiactiva, lo que restringe pobremente el término de temperatura en su modelado. Por esta razón, se excluye la SN 2006bp de la comparación.

SNs II de la literatura tienen más de una estimación de M_{Ni} , y algunos de estos valores son consistentes con el máximo adoptado en nuestros modelos. Las diferencias se atribuyen a los distintos valores de distancia y extinción utilizados en la literatura para la misma SN.

Desde el punto de vista de las simulaciones, [Sukhbold et al. \(2016\)](#) reportaron valores de M_{Ni} basados en explosiones impulsadas por neutrinos para una numerosa cantidad de modelos estelares preSN dentro de un gran rango de M_{ZAMS} . Los mínimos valores de M_{Ni} estimados en [Sukhbold et al. \(2016\)](#) son $0.003 M_{\odot}$ y $0.006 M_{\odot}$ para los modelos de $M_{\text{ZAMS}} = 9.25 M_{\odot}$ y $9.0 M_{\odot}$, respectivamente. Los diferentes valores corresponden a los distintos códigos usados para el cálculo. Estos valores son similares a las M_{Ni} más pequeñas derivadas para la muestra del CSP-I. Para las estrellas entre 10 y $25 M_{\odot}$ —siendo este último valor la máxima M_{ZAMS} en nuestros modelos preSN—, la mayoría de los valores de M_{Ni} se encuentran en el rango de 0.01 a $0.08 M_{\odot}$, lo que es consistente con nuestros resultados. Sólo unos pocos modelos de explosión producen M_{Ni} más grandes en el trabajo de [Sukhbold et al. \(2016\)](#), con un valor máximo de $\sim 0.10 M_{\odot}$.

6.3.4. Distribución del ^{56}Ni dentro del material eyectado por la explosión

Durante la explosión de una SN, una onda de choque emerge casi desde el centro de la estrella calentando el material estelar. Si la temperatura de la onda de choque es lo suficientemente alta, ocurre la nucleosíntesis explosiva. La nucleosíntesis explosiva produce eficientemente elementos pesados desde el silicio hasta el zinc ([Umeda & Yoshida 2017](#)). El ^{56}Ni domina la producción de especies nucleares en las regiones más internas de la estrella, aunque el cobalto, zinc, y otros isótopos del níquel también se producen mayoritariamente en estas regiones ([Woosley & Weaver 1995](#); [Thielemann et al. 1996](#); [Umeda & Nomoto 2002](#)). Una vez que la onda de choque alcanza las interfaces de composición química entre el núcleo de carbono y oxígeno y el núcleo de helio, y entre el núcleo de helio y la envoltura rica en hidrógeno, aparecen inestabilidades de Rayleigh-Taylor (RT) causando la mezcla de material a gran escala dentro del material expulsado. Este es el mecanismo por el cual los elementos pesados sintetizados durante la quema explosiva pueden alcanzar las regiones externas de la envoltura, mientras que al mismo tiempo, el hidrógeno se puede mezclar hacia las regiones internas.

La primera evidencia de la mezcla química durante las explosiones de SNs estuvo basada en las observaciones de la SN 1987A. Una cantidad sustancial de ^{56}Ni mezclada dentro de la envoltura rica en hidrógeno era necesaria para explicar el tiempo de subida al máximo de la curva de luz bolométrica de la SN 1987A ([Shigeyama et al. 1988](#); [Shigeyama & Nomoto 1990](#)), y la curva de luz y la evolución espectral de rayos X y rayos γ ([Kumagai et al. 1989](#)). Más aún, la presencia de importantes líneas de emisión de hierro a grandes velocidades durante la fase nebulosa demuestra que una cantidad considerable de ^{56}Ni había sido mezclada en la envoltura rica en hidrógeno durante la explosión ([Haas et al. 1990](#)). El progenitor de la SN 1987A era una estrella supergigante azul, mientras que los progenitores de las SNs II son estrellas supergigantes rojas con estructuras preSN muy distintas. Recientes simulaciones hidrodinámicas 3D de la evolución de la onda de choque para explosiones de estrellas supergigantes azules y rojas han mostrado que las supergigantes rojas alcanzan velocidades máximas más altas para el ^{56}Ni dentro del material eyectado ([Wongwathanarat et al. 2015](#)), implicando una mezcla de ^{56}Ni más extendida.

En la Sección 6.2 mostramos que la mezcla de ^{56}Ni dentro del material eyectado cubre todo el rango de valores iniciales, desde 0.2 (^{56}Ni distribuido internamente) hasta 0.8 (^{56}Ni

distribuido hasta las zonas más externas). Sin embargo, tanto para la muestra dorada como para la muestra completa, la gran mayoría de los eventos tienen valores pequeños (0.2–0.4) y moderados (0.4–0.6) y sólo un pequeño número de SNs II poseen valores consistentes con una mezcla de ^{56}Ni hacia las regiones más externas (Figura 6.3, panel inferior). Una mezcla de ^{56}Ni extrema es difícil de obtener en estrellas supergigantes rojas debido a sus grandes envolturas. Los resultados presentados en esta tesis son consistentes con este concepto ya que una mezcla de ^{56}Ni muy extendida sólo fue encontrada para una SN II en la muestra dorada —la SN 2008ag— con un grado de mezcla de ^{56}Ni de 0.8. Es importante notar que la mezcla de ^{56}Ni se presenta como fracción de la masa preSN. Esto significa que el mismo valor de mezcla de ^{56}Ni para diferentes progenitores podría representar diferentes extensiones de ^{56}Ni tanto en coordenada masa como radial.

Enfatizamos que en este estudio la mezcla de ^{56}Ni se trata como un parámetro libre. Recientemente, [Wongwathanarat et al. \(2015\)](#) computaron simulaciones hidrodinámicas 3D para estrellas supergigantes rojas y azules y encontraron que la extensión de la mezcla del material rico en metales depende de las asimetrías generadas por el mecanismo de explosión, la energía de la explosión y la estructura del progenitor. Dentro de la estructura del progenitor, las características más importantes son la cantidad de material del núcleo de carbono y oxígeno, la estructura del núcleo de helio y el gradiente de densidad en la interfase de composición química entre el núcleo de helio y la envoltura rica en hidrógeno. Sin embargo, sólo algunas pocas simulaciones hidrodinámicas han sido llevadas a cabo para modelos de estrellas supergigantes rojas. Más estudios son cruciales para un mejor entendimiento del proceso de mezcla de ^{56}Ni en las SNs II.

6.3.5. Fechas de explosión

En esta sección comparamos las fechas de explosión derivadas en este análisis con las estimadas en [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#). Esto puede verse en la Figura 6.5. Nuestras estimaciones están siempre dentro de los rangos de valores derivados por [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#), lo que es de esperarse ya que el método de ajuste restringe el muestreo sólo a valores dentro de esos rangos (ver Capítulo 3). La diferencia promedio entre ambas estimaciones es de 0.1 días con una desviación estándar de 4.8 días. Que la diferencia promedio sea tan similar a cero da un gran respaldo a ambas metodologías de estimación de la fecha de explosión. Si bien no permitimos que nuestras estimaciones tomaran valores por fuera del rango de los errores observacionales, las fechas de explosión modeladas podrían estar sesgadas —en promedio— a valores más pequeños o grandes que los valores observacionales.

En el caso de las fechas de explosión observacionales, las limitaciones brindadas por la no detección de la SN en el momento de observación dependen del límite de detección de las imágenes que proveen la no detección. Es decir, por más que no existan detecciones en imágenes previas al descubrimiento, siempre hay que considerar la magnitud límite que se puede alcanzar en dichas imágenes. Por lo tanto, uno podría imaginar que las fechas de explosión *verdaderas* podrían estar sesgadas alrededor de valores cercanos a la última fecha de no detección. Sin embargo, el análisis aquí presentado muestra que este no es el caso, y por lo tanto, brinda solidez a las fechas de explosión estimada por [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#). Al mismo tiempo, se podría pensar que el método de ajuste podría generar un sesgo en la fecha de explosión para cambiar sistemáticamente la longitud de la fase fotosférica — y por lo tanto la masa eyectada en la explosión— hacia valores más chicos o grandes al restringir la explosión hacia fechas más tardías o tempranas, respectivamente (respecto al valor observacional). Nuevamente, esto no se observa en este análisis, dándole robustez al

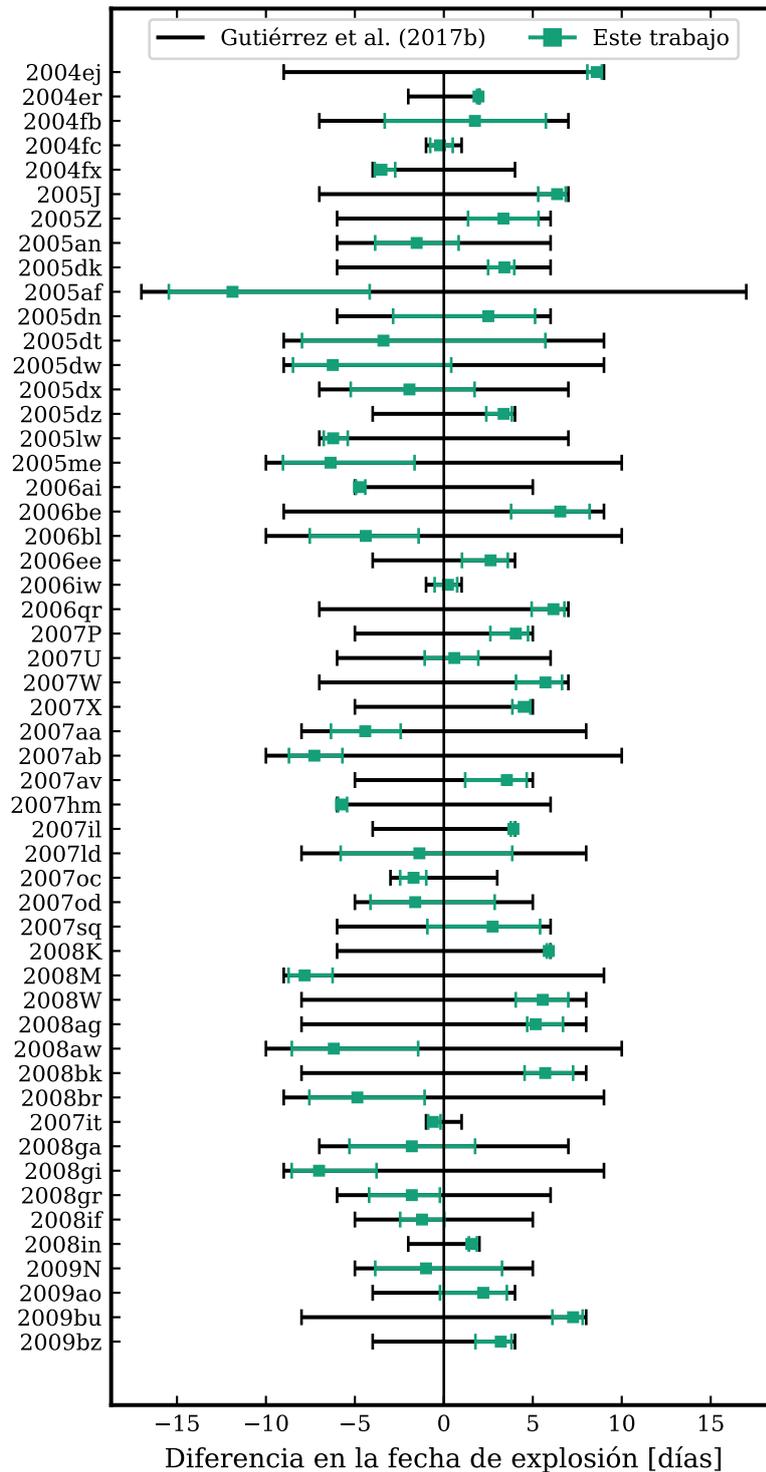


Figura 6.5: Comparación entre las fechas de explosión derivadas en este análisis (cuadrados verdes) y aquellas estimadas por Gutiérrez et al. (2017b) (líneas continuas negras). La línea vertical se localiza en el cero del eje horizontal y representa la fecha de explosión estimada por Gutiérrez et al. (2017b).

método de ajuste.

6.3.6. SNs II que no pudieron ser modeladas satisfactoriamente

En esta tesis utilizamos una gran grilla de modelos de explosión adoptando valores convencionales para varios parámetros de la evolución estelar (metalicidad, eficiencia de pérdida de masa por vientos, parámetro de longitud de mezcla y overshooting). A pesar que la mayoría de las SNs II bien muestreadas en la muestra del CSP-I son adecuadamente reproducidas por los modelos de esta grilla, algunas no lo son.

Las SNs 2006Y y 2008bu residen en el extremo inferior de la distribución de $OPTd$ con valores de 64 ± 4 días y 52 ± 7 días, respectivamente (ver Sección 5.4.1). Ningún modelo en nuestra grilla tiene valores tan pequeños de la duración esta fase. En el caso de la SN 2006Y, los modelos que más se asemejan a las observaciones reproducen las velocidades y la luminosidad de la fase de plateau razonablemente bien. Sin embargo, el valor de $OPTd$ es sobrestimado por ~ 10 días (ver la Figura 6.6). A primera vista, esta diferencia es pequeña, pero los modelos también subestiman ampliamente la luminosidad de la fase radiactiva en ~ 0.6 dex. Una mayor cantidad de ^{56}Ni puede fácilmente incrementar la luminosidad de la fase radiactiva; no obstante, es sabido que una mayor cantidad de ^{56}Ni también produce $OPTd$ más largos (Kasen & Woosley 2009; Bersten 2013), lo que incrementaría la discrepancia con las observaciones aún más. Por otro lado, la situación es incluso peor para la SN 2008bu ya que el valor de $OPTd$ es ~ 10 días menor que para la SN 2006Y.

Estudios teóricos sugieren que progenitores con envolturas ricas en hidrógeno menos masivas al momento de la explosión producen $OPTd$ más cortas (Litvinova & Nadezhin 1983; Kasen & Woosley 2009; Bersten 2013). Suponiendo la tasa de pérdida de masa convencional durante el modelado de estrellas aisladas —como se adopta en esta tesis—, no es posible encontrar tales progenitores tan despojados de sus envolturas ricas en hidrógeno para estrellas con M_{ZAMS} menores a $25 M_{\odot}$, que es el progenitor más masivo en nuestra grilla. Estrellas inicialmente más masivas pueden culminar su evolución con envolturas más pequeñas, pero son más difíciles de explotar (Sukhbold & Adams 2020). Envolturas menos masivas podrían alcanzarse incrementando la tasa de pérdida de masa, posiblemente debido a vientos estelares, sistemas binarios interactuantes o rotación estelar, entre otras posibilidades (ver la discusión en la Sección 7.3). Para los casos de las dos SNs II analizadas en esta sección, hemos calculado nuevos modelos preSN incrementando la tasa de pérdida de masa proporcionando mejores ajustes a las observaciones. Estos resultados son presentados en la Sección 8.3.

La SN 2004er también presenta algunas discrepancias entre los modelos y las observaciones, especialmente con las velocidades de expansión. La SN 2004er posee el valor de $OPTd$ más grande de la muestra del CSP-I con un valor de 146 ± 2 días (Sección 5.4.1). Los modelos reproducen su curva de luz bolométrica prácticamente bien, con la excepción que los modelos muestran fases fotosféricas que duran ~ 10 días menos (ver la Figura C.8). La discrepancia más grande se encuentra en la evolución de la velocidad fotosférica, donde las velocidades observadas son mayores que en los modelos por $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$. De hecho, la SN 2004er posee velocidades más grandes que la mayoría de las SNs II. Por ejemplo, la velocidad del Fe II a 55 días de la explosión para la SN 2004er es $5033 \pm 751 \text{ km s}^{-1}$, mientras que la velocidad media de las SNs II a 53 días es $3537 \pm 851 \text{ km s}^{-1}$ (Gutiérrez et al. 2017b). Velocidades tan altas pueden alcanzarse a través de explosiones más energéticas, aunque esto también produciría fases fotosféricas más luminosas y de menor duración. Sin embargo, considerar un progenitor más masivo al momento del colapso tiene el efecto opuesto, es decir, SNs II menos luminosas con fases fotosféricas más largas. Por lo tanto, la SN 2004er fue probablemente la explosión muy energética de una estrella con una envoltura masiva al momento del colapso. Este es un modelo que está fuera del espacio de parámetros considerado en este estudio.

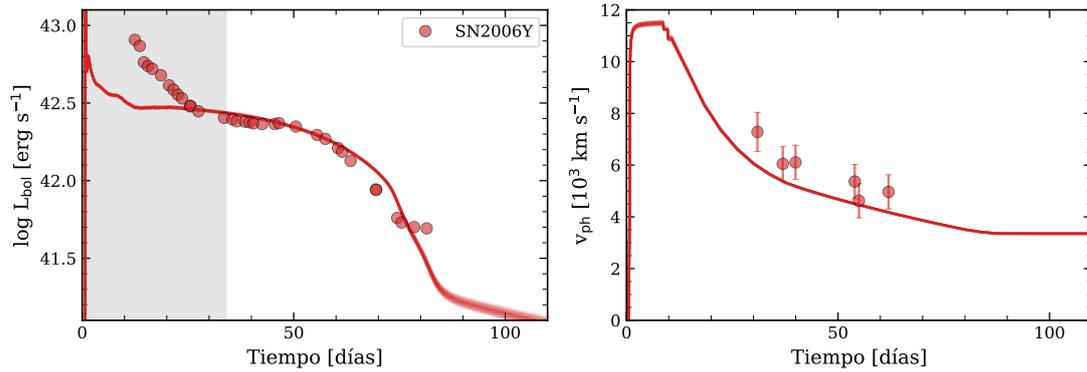


Figura 6.6: Curva de luz bolométrica (*panel izquierdo*) y evolución de las velocidades fotosféricas (*panel derecho*) para la SN 2006Y en comparación con modelos de explosión convencionales elegidos aleatoriamente de la distribución de probabilidad de los parámetros.

Algo similar ocurre para la SN 2007sq. Los modelos reproducen la curva de luz bolométrica relativamente bien, pero las velocidades de los modelos caen por debajo de las observaciones (ver la Figura C.13).

Finalmente, describimos brevemente los modelos de la SN 2008K. Tanto la curva de luz bolométrica como las velocidades de estos modelos no pueden reproducir completamente las observaciones. En general, la curva de luz bolométrica se reproduce aproximadamente bien; sin embargo, cuando se observa en detalle (ver la Figura C.13) se ve que los modelos no siguen el comportamiento lineal de la SN 2008K durante la fase de plateau, la cual tiene una pendiente de $s_2 = 1.70 \pm 0.31 \text{ mag } 100 \text{ d}^{-1}$. La SN 2008K también muestra velocidades de Fe II más altas que la mayoría de las SNs II. En principio, se necesita una explosión más energética para reproducir las velocidades. Esto implicaría más masa para conservar la duración de la fase de plateau (explosiones más energéticas reducen la duración de la fase de plateau). Sin embargo, comparamos a la SN 2008K con modelos más masivos y más energéticos y encontramos discrepancias aún más grandes dado que los nuevos parámetros producen curvas de luz similares a las típicas SNs IIP. El modelo preSN detallado y las propiedades de la explosión de la SN 2008K siguen siendo inciertas.

Los ejemplos arriba mostrados reflejan que la evolución estelar aislada convencional no puede cubrir todas las propiedades físicas de las SNs II observadas. Necesitamos de la evolución estelar no convencional para explicar las propiedades de algunas SNs II individuales.

Capítulo 7

Función de masa inicial de los progenitores de SNs II

A través de las estimaciones de M_{ZAMS} para los progenitores de SNs II presentadas en el Capítulo 6 es posible determinar los parámetros que describen la población de estas estrellas progenitoras. Los parámetros de interés son la mínima y máxima M_{ZAMS} que produce una SN II, y la función de masa de la población. Estos parámetros son determinados en la Sección 7.1. Luego, en la Sección 7.2 discutiremos nuestros resultados en relación a varios estudios previos, la mayoría de los cuales utilizaron métodos independientes a los usados en esta tesis. Finalmente, en la Sección 7.3 presentamos un análisis de los posibles actores que podrían originar la gran discrepancia encontrada con una IMF de Salpeter para estrellas masivas.

7.1. Parámetros de la IMF

La mayoría de los estudios sobre la IMF de los progenitores de SNs II usan información proveniente de las detecciones directas de los progenitores en imágenes previas a la explosión (p. ej., [Smartt 2015](#); [Davies & Beasor 2018](#)). Una discusión de estos resultados es presentada en la Sección 7.2. En la presente sección estudiamos la distribución de M_{ZAMS} de progenitores de SNs II usando los valores estimados para la muestra del CSP-I a través del modelado de sus curvas de luz bolométricas y evolución de la velocidad fotosférica. Restringiéndonos sólo a la muestra dorada poseemos 24 estimaciones de M_{ZAMS} . Este número se incrementa a 51 si consideramos la muestra completa. A la fecha, esta es la muestra más grande y homogénea de SNs II analizados a partir del modelado hidrodinámico. El análisis que hacemos en este capítulo se basa en ajustar una ley de potencias a la distribución de M_{ZAMS} inferida empleando un método Monte Carlo para muestrear aleatoriamente progenitores con diferentes M_{ZAMS} a partir de una población conocida. Esta técnica es similar a la presentada en [Davies & Beasor \(2020\)](#).

Primero construimos la distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II. Como nuestro método de ajuste provee la distribución de probabilidad de M_{ZAMS} para cada SN en la muestra, decidimos estimar la distribución acumulada de M_{ZAMS} a partir de 10^4 simulaciones Monte Carlo. De esta forma consideramos la distribución de M_{ZAMS} para cada SN en el cálculo de la distribución acumulada. Para cada simulación, muestreamos aleatoriamente un valor de M_{ZAMS} de la distribución de probabilidad de cada progenitor, la cual se obtuvo en el Capítulo 6 para cada SN II en la muestra del CSP-I usando el método de ajuste basado

en técnicas de MCMC. Luego, ordenamos los progenitores de acuerdo al valor de M_{ZAMS} en forma creciente. Cuando muestreemos a partir de una distribución, M_{ZAMS} puede tomar diferentes valores produciendo cambios en el orden. Por esta razón, es necesario reordenar los progenitores en cada iteración Monte Carlo (Davies & Beasor 2020). Las Figuras 7.1 y 7.2 muestran las M_{ZAMS} para los progenitores en orden creciente (marcadores llenos) y las regiones de confianza de la distribución acumulada de M_{ZAMS} (contornos sombreados) para la muestra dorada y la muestra completa, respectivamente.

Luego, las distribuciones acumuladas estimadas anteriormente (es decir, los contornos sombreados en las Figuras 7.1 y 7.2) fueron comparadas con modelos de distribuciones de M_{ZAMS} basados en ley de potencias para estimar sus parámetros. Estos modelos tienen los siguientes parámetros de entrada: la masa inicial mínima y máxima (M_{min} y M_{max} , respectivamente) y la pendiente de la ley de potencias (Γ). Para cada conjunto de parámetros iniciales empleamos 10^4 simulaciones Monte Carlo para determinar la distribución de probabilidad para el modelo de distribución acumulada de M_{ZAMS} . Las distribuciones de probabilidad de los parámetros se encontraron vía métodos MCMC. Los resultados son caracterizados por la mediana de las distribuciones y el intervalo de confianza del 68 %, con una excepción (ver detalles más abajo).

A continuación nos enfocamos en el análisis de la muestra dorada. La muestra completa es analizada más adelante. La Figura 7.3 (panel superior) muestra la distribución acumulada de M_{ZAMS} obtenida para la muestra dorada en comparación con los modelos teóricos basados en leyes de potencias. Los triángulos amarillos y las barras de error representan la mediana y el intervalo de confianza del 68 % de la distribución presentada en la Figura 7.1 como contornos sombreados. La región sombreada en la Figura 7.3 (panel superior) corresponde a la distribución acumulada teórica construida con los valores de la mediana de las distribuciones marginales de los parámetros del modelo. Como indicamos previamente, realizamos 10^4 simulaciones Monte Carlo para construir la distribución acumulada teórica. El panel inferior de la Figura 7.3 presenta las distribuciones de probabilidad de los parámetros. Encontramos los siguientes valores: $M_{\text{min}} = 9.3^{+0.1}_{-0.1} M_{\odot}$, $M_{\text{max}} = 24.7^{+4.2}_{-3.2} M_{\odot}$ y $\Gamma = -6.35^{+0.52}_{-0.57}$. Estos valores también se listan en la Tabla 7.1. Notamos que el valor de la mediana de M_{max} está desplazada hacia M_{ZAMS} más grandes desde el máximo de la distribución, es decir, la distribución es asimétrica y desplazada hacia valores más pequeños. Por esta razón utilizamos la moda para caracterizar la distribución y el intervalo de confianza del 68 % para las incertezas, encontrando un valor de $M_{\text{max}}^{\text{moda}} = 21.3^{+3.8}_{-0.4} M_{\odot}$. La distribución asimétrica y desplazada hacia valores más pequeños se debe a la pendiente de la distribución de M_{ZAMS} . La IMF de los progenitores de SNs II derivada en esta sección es mucho más empinada que la IMF de Salpeter para estrellas masivas, la cual toma una pendiente de $\Gamma = -2.35$ (Salpeter 1955). Habiendo estimado una ley de potencias con una pendiente $\Gamma = -6.35$, no esperamos progenitores muy masivos dentro de nuestra muestra. La gran mayoría de las estrellas se encuentran cerca del valor de M_{min} , mientras que cambios en M_{max} hacia valores más grandes no alteran significativamente la distribución.

Para una IMF de Salpeter, el 90 % de las estrellas entre 9 y $25 M_{\odot}$ —es decir, el rango de los modelos preSN utilizados en esta tesis— se encuentran dentro del rango entre 9 y $21 M_{\odot}$. Por lo tanto, en nuestra muestra de 24 progenitores, esperamos encontrar dos estrellas con M_{ZAMS} por encima de $21 M_{\odot}$. Este no es el caso. No solo no encontramos progenitores con M_{ZAMS} mayores que $21 M_{\odot}$, sino que encontramos una gran cantidad de progenitores con M_{ZAMS} cerca de límite inferior analizado. En la muestra dorada, el 87 % de los progenitores tienen M_{ZAMS} más pequeñas que $13 M_{\odot}$, mientras que el valor esperado para una IMF de Salpeter es ~ 50 %.

Siguiendo con los resultados presentados más arriba donde la pendiente de la ley de po-

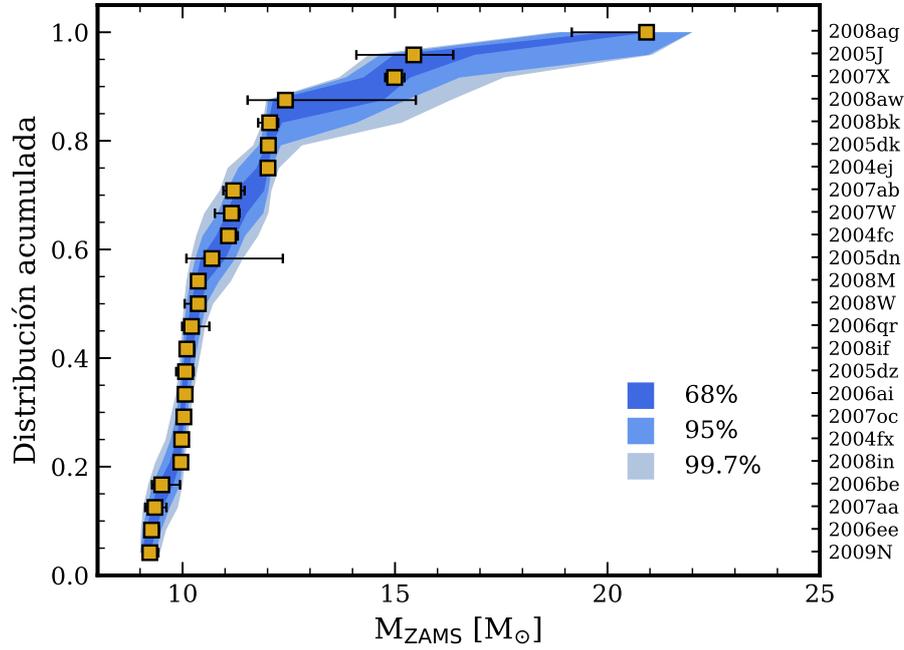


Figura 7.1: Distribución acumulada de M_{ZAMS} para los progenitores de SNe II en la muestra dorada. Las masas iniciales estimadas en esta tesis se presentan como cuadrados amarillos. Los contornos sombreados muestran las regiones de confianza de la distribución acumulada.

Tabla 7.1: Parámetros de la IMF.

Muestra	$M_{\text{min}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{max}} [M_{\odot}]$	Γ
Dorada	$9.3^{+0.1}_{-0.1}$	$21.3^{+3.8^a}_{-0.4}$	$-6.35^{+0.52}_{-0.57}$
Completa	$9.3^{+0.1}_{-0.1}$	$21.5^{+1.2}_{-0.8}$	$-4.07^{+0.29}_{-0.29}$
Dorada	$8.5^{+0.1}_{-0.1}$	$19.1^{+0.2}_{-0.2}$	-2.35
Completa	$9.0^{+0.1}_{-0.1}$	$19.0^{+0.2}_{-0.2}$	-2.35

Notas. Se muestran los casos para la pendiente de la ley de potencias (Γ) sin restricciones (*panel superior*) y restringida a -2.35 (*panel inferior*).

Los parámetros están caracterizados con la mediana de la distribución adoptando el intervalo de confianza del 68% como las incertezas.

^a Usando la moda de la distribución (ver texto para más detalle).

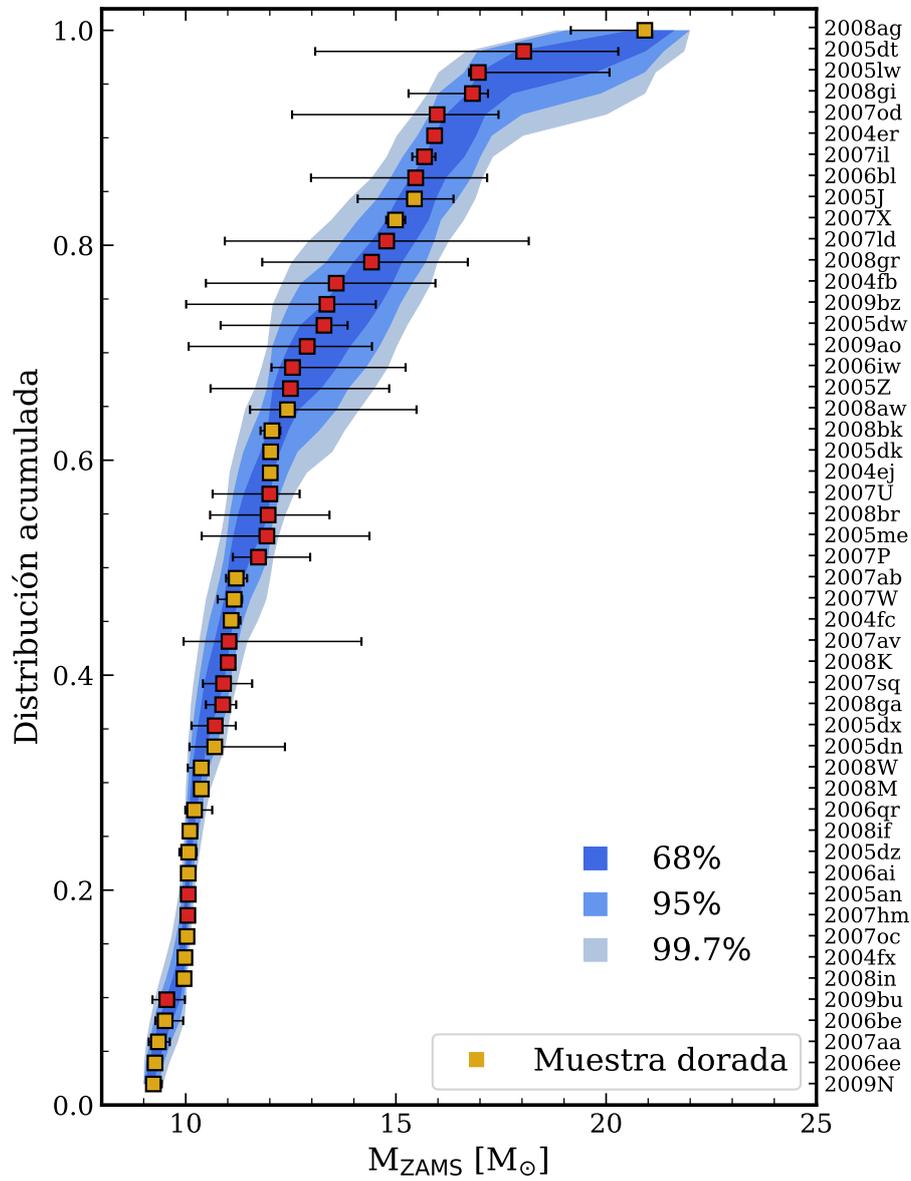


Figura 7.2: Distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II en la muestra completa. Las masas iniciales estimadas en esta tesis se presentan como cuadrados amarillos y rojos. Los cuadrados amarillos representan las SNs II en la muestra dorada. Los contornos sombreados muestran las regiones de confianza de la distribución acumulada.

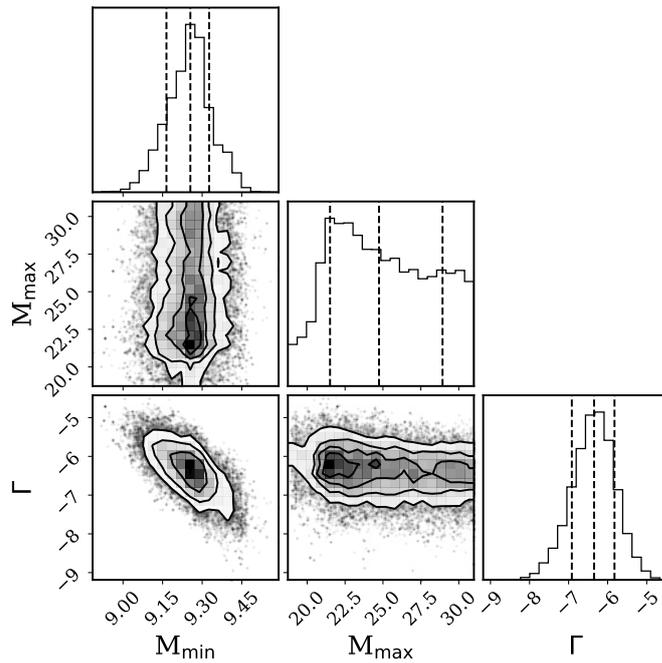
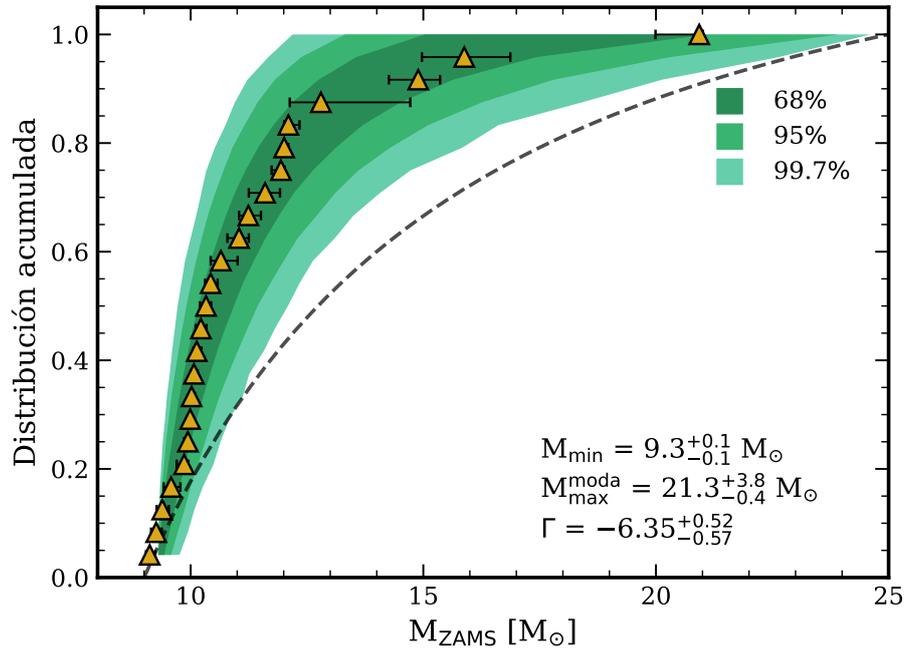


Figura 7.3: Ajustes a la distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II en la muestra dorada. *Panel superior*: distribución acumulada de las M_{ZAMS} estimadas en esta tesis para la muestra dorada (triángulos amarillos y barras de error), correspondiente a la mediana y al intervalo de confianza de la distribución presentada en la Figura 7.1 en forma de contornos sombreados, en comparación con el modelo construido con el valor de la mediana de las distribuciones de los parámetros (contornos sombreados). En línea discontinua se presenta la distribución acumulada de M_{ZAMS} calculada con una pendiente correspondiente a una IMF de Salpeter. *Panel inferior*: distribuciones de probabilidad de los parámetros. Las líneas discontinuas indican los percentiles 16, 50 y 84 de las distribuciones.

tencias no tiene ninguna restricción al momento del ajuste, ahora comparamos la distribución acumulada de M_{ZAMS} con modelos donde la pendiente de la ley de potencia está fija en $\Gamma = -2.35$ —es decir, una IMF de Salpeter para estrellas masivas. Este ajuste se muestra en la Figura 7.4. Para este caso encontramos los siguientes valores: $M_{\text{min}} = 8.5^{+0.1}_{-0.1} M_{\odot}$ y $M_{\text{max}} = 19.1^{+0.2}_{-0.2} M_{\odot}$. La distribución acumulada construida a partir de la distribución de probabilidad de los parámetros muestra discrepancias con la distribución acumulada de M_{ZAMS} derivada con los resultados de nuestro modelado. Las diferencias se deben al gran número de progenitores menos masivos encontrado en nuestro análisis.

Realizamos el mismo análisis para la muestra completa de progenitores de SNe II encontrando los siguientes valores: $M_{\text{min}} = 9.3^{+0.1}_{-0.1} M_{\odot}$, $M_{\text{max}} = 21.5^{+1.2}_{-0.8} M_{\odot}$ y $\Gamma = -4.07^{+0.29}_{-0.29}$. La Figura 7.5 (panel superior) presenta la distribución acumulada de M_{ZAMS} obtenida para la muestra completa (triángulos rojos y las barras de error, correspondiendo a la mediana y al intervalo de confianza del 68% de la distribución presentada en la Figura 7.2 como contornos sombreados) en comparación con el modelo de distribución acumulada construido con la mediana de la distribución de los parámetros (región sombreada). Además, el panel inferior de la Figura 7.5 presenta la distribución de probabilidad para cada uno de los parámetros del modelo. Los valores M_{min} y M_{max} son similares tanto para la muestra dorada como para la completa. Las diferencias más grandes se encuentran en el valor de la pendiente de la ley de potencias. La pendiente estimada para la muestra completa es menos empinada que la obtenida para la muestra dorada, aunque sigue siendo más empinada que para una IMF de Salpeter para estrellas masivas.

Adicionalmente, calculamos los límites para M_{ZAMS} utilizando la muestra completa y la pendiente de la ley de potencias restringida al valor $\Gamma = -2.35$ (Figura 7.6). Encontramos $M_{\text{min}} = 9.0^{+0.1}_{-0.1} M_{\odot}$ y $M_{\text{max}} = 19.0^{+0.2}_{-0.2} M_{\odot}$. Para este caso, el modelo construido con la mediana de la distribución de los parámetros (regiones sombreadas) puede reproducir casi completamente el comportamiento de la distribución acumulada utilizando los valores de M_{ZAMS} derivados a través del modelado hidrodinámico (triángulos rojos). A simple vista, el límite de masa superior de esta última distribución (triángulos rojos, Figura 7.6) es más grande que M_{max} . Sin embargo, el límite de masa superior tiene un valor de $M_{\text{ZAMS}} = 21.0^{+1.0}_{-2.2} M_{\odot}$ (intervalo de confianza del 99.7%), es decir que son coincidentes a un nivel de significancia del 99.7%.

Tanto para la muestra dorada como para la muestra completa, encontramos leyes de potencias más empinadas que para una IMF de estrellas masivas de Salpeter. En la Sección 7.3 discutimos posibles razones de esta discrepancia.

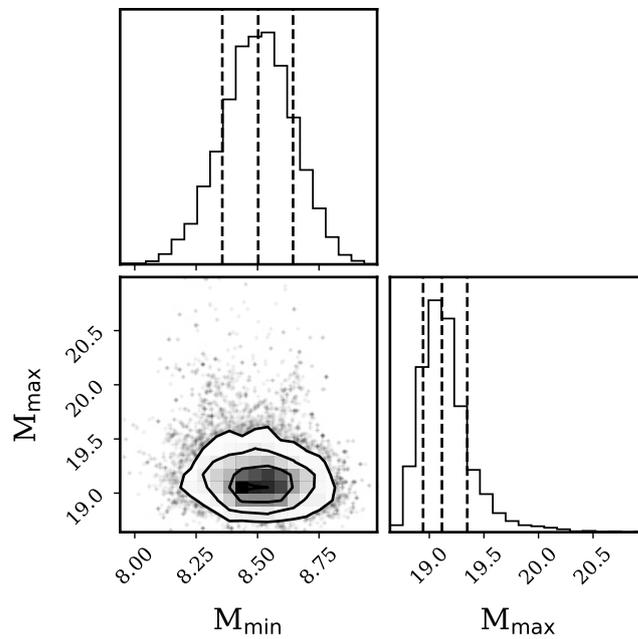
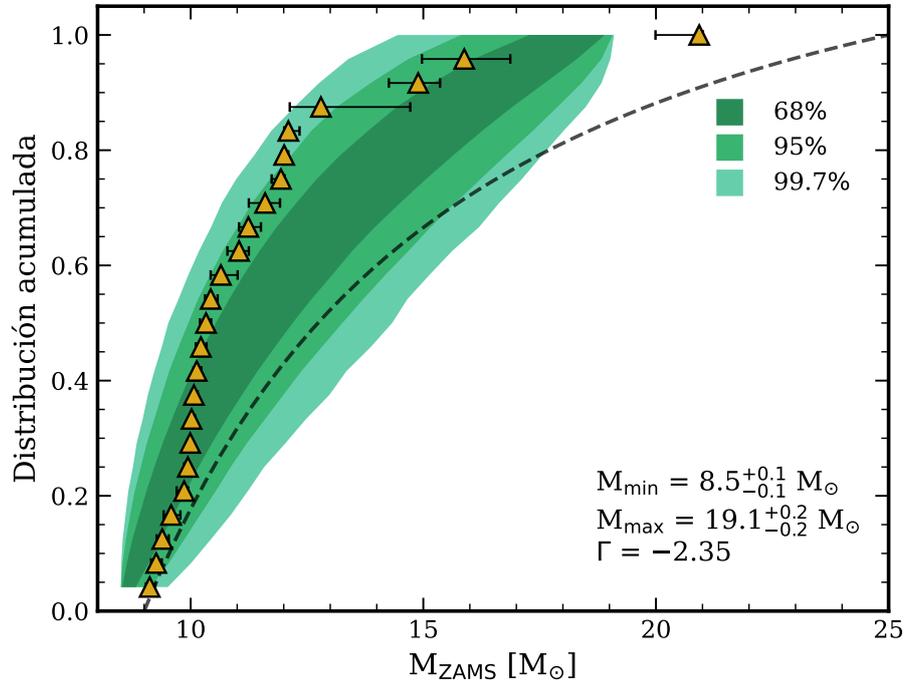


Figura 7.4: Ídem Figura 7.3 pero adoptando una distribución tipo ley de potencias donde la pendiente toma un valor fijo en $\Gamma = -2.35$, es decir, la pendiente de una IMF de Salpeter de estrellas masivas.

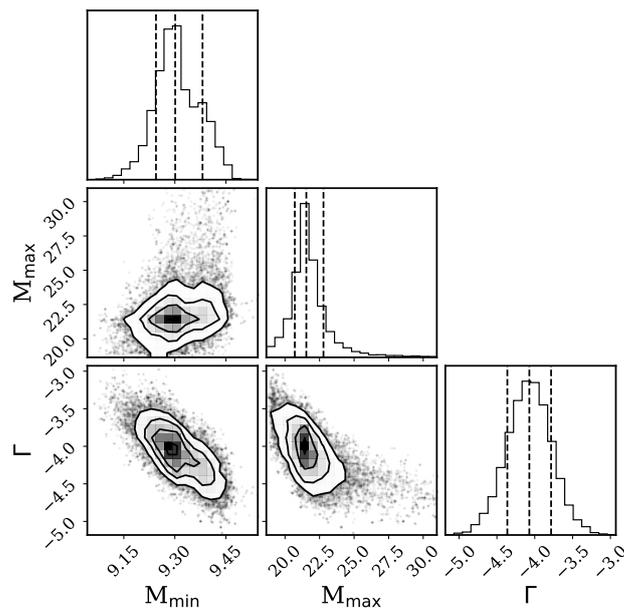
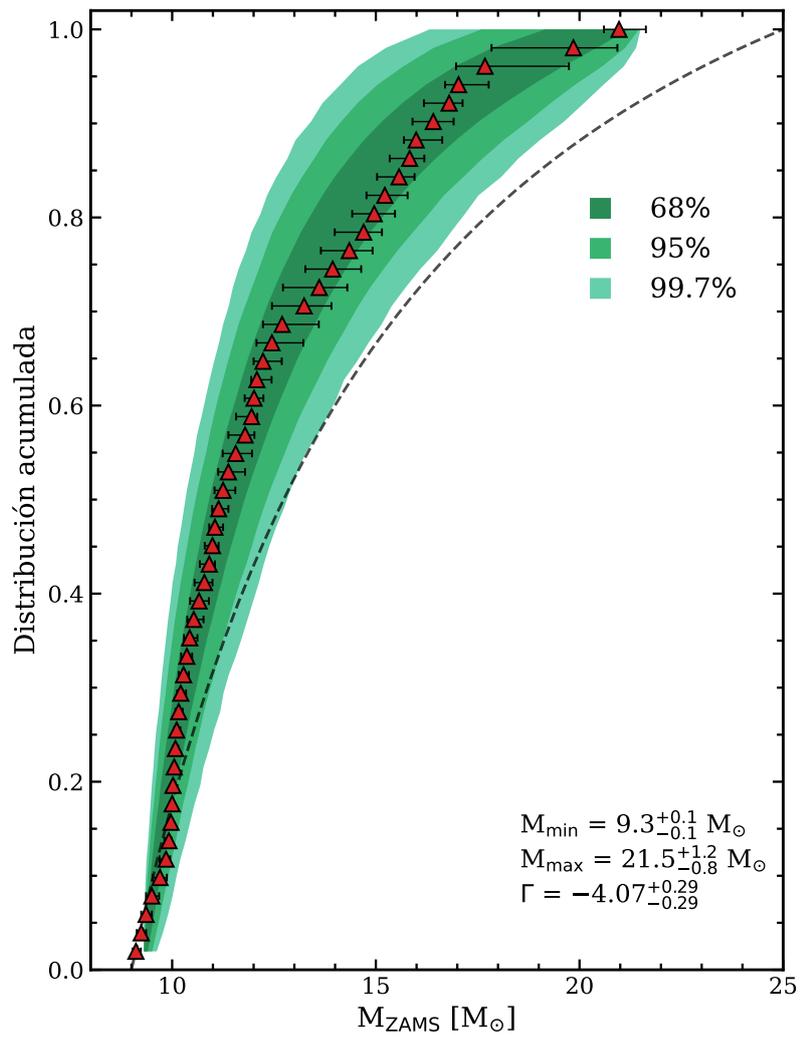


Figura 7.5: Ídem Figura 7.3 pero para la muestra completa.

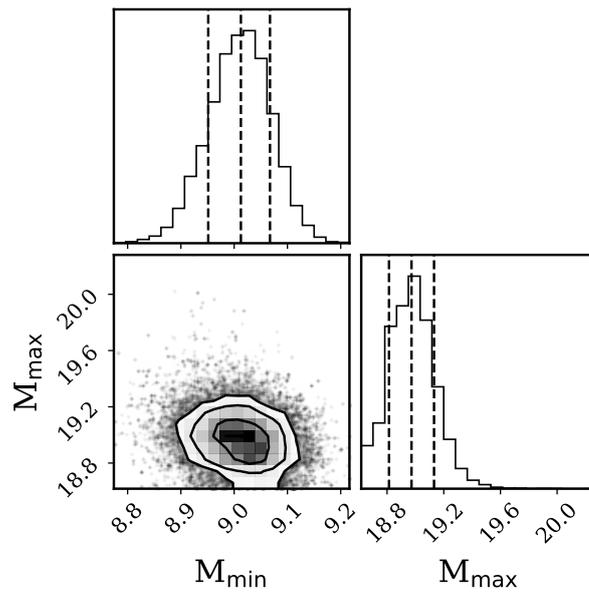
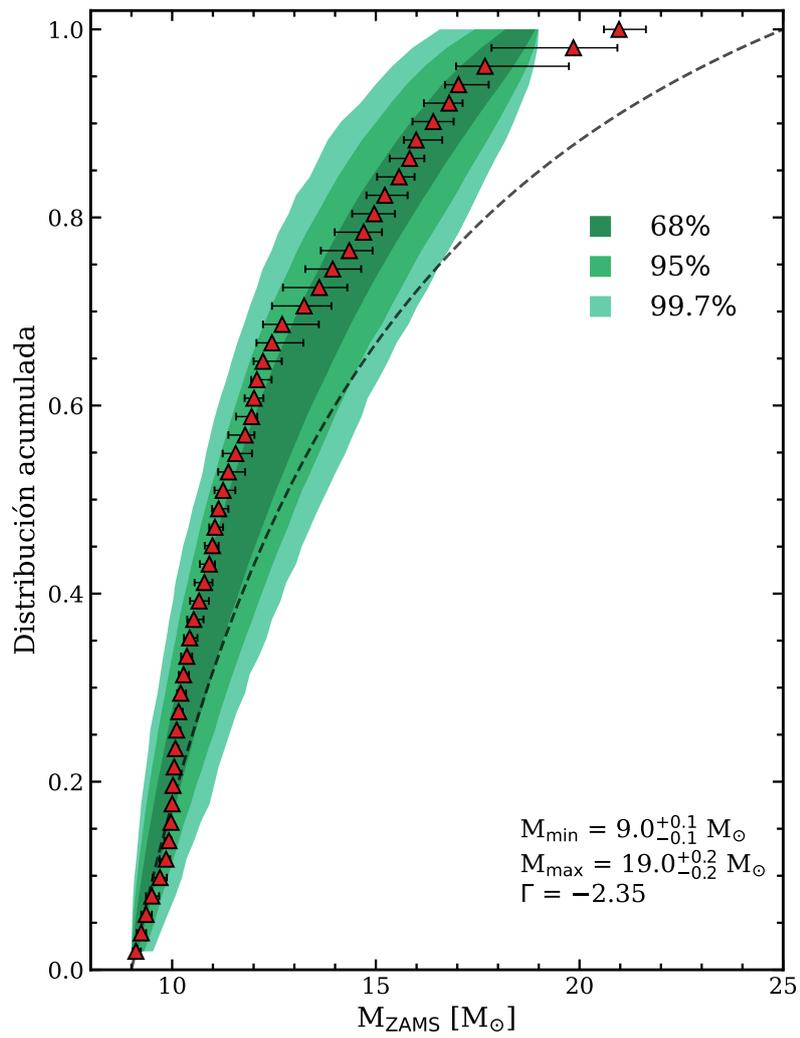


Figura 7.6: Ídem Figura 7.4 pero para la muestra completa.

7.2. El problema de las supergigantes rojas

Durante los últimos años, la cantidad de trabajos que han estudiado la distribución de M_{ZAMS} de progenitores de SNs II se ha incrementado. El trabajo de [Smartt et al. \(2009\)](#) fue el primero en analizar la distribución de M_{ZAMS} a partir de progenitores observados en imágenes preexplosión, encontrando $M_{\text{max}} = 16.5 \pm 1.5 M_{\odot}$. Esto contrasta con predicciones teóricas y con el hecho que se han observado estrellas supergigantes rojas más masivas en el Grupo Local ([Levesque et al. 2006](#); [Neugent et al. 2020](#)). La falta de progenitores más masivos ha sido denominado en la literatura como *el problema de las supergigantes rojas*. A partir de ese momento, se le ha dado especial atención al límite superior de la distribución de M_{ZAMS} . Este límite es crucial para entender los caminos evolutivos de las estrellas masivas. Una muestra más grande de progenitores de SNs II, conteniendo 13 detecciones y el mismo número de cotas superiores fue estudiada por [Smartt \(2015\)](#); sin embargo, no se encontraron progenitores con $M_{\text{ZAMS}} > 18 M_{\odot}$.

Inferir la masa inicial de un progenitor a partir de detecciones directas requiere una estimación previa de la luminosidad del progenitor. Esta luminosidad se usa para compararla con el valor teórico proveniente de los modelos evolutivos. Por lo tanto, los modelos físicos proveen una estimación de la masa inicial a partir de la medición de la luminosidad. En este contexto, [Straniero et al. \(2019\)](#) estudiaron el rol de la convección, rotación y binariedad en la evolución de los progenitores de SNs II, encontrando que ninguno de estas propiedades puede mitigar el problema de las supergigantes rojas.

La luminosidad del progenitor puede obtenerse a través de ajustes a la distribución espectral de energía en el caso que el progenitor sea detectado en varias bandas fotométricas, o usando correcciones bolométricas para convertir flujos medidos en una banda en luminosidades bolométricas. Las incertezas en este último caso podrían ser grandes si sólo hay disponibles detecciones del progenitor en una o dos bandas fotométricas. En este sentido, [Davies & Beasor \(2018\)](#) investigaron esta fuente de error sistemático y derivaron nuevas correcciones bolométricas y valores para la extinción de la galaxia huésped. [Davies & Beasor \(2018\)](#) encontraron un límite de masa superior más grande que trabajos previos igual a $M_{\text{max}} = 19.0^{+2.5}_{-1.3} M_{\odot}$ (intervalo de confianza del 68%), con un intervalo de confianza del 95% que llega a valores $\sim 27 M_{\odot}$. Además, dichos autores analizaron los efectos de una muestra pequeña en el límite superior de M_{ZAMS} , concluyendo que esto causa errores sistemáticos de $\sim 2 M_{\odot}$ que desplaza el límite superior de M_{ZAMS} hacia valores más grandes.

[Davies & Beasor \(2020\)](#) infirieron las propiedades de la distribución de progenitores de SNs II pero trabajando directamente con las luminosidades observadas, por lo tanto eliminando las incertezas introducidas en el modelado estelar al convertir las luminosidades observadas en M_{ZAMS} . Finalmente, [Davies & Beasor \(2020\)](#) compararon la luminosidad máxima observada de los progenitores de SNs II con modelos evolutivos y encontraron M_{max} entre $18\text{--}20 M_{\odot}$. [Davies & Beasor \(2020\)](#) remarcan que el tamaño de la muestra debería ser por lo menos el doble de grande para permitir una reducción en las grandes incertezas existentes en M_{max} .

La detección directa de progenitores en imágenes preexplosión es la herramienta más poderosa para determinar la naturaleza de las progenitores ya que pueden ser vinculadas directamente a una estrella. Sin embargo, este análisis sólo puede ser aplicado a las SNs más cercanas debido a la falta de resolución para los objetos más distantes. Un método alternativo es el estudio de las poblaciones estelares en los ambientes cercanos a la zona de explosión de la SN. A través de estos análisis se pueden estimar las edades de las diferentes poblaciones estelares en los ambientes de la SN y, por lo tanto, la masa inicial del progenitor. Estas

estimaciones también son mayormente consistentes con $M_{\text{ZAMS}} < 20 M_{\odot}$ para los progenitores de SNs II, aunque presentan incertezas más grandes que la identificación directa de la estrella progenitora (p. ej., [Van Dyk et al. 1999](#); [Williams et al. 2014](#); [Maund 2017](#)).

Los espectros nebulares también pueden ser utilizados para restringir la masa inicial del progenitor ([Jerkstrand et al. 2012](#)). Utilizando este método, la mayoría de las estimaciones acuerdan con la ausencia de progenitores inicialmente muy masivos (p. ej., [Jerkstrand et al. 2014](#); [Valenti et al. 2016](#)). Sin embargo, [Anderson et al. \(2018\)](#) infirieron $M_{\text{ZAMS}} = 17\text{--}25 M_{\odot}$ para la SN 2015bs a través de comparaciones con modelos espectrales en la fase nebular, sugiriendo la explosión de un progenitor más masivo que lo observado previamente para una SN II.

Recientemente, [Rodríguez \(2022\)](#) presentó un análisis de la distribución de luminosidad de progenitores de SNs II para una muestra de 112 eventos. La luminosidad de cada progenitor es calculada directamente a partir de fotometría preexplosión o indirectamente a partir de relaciones empíricas estudiadas en dicho trabajo. En particular, [Rodríguez \(2022\)](#) presenta calibraciones con las cuales se puede inferir la luminosidad del progenitor de una SN II a partir de la luminosidad de la línea de [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364\text{\AA}$ a 350 días después de la explosión, la cantidad de ^{56}Ni en el material expulsado o la magnitud absoluta en la banda V a 50 días desde la explosión. Luego de aplicar estas calibraciones a su muestra, [Rodríguez \(2022\)](#) encuentra una luminosidad máxima observada para los progenitores de $\log(L/L_{\odot}) \sim 5.1$. La ausencia de progenitores más luminosos, es decir, el problema de las supergigantes rojas, es significativo a un nivel $> 5\sigma$.

Han sido propuestas diferentes alternativas para resolver el problema de las supergigantes rojas. Una posibilidad es que los progenitores inicialmente muy masivos no exploten y, en cambio, colapsen en agujeros negros. Las estrellas masivas en el rango de M_{ZAMS} donde se encuentra la ausencia de progenitores debido al problema de las supergigantes rojas podrían tener estructuras preSN que son generalmente más difíciles de explotar ([O'Connor & Ott 2011](#); [Sukhbold & Adams 2020](#)). La búsqueda de SNs fallidas ha encontrado posibles candidatos correspondientes a estrellas muy masivas ([Adams et al. 2017](#); [Allan et al. 2020](#); [Neustadt et al. 2021](#)), dando sustento a las predicciones teóricas. Además, ha sido sugerido que las estrellas supergigantes rojas provenientes de estrellas de alta M_{ZAMS} producen explosiones débiles produciendo SNs II poco luminosas ([Fryer 1999](#); [Heger et al. 2003](#)). En esta línea, [Zampieri et al. \(2003\)](#) investigaron la posibilidad que dos SNs II de baja luminosidad (SN 1997D y SN 1999br) podrían ser producidas en explosiones de baja energía con progenitores masivos. Una solución alternativa postula que los modelos de evolución estelar podrían ser modificados con el fin de incrementar la pérdida de masa y reducir la masa inicial máxima teórica de las estrellas que explotan en la fase de supergigantes rojas. Con esta suposición, las estrellas masivas dentro del rango del problema de las supergigantes rojas podrían explotar como SESNs en vez de SNs II ([Yoon & Cantiello 2010](#); [Ekström et al. 2012](#)).

Todos los análisis antes mencionados sobre el problema de las supergigantes rojas utilizaron muestras restringidas en volumen, con SNs relativamente cercanas ya que se necesitaron imágenes de gran resolución para detectar las estrellas progenitoras en las imágenes preexplosión o espectros a tiempos tardíos cuando la SN es significativamente débil. No obstante, [Morozova et al. \(2018\)](#) utilizaron estimaciones de M_{ZAMS} a través del modelado hidrodinámico de las curvas de luz, lo que permite aplicar el método a SNs más distantes y, por lo tanto, a muestras más grandes. [Morozova et al. \(2018\)](#) infirieron propiedades de los progenitores y de la explosión para una muestra de 20 SNs II y exploraron la distribución de M_{ZAMS} . En ese trabajo, encontraron un límite superior para la masa inicial de $M_{\text{max}} = 22.9 M_{\odot}$ ($\sim 30 M_{\odot}$ a un nivel de confianza del 95%). Sin embargo, [Morozova et al. \(2018\)](#) no consideraron las

velocidades de expansión del material eyectado en el modelado. En la Sección 4.4 mostramos que la exclusión de las velocidades puede sesgar la masa del progenitor hacia valores más grandes.

Los parámetros de la IMF (M_{\min} , M_{\max} y Γ) para las muestras dorada y completa fueron determinados en la Sección 7.1. Para cada muestra, también determinamos los parámetros de la IMF cuando la pendiente de la ley de potencias se restringe al valor -2.35 . Por lo tanto, en total se obtuvieron cuatro estimaciones diferentes de los parámetros de la IMF. Todas estas estimaciones encuentran $M_{\max} < 21.5 M_{\odot}$. En principio, esto es consistente con el problema de las supergigantes rojas. Sin embargo, se encuentran diferentes niveles de significancia para cada estimación, los cuales son examinados a continuación.

Primero analizamos los casos donde la pendiente se trata como un parámetro libre. Encontramos $M_{\max} = 21.3^{+3.8}_{-0.4} M_{\odot}$ para la muestra dorada, es decir, $M_{\max} = 25 M_{\odot}$ está dentro del intervalo de confianza del 68 %. El estudio de la muestra completa indica $M_{\max} = 21.5^{+1.2}_{-0.8} M_{\odot}$ (intervalo de confianza del 68 %) con un límite superior en el intervalo de confianza del 95 % menor que $27.1 M_{\odot}$. A pesar que la significancia de los resultados respecto al problema de las supergigantes rojas aumenta, notamos que los resultados obtenidos para la muestra completa no son tan robustos como aquellos determinados con la muestra dorada. Cuando la pendiente de la ley de potencia está fija al valor de una IMF de estrellas masivas de Salpeter, encontramos $M_{\max} < 21 M_{\odot}$ para ambas muestras. En estos dos casos, el problema de las supergigantes rojas tiene una significancia por encima del 99 %.

7.3. La incompatibilidad de la IMF

La IMF de los progenitores de SNs II derivada en la Sección 7.1 es inconsistente con una IMF de Salpeter para estrella masivas debido a las diferencias encontradas, principalmente, en la pendiente de las distribuciones. Sin embargo, la IMF de estrellas masivas está muy bien fundada. Varios estudios de asociaciones de estrella OB y cúmulos estelares sugieren que la mayoría de las estrellas con masas iniciales por encima de algunas masas solares se distribuyen siguiendo una IMF de Salpeter (Bastian et al. 2010). Además, las masas iniciales de los progenitores estimadas a partir de las poblaciones estelares circundantes a un evento de SN y la detección directa del progenitor en imágenes preexplosión también se distribuyen como una IMF de Salpeter (Smartt 2015; Koplitz et al. 2021).

La incompatibilidad de nuestros resultados con una IMF estándar es producida por el gran número de progenitores de baja masa encontrados. En la Sección 5.1 advertimos que el CSP-I construyó una muestra de SNs II limitada por brillo. La función de luminosidad de una distribución limitada por brillo podría estar sesgada en contra de los eventos menos luminosos que generalmente provienen de progenitores menos masivos y explosiones menos energéticas (Lisakov et al. 2018, Sección 8.2). Esto es lo opuesto a la muestra de SNs II limitada por volumen con progenitores observados directamente en imágenes preexplosión (Smartt et al. 2009). Dado que la mayoría de las SNs II en la muestra del CSP-I son consistentes con dichos eventos de baja masa, no parece haber evidencia significativa que este sesgo esté afectando los resultados o conclusiones de esta tesis. Por lo tanto, la incompatibilidad en la IMF encontrada podría reflejar la falta de entendimiento de algunos ingredientes físicos en nuestro estudio o la completitud de la muestra.

A continuación discutimos algunas posibles razones, aunque un análisis profundo y sistemático debe ser llevado a cabo para identificar el motivo de la incompatibilidad de la IMF.

7.3.1. Tamaño de la muestra

Primero exploramos si la incompatibilidad de la IMF es consecuencia del tamaño de la muestra. Para este propósito realizamos una prueba similar a la presentada en la Sección 7.1 pero para muestras de diferentes tamaños, definiendo a N como el tamaño de la muestra. Muestreamos aleatoriamente las masas iniciales de N progenitores adoptando una IMF de Salpeter para estrellas masivas con $M_{\min} = 9 M_{\odot}$ y $M_{\max} = 25 M_{\odot}$, es decir, el rango de M_{ZAMS} de los modelos preSN utilizados en esta tesis. Luego, ordenamos a los progenitores por el valor de M_{ZAMS} en forma creciente. Realizamos 10^4 simulaciones Monte Carlo para determinar la distribución acumulada de M_{ZAMS} para cada valor de N estudiado, para luego ajustar modelos de leyes de potencia a dichas distribuciones acumuladas. Dado que nos interesa testear el efecto del tamaño de la muestra en la estimación de Γ , restringimos los valores de M_{\min} y M_{\max} a 9 y $25 M_{\odot}$, respectivamente, lo que implica que Γ es el único parámetro del modelo a determinar. La distribución del parámetro Γ fue encontrada a través de métodos de MCMC. Para cada iteración del método de MCMC, empleamos 10^4 simulaciones para determinar la distribución de probabilidad de los progenitores del modelo. Este mismo experimento fue realizado para muestras de diversos tamaños.

Los resultados de esta prueba son presentados en la Figura 7.7. Cuanto más grande es el tamaño de la muestra, el parámetro Γ que mejor ajusta a la distribución propuesta tiende al valor de la pendiente de la IMF de Salpeter (-2.35 , línea horizontal continua). Para $N = 24$ —es decir, la cantidad de SNs II en la muestra dorada—, la pendiente de la ley de potencias que mejor ajusta es $\Gamma = -2.50^{+0.35}_{-0.35}$, lo que significa que $\Gamma = -2.35$ está dentro del intervalo de confianza del 68 %. Algo similar ocurre para $N = 51$ —la cantidad de SNs II en la muestra completa—, donde se encuentra $\Gamma = -2.45^{+0.15}_{-0.15}$. Esto implica que el tamaño de la muestra no produce el sesgo encontrado en la IMF. Como la incompatibilidad de la IMF no puede ser explicada por un problema en el tamaño de las muestras, a continuación discutimos algunas posibles razones físicas para esta discrepancia.

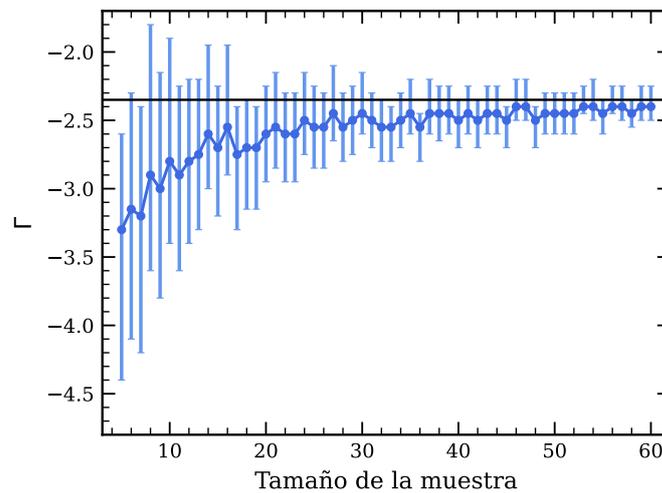


Figura 7.7: Ajustes a la pendiente de la ley de potencias de la distribución acumulada de M_{ZAMS} de los progenitores para muestras con distintas cantidades de SNs. Las barras de error corresponden al intervalo de confianza del 68 %. Cuando más grande es la muestra, más alta es la probabilidad que la pendiente de la ley de potencias que mejor ajusta a la distribución sea la de una IMF de Salpeter. La línea continua horizontal indica la pendiente de la distribución de ley de potencias de Salpeter para estrellas masivas.

7.3.2. Modelos presupernova

La incompatibilidad de la IMF se produce debido al gran número relativo de progenitores de baja M_{ZAMS} . En la Sección 6.2 encontramos un gran número de SNs II en la muestra del CSP-I con progenitores cuyas estructuras son compatibles con valores para M_{ey} entre 8 y $10 M_{\odot}$ y R_{\star} entre 450 y $600 R_{\odot}$ (Figura 6.2, panel central e inferior). En el contexto de la evolución convencional de estrellas aisladas adoptada en esta tesis, estas estructuras preSN son consistentes con progenitores de baja M_{ZAMS} . Sin embargo, si hubieran cambios en las suposiciones aplicadas a la teoría de evolución estelar —lo cual es posible debido a las incertezas en el modelado de estrellas masivas—, podrían obtenerse diferentes configuraciones preSN para el mismo valor de M_{ZAMS} .

En lo que sigue discutiremos como diferentes factores de la evolución estelar, como la pérdida de masa, metalicidad, parámetro de longitud de mezcla y overshooting, pueden afectar las estructuras preSN, y por lo tanto nuestros resultados.

Tasa de pérdida de masa. Si una mayor cantidad de masa fuera removida de los progenitores durante su evolución, la masa eyectada por la estrella durante la explosión sería más pequeña. De esta forma, la distribución de M_{ey} presentada en la Figura 6.2 (panel central) podría ser explicada por progenitores inicialmente más masivos que los determinados en esta tesis, reduciendo así la discrepancia de nuestros resultados con una IMF de Salpeter. En principio, se pueden alcanzar M_{ey} similares a las estimadas en esta tesis —pero para progenitores inicialmente más masivos— al incrementar la tasa de pérdida de masa vía vientos estelares, eventos eruptivos, rotación, interacción binaria, o una combinación de algunos de estos fenómenos.

Es preciso notar que mientras que una mayor pérdida de masa podría modificar la distribución de M_{ZAMS} derivada a partir del modelado hidrodinámico de las SNs, una remoción adicional de masa no cambia las estimaciones de M_{ZAMS} provenientes de la observación directa de los progenitores en imágenes preexplosión. Esto se debe a que la luminosidad final del progenitor —la cual es luego comparada con modelos para determinar M_{ZAMS} — está estrechamente relacionada con la masa del núcleo de helio y es casi independiente de la masa final de la envoltura, es decir, observaciones directas de los progenitores no proveen estimaciones de las masas eyectadas. La dependencia de la tasa de pérdida de masa adoptada durante la evolución sobre la relación masa inicial-luminosidad final es pequeña (Straniero et al. 2019; Farrell et al. 2020).

Estudios recientes infieren que la mayoría de las estrellas masivas tienen velocidades rotacionales en el rango de 0 a 300 km s^{-1} (Ramírez-Agudelo et al. 2013; Dufton et al. 2013). Ya que la rotación incrementa la pérdida de masa, la masa final de las estrellas rotantes es más pequeña que la de las estrellas no rotantes (Hirschi et al. 2004). Por este motivo, si consideramos modelos preSN de estrellas masivas rotantes podríamos encontrar M_{ey} más pequeñas para progenitores inicialmente más masivos, es decir, en la dirección necesaria para explicar la incompatibilidad de la IMF.

Respecto a la pérdida de masa por vientos, Beasor et al. (2020) derivaron tasas de pérdida de masa y luminosidades para estrellas supergigantes rojas en cúmulos y propusieron una nueva prescripción para la tasa de pérdida de masa, dependiente de la luminosidad y la masa inicial de la estrella. Beasor et al. (2020) encontraron que la tasa de pérdida de masa es más pequeña que las prescripciones previamente utilizadas en los modelos de evolución estelar, particularmente para las estrellas supergigantes rojas más masivas. Además, estos autores concluyeron que la pérdida de masa durante la fase de supergigante roja —cuando ocurre la mayor pérdida de masa— afecta poco a la remoción de la envoltura. Por otro lado, Humphreys

[et al. \(2020\)](#) también analizaron las tasas de pérdida de masa de estrellas supergigantes rojas en cúmulos, algunas de las cuales también fueron estudiadas en el trabajo de [Beasor et al. \(2020\)](#). [Humphreys et al. \(2020\)](#) encontraron una población de supergigantes rojas con luminosidades por debajo de $\sim 10^5 L_{\odot}$ con tasas de pérdida de masa significativamente más chicas que las usualmente usadas en los cálculos de evolución estelar. Para las estrellas supergigantes con luminosidades más grandes, [Humphreys et al. \(2020\)](#) encuentran una rápida transición a tasas de pérdida de masa más grandes que las prescripciones previas, y contrario a los hallazgos de [Beasor et al. \(2020\)](#). En resumen, aún no hay consenso sobre las tasas de pérdida de masa durante la fase de supergigante roja, aunque ambos trabajos encuentran tasas de pérdida de masa más pequeñas para una población de estrellas. En principio, esto excluye a los vientos de las supergigantes rojas como un mecanismo para remover una gran parte de la envoltura rica en hidrógeno de la estrella (ver también [Beasor et al. 2021](#)).

Desafortunadamente, no hay aún prescripciones teóricas bien establecidas para las tasas de pérdida de masa por vientos para las estrellas supergigantes rojas o conocimiento de la física detallada que conduce a la pérdida de masa (incluyendo pulsaciones). La tasa de pérdida de masa de las supergigantes rojas es dependiente del tiempo y parecería haber una gran dispersión incluso para una dada luminosidad y temperatura. Más aún, la tasa de pérdida de masa podría no obedecer ninguna única prescripción a través de la evolución durante esta fase ([Willson 2000](#); [Smith 2014](#)).

Por otro lado, [Ekström et al. \(2012\)](#) proponen una nueva prescripción para la tasa de pérdida de masa para estrellas supergigantes rojas considerando que ellas pueden sufrir eventos episódicos donde la tasa de pérdida de masa aumenta significativamente. Para las estrellas inicialmente más masivas que $15 M_{\odot}$, algunas de las capas más externas podrían exceder la luminosidad de Eddington durante la fase de supergigante roja. La prescripción de [Ekström et al. \(2012\)](#) incrementa la tasa de pérdida de masa de las supergigantes rojas en un factor tres cuando la luminosidad de cualquiera de las capas de la envoltura sea más grande que cinco veces la luminosidad de Eddington. Es importante notar que la estimación directa de la tasa de pérdida de masa no considera estos eventos episódicos, por lo tanto, las tasas de pérdida de masa más grandes consideradas en el trabajo de [Ekström et al. \(2012\)](#) no pueden ser excluidas por las mediciones directas ([Neugent et al. 2020](#)). Además, [Neugent et al. \(2020\)](#) compararon la función de luminosidad observada para las supergigantes rojas en M31 con la predicha por los modelos estelares de [Ekström et al. \(2012\)](#) y concluyeron que esta nueva prescripción para la tasa de pérdida de masa durante la fase de supergigante roja reproduce las observaciones. Dadas las inconsistencias en las estimaciones antes mencionadas, aún no es claro si los procesos de pérdida de masa por vientos en estrellas supergigantes rojas aisladas son responsables de remover una parte significativa de la envoltura.

Espectros tomados a tiempos muy tempranos muestran la presencia de un CSM alrededor de los progenitores de SNs II ([Khazov et al. 2016](#); [Yaron et al. 2017](#); [Bruch et al. 2021](#)) indicando que un aumento en la tasa de pérdida de masa podría ocurrir antes del colapso nuclear. Esto también se infiere a partir del modelado de la curva de luz temprana (p. ej., [Morozova et al. 2018](#); [Förster et al. 2018](#)). Sin embargo, estas altas tasas de pérdida de masa no son consistentes con las mediciones directas realizadas en estrellas supergigantes rojas, posiblemente implicando algún otro mecanismo de pérdida de masa. En este sentido, [Fuller \(2017\)](#) sugiere que estallidos preSN debido a ondas de gravedad impulsadas por los movimientos convectivos del núcleo en las últimas etapas de quema nuclear podrían reproducir las propiedades del CSM derivado (ver también [Morozova et al. 2020](#)). No obstante, a pesar que las observaciones tempranas de varias SNs II indican altas tasas de pérdida de masa poco tiempo antes de la explosión, la cantidad de masa involucrada es pequeña ($\lesssim 0.5 M_{\odot}$), lo que no podría explicar

la remoción de masa necesaria para reproducir la distribución de M_{ey} encontrada en esta tesis.

Una manera eficiente de remover una gran parte de la envoltura de las estrellas masivas —o incluso toda— es a través de la transferencia de masa a una estrella compañera en un sistema binario (p. ej., [Podsiadlowski et al. 1992](#); [Benvenuto et al. 2013](#)). Por lo tanto, este mecanismo puede producir SNs II con M_{ey} más pequeñas que lo previsto por la evolución estelar aislada. De acuerdo a los estudios recientes, la mayoría de las estrellas masivas pertenecen a sistemas binarios (o de mayor multiplicidad; [Moe & Di Stefano 2017](#)). Más aún, ha sido mostrado que una gran fracción de las estrellas masivas intercambian masa con una compañera antes de la fase de supergigante roja ([Sana et al. 2012, 2013](#)). Recientemente, [Zapartas et al. \(2019\)](#) mostraron que una gran parte de los progenitores de SNs II (entre un tercio y la mitad) podrían interactuar con una estrella compañera a lo largo de su evolución. Además, [Eldridge et al. \(2018\)](#) evidencian que la diversidad de las curvas de luz de las CCSNs pueden ser interpretadas como el resultado de la interacción binaria.

Generalmente se supone que las SNs II provienen de progenitores que explotan con la mayor parte de sus envolturas ricas en hidrógeno intactas. Además, el modelado de SNs II adoptando tales progenitores ha sido generalmente consistente con las observaciones y, por lo tanto, no ha sido necesario invocar a la evolución binaria. Sin embargo, esto no significa que los efectos de la evolución binaria no sean importantes al momento de explicar las observaciones y la diversidad de las SNs II. Los resultados presentados en esta tesis, junto con los resultados de los estudios arriba mencionados, favorecen la hipótesis que muchos progenitores de SNs II podrían experimentar pérdidas de masa más grandes que lo esperado al adoptar modelos evolutivos aislados. Adicionalmente, por lo discutido en la Sección 6.3.6, encontramos que es necesario un tratamiento diferente de la pérdida de masa para las SNs 2006Y y 2008bu (ver también la Sección 8.3). Por lo tanto, podría ser que los sistemas binarios interactuantes desempeñen un papel más importante en la diversidad de las SNs II de lo que se suponía anteriormente. A continuación discutiremos si otros parámetros evolutivos pueden explicar la discrepancia encontrada con una IMF de Salpeter.

Metalicidad. La influencia de la metalicidad en los vientos de las estrellas masivas calientes es conocida ya desde hace varios años ([Vink et al. 2001](#)). Sin embargo, para las estrellas masivas aisladas, la mayor parte de la pérdida de masa ocurre en la fase de supergigante roja, donde la tasa de pérdida de masa se supone que es casi independiente de la metalicidad ([van Loon 2006](#); [Goldman et al. 2017](#)) al menos dentro del rangos de metalicidades de la muestra de SNs II del CSP-I (ver más abajo). La influencia de la metalicidad en los vientos estelares puede cambiar la estructura de la estrella al momento del colapso nuclear; por ejemplo, una menor metalicidad produce progenitores más compactos y masivos ([Dessart et al. 2013](#)). No obstante, [Anderson et al. \(2016\)](#) infirieron metalicidades en los ambientes de las SNs II en la muestra del CSP-I y encontraron un rango pequeño de valores, dentro del cual no se espera que altere significativamente la evolución estelar. Además, [Anderson et al. \(2016\)](#) encontraron que no existe relación entre la metalicidad del progenitor y las propiedades fotométricas y espectroscópicas de las SNs II —excepto por los anchos equivalentes de las líneas metálicas. Más aún, [Gutiérrez et al. \(2018\)](#) concluyeron que la masa de la envoltura rica en hidrógeno y la energía de la explosión no están correlacionados con la metalicidad del progenitor. Por lo tanto, no se espera que la metalicidad modifique significativamente nuestros resultados obtenidos a partir de modelos estelares a metalicidad solar.

Parámetro de longitud de mezcla. Los modelos de progenitor calculados con diferentes parámetros de longitud de mezcla difieren principalmente en el radio al momento del colapso nuclear. Cuanto más grande sea el valor de este parámetro, el radio del progenitor disminuye. En esta tesis encontramos que la mayoría de los progenitores de SNs II analizados son

consistentes con radios de estrellas supergigantes rojas entre 450 y 600 R_{\odot} (Figura 6.2, panel inferior). El mínimo radio en nuestra grilla de modelos preSN es 450 R_{\odot} (usando un parámetro de longitud de mezcla $\alpha_{\text{mlt}} = 2.0$). En principio, radios más chicos pueden ser obtenidos si se utiliza $\alpha_{\text{mlt}} = 3.0$, como fue previamente sugerido por Dessart et al. (2013) basándose en el estudio de la SN 1999em.

Si adoptamos un parámetro de longitud de mezcla más grande, podríamos obtener estructuras preSN con M_{ZAMS} similares a las presentes en nuestra grilla de modelos de progenitor, pero con radios más pequeños. Un radio más pequeño para el mismo valor de M_{ZAMS} podría ayudar a resolver la incompatibilidad de la IMF ya que se necesitarían progenitores más masivos para obtener la distribución de radios del progenitor derivada en la Sección 6.2 (Figura 6.2, panel inferior). Sin embargo, una comparación directa no es posible dado que progenitores inicialmente más masivos también implica masas eyectadas más grandes, por lo que los modelos de curvas de luz y velocidades cambiarían dramáticamente. Por lo tanto, sería necesario llevar a cabo una serie de simulaciones antes de ser capaces de concluir si una variación en este parámetro podría ser un factor determinante en la incompatibilidad de la IMF.

Parámetros de overshooting. En la Sección 2.2 mencionamos que los valores de los parámetros que determinan las características del overshooting utilizados en esta tesis fueron extraídos del trabajo de Farmer et al. (2016). Durante la quema central del hidrógeno, estos valores son más pequeños que aquellos usualmente utilizados en la literatura. Una zona convectiva más extendida produce un núcleo de helio más masivo y, por lo tanto, luminosidades más altas. Debido al incremento de la luminosidad, la tasa de pérdida de masa es mayor, produciendo envolturas ricas en hidrógeno más pequeñas. En principio, esto podrían ayudar a resolver la discrepancia en la IMF. A modo de prueba, realizamos nuevos cálculos evolutivos para estrellas de $M_{\text{ZAMS}} = 15$ y $25 M_{\odot}$ adoptando valores para el overshooting similares a los de la literatura. Específicamente, adoptamos un overshooting como una función escalón con un valor de $f_{\text{ov}} = 0.200$ (siguiendo la nomenclatura presentada en la Sección 2.2), en línea con el trabajo de Martins & Palacios (2013). Los nuevos cálculos evolutivos presentan envolturas ricas en hidrógeno reducidas en 1.3 y $2.6 M_{\odot}$ para los modelos de $M_{\text{ZAMS}} = 15$ y $25 M_{\odot}$, respectivamente. Un futuro análisis debería ser llevado a cabo para entender completamente estos efectos sobre la incompatibilidad de la IMF.

7.3.3. SNs II fallidas

En las secciones previas se dieron posibles explicaciones para la incompatibilidad de la IMF, pero siempre suponiendo que la función de masa de los progenitores de SNs II debería ser consistente con una IMF de estrellas masivas de Salpeter; sin embargo, estas dos distribuciones podrían ser intrínsecamente diferentes. En esta sección examinamos si la ausencia de progenitores masivos podría ser causada por estrellas supergigantes rojas inicialmente muy masivas cuyo colapso nuclear no se revierte, produciendo una explosión de SN fallida. En este caso, el colapso conduce a la implosión del núcleo en un agujero negro. Si la onda de choque producida por el colapso nuclear falla en explotar la estrella supergigante roja, podría producir un evento transitorio de baja luminosidad y una duración aproximada de un año (Lovegrove & Woosley 2013). Dichas explosiones débiles serían difíciles de detectar y podrían contribuir a la ausencia de progenitores inicialmente muy masivos como SNs II.

Para este propósito construimos la IMF de los progenitores de SNs II usando los resultados de Sukhbold et al. (2016), donde se calculan modelos de explosión unidimensionales considerando una ecuación de estado para densidades altas, transporte de neutrinos y la pro-

pagación de la onda de choque para una amplia grilla de modelos preSN. Además, [Sukhbold et al. \(2016\)](#) distinguen entre dos casos: si la estrella explota o no. El procedimiento es similar al presentado en la Sección 7.1, pero con una excepción. Ahora, para cada simulación Monte Carlo, muestreamos aleatoriamente una cierta cantidad de estrellas en el rango de 9 y $25 M_{\odot}$ —es decir, el valor mínimo y máximo para la M_{ZAMS} de nuestros modelos preSN— suponiendo una IMF de Salpeter, con la condición de que la muestra tenga 24 objetos —es decir, la cantidad de SNs II en la muestra dorada— luego de remover de esta muestra las estrellas que no explotan, siguiendo los resultados de [Sukhbold et al. \(2016\)](#).

A partir de esto determinamos la distribución de probabilidad de la distribución acumulada de M_{ZAMS} para los progenitores de SNs II y la comparamos con distribuciones de leyes de potencias al igual que en la Sección 7.1. Encontramos los siguientes resultados: $M_{\text{min}} = 9.1_{-0.2}^{+0.1} M_{\odot}$, $M_{\text{max}} = 20.8_{-2.3}^{+3.0} M_{\odot}$ y $\Gamma = -3.32_{-0.68}^{+0.71}$. Estos resultados implican que si las SNs II fallidas son tenidas en cuenta, tanto M_{max} como Γ se ven modificadas. De todos modos, a pesar que encontramos una pendiente más empinada que para una IMF de Salpeter, no es tan empinada como la pendiente inferida para la muestra dorada. Además, M_{max} toma un valor más pequeño que aquel supuesto para la IMF de Salpeter.

7.3.4. Modelado

En esta sección discutimos brevemente si las diferencias encontradas en la IMF pueden ser atribuidas a las simplificaciones adoptadas en nuestras simulaciones hidrodinámicas o a un sesgo producido por el método de ajuste.

Simulaciones hidrodinámicas. A pesar que los detalles del mecanismo de explosión continúan en debate (ver [Burrows et al. 2020](#)), las observaciones (polarización, remanentes de SN y espectroscopia nebular) muestran que la explosión es asimétrica en las regiones internas (p. ej., [Hofflich 1991](#); [DeLaney et al. 2010](#); [Taubenberger et al. 2009](#); [Tanaka et al. 2012](#)). Sin embargo, el código utilizado en esta tesis para calcular curvas de luz bolométricas y velocidades de expansión supone explosiones esféricamente simétricas que podrían producir efectos sistemáticos inherentes de todos los códigos de explosión unidimensionales.

En nuestros modelos, la energía de la explosión es depositada en las capas internas al añadir energía interna en forma de una bomba térmica. La energía de la explosión se utiliza para vencer a la gravedad y expulsar la envoltura. La enorme energía de la explosión produce una fuerte onda de choque que empuja el material hacia afuera, lo que resulta en la eyección de la envoltura. Debido a esto, aparecen regiones internas de baja velocidad y baja densidad que se expanden con una cierta velocidad mínima; sin embargo, dichas regiones, son artefactos de la naturaleza unidimensional del modelado. En una explosión esférica, se forma una región caliente de baja densidad que se mueve rápidamente debajo de una estructura estelar fría y más densa. Por lo tanto, esta región presenta una alta inestabilidad de RT, con inestabilidades que crecen en escalas de tiempo de segundos a minutos ([Janka & Müller 1993](#)). En los cálculos multidimensionales, las inestabilidades de RT mezclan el material llenando la región interna de baja densidad. Esta región interna de baja densidad y baja velocidad presente en los códigos unidimensionales podrían inducir errores sistemáticos en las estimaciones de los parámetros físicos, aunque un análisis detallado de este efecto en los resultados está fuera del alcance de esta tesis.

Las inestabilidades de RT también originan la mezcla de elementos pesados a gran escala hacia el interior de la envoltura rica en hidrógeno cuando la onda de choque llega a las interfaces de composición química entre el núcleo de carbono y oxígeno y el núcleo de helio, y

entre el núcleo de helio y la envoltura rica en hidrógeno (Mueller et al. 1991; Herant & Benz 1991; Kifonidis et al. 2003). Además, produce la mezcla de hidrógeno dentro del núcleo de helio (ver Utrobin & Chugai 2008). Esta mezcla de hidrógeno hacia adentro no es tenida en cuenta en nuestras simulaciones. Sin embargo, como ha sido mostrado en estudios previos, esto causa un efecto menor en la morfología de la curva de luz (Utrobin & Chugai 2008). Además, ha sido propuesto que las inestabilidades de RT puedan también modificar el perfil de densidad preSN del progenitor (Utrobin & Chugai 2008), lo que conduce a transiciones más suaves entre las zonas de diferentes abundancias químicas. Como este proceso ocurre antes del arribo de la onda de choque a la superficie, podría considerarse simplemente modificando el modelo de progenitor. Es por estos motivos que algunos estudios han decidido no utilizar modelos preSN provenientes de cálculos evolutivos como configuraciones iniciales en las simulaciones unidimensionales. Sin embargo, es difícil de concluir si este efecto podría ser la razón de la incompatibilidad de la IMF.

Otro importante factor que puede impactar en los resultados se halla en el cálculo de las opacidades. El código hidrodinámico utilizado en esta tesis adopta un piso en el valor de la opacidad para paliar el efecto de fuentes de opacidad no tenidas en cuenta en las aproximaciones utilizadas (ver Sección 2.5 y Bersten et al. 2011). Distintos valores del piso de opacidad producen diferencias en los modelos de curvas de luz y velocidades fotosféricas que podrían afectar nuestros resultados. Esto podría ser una potencial fuente de error sistemático que necesita ser estudiado en detalle. Sin embargo, como fue mencionado en la Sección 2.5, el valor adoptado para el piso de opacidad fue elegido luego de comparar con simulaciones calculadas con el código STELLA que incluye el efecto de las opacidades de línea (Blinnikov et al. 1998; Sorokina & Blinnikov 2002).

Método de ajuste. Otra posibilidad es que el método de ajuste utilizado pueda direccionar los resultados hacia progenitores inicialmente menos masivos. Esto podría ocurrir debido a la degeneración existente entre parámetros físicos, donde explosiones con diferentes propiedades físicas pueden producir SNs con propiedades fotométricas y espectroscópicas similares (Dessart & Hillier 2019; Goldberg et al. 2019; Martinez & Bersten 2019). Sin embargo, en el Capítulo 3 derivamos los parámetros de explosión y de los progenitores para ocho SNs II usando el mismo método de ajuste y encontramos resultados consistentes con las estimaciones de M_{ZAMS} provenientes del análisis de los progenitores en imágenes preexplosión y del modelado de espectros nebulares. Más aún, en la Sección 4.4 comparamos observaciones de SNs II con varios modelos de explosión de progenitores masivos, encontrando que ninguno de estos modelos puede reproducir las observaciones (ver Figura 4.11). Además enfatizamos que las ocho SNs II modeladas en el Capítulo 3 tienen propiedades físicas y observables dentro del rango derivado para las SNs II del CSP-I.

Como última prueba dentro de este apartado mapeamos curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas de modelos de estrellas progenitoras masivas ($M_{\text{ZAMS}} \geq 20 M_{\odot}$) como observaciones para testear el método de ajuste. La Figura 7.8 muestra las distribuciones de probabilidad de los parámetros para un modelo de $M_{\text{ZAMS}} = 24 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 1.4 \text{ foe}$, $M_{\text{Ni}} = 0.03 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}\text{Ni} = 0.5$. Los cuadrados azules representan los parámetros iniciales del modelo. A partir de estos análisis concluimos que el método de ajuste no está sesgado en contra de los progenitores más masivos.

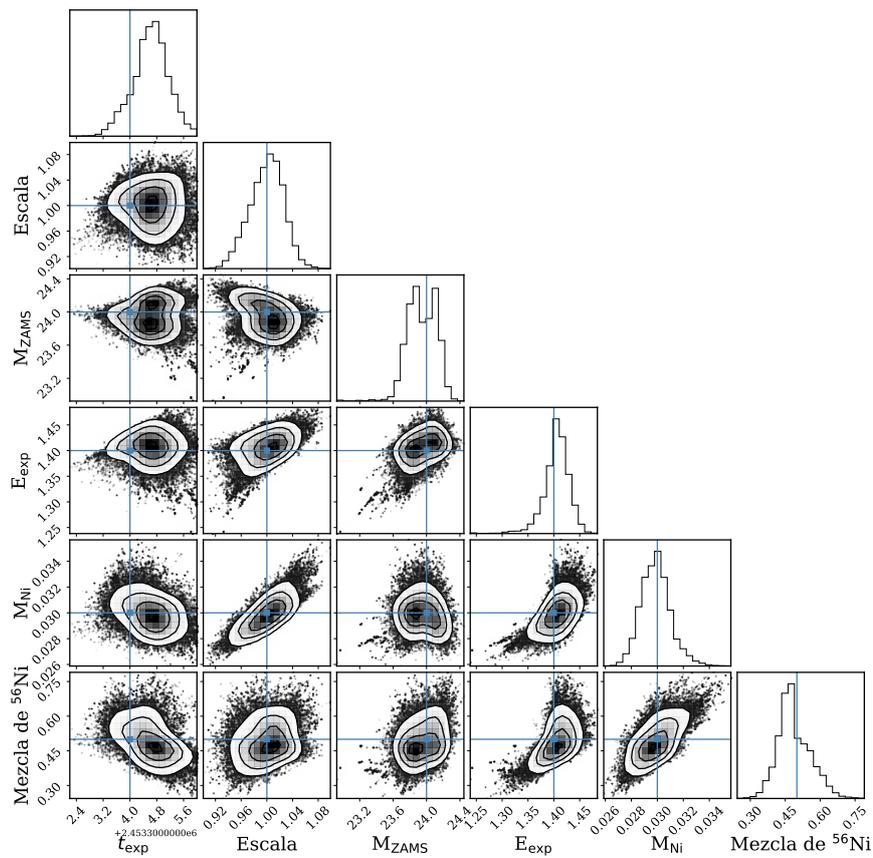


Figura 7.8: Distribuciones de probabilidad de los parámetros del modelo cuando se utiliza un modelo de explosión de un progenitor muy masivo como observaciones en nuestro método de ajuste.

7.3.5. Análisis con modelos evolutivos no convencionales

A lo largo de esta sección hemos discutido varias posibles explicaciones para la incompatibilidad de la IMF. Es claro que las incertezas en la evolución estelar pueden tener un impacto significativo en la estructura final de los progenitores, y por lo tanto, en las curvas de luz y espectros de SNs (p. ej., [Dessart et al. 2013](#)). A partir de la presente discusión concluimos que tasas de pérdida de masa más elevadas tienen un claro efecto que va en la dirección necesaria para explicar la incompatibilidad de la IMF, aunque no se puedan descartar otros posibles factores.

Una remoción adicional de masa durante la evolución podría necesitarse para obtener masas eyectadas similares a las encontradas en esta tesis, pero para progenitores inicialmente más masivos. Masas más pequeñas al momento de la explosión pueden alcanzarse a través de una mayor eficiencia de los vientos estelares (aunque el trabajo de [Beasor et al. 2020](#) pareciera indicar que esta no es la situación que se da para las supergigantes rojas), eventos inestables y periódicos de pérdida de masa y/o transferencia de masa en sistemas binarios interactuantes. Dicha transferencia podría ser el principal mecanismo para remover grandes cantidades de masa de las envolturas ricas en hidrógeno ya que la mayoría de las estrellas masivas se encuentran en sistemas binarios interactuantes ([Sana et al. 2012](#)). Al mismo tiempo, considerar estrellas inicialmente más masivas también implica que los radios de los progenitores son más grandes. Por lo tanto, podría ser más apropiado usar un parámetro de longitud de mezcla más grande, como fue sugerido por [Dessart et al. \(2013\)](#) y [González-Gaitán et al. \(2015\)](#).

Con el fin de ejemplificar lo dicho en los últimos párrafos, llevamos a cabo una pequeña cantidad de simulaciones adicionales utilizando progenitores inicialmente muy masivos evolucionados con un parámetro de longitud de mezcla más grande que experimentan una mayor pérdida de masa. Es preciso aclarar nuevamente que realizamos este análisis a modo de ejemplo, sin concluir sobre el mecanismo por el cual la estrella perdió más material, ni la forma de aplicarlo. Una investigación detallada está fuera del alcance de esta tesis.

Para obtener modelos preSN utilizamos nuevamente el código de evolución estelar MESA empleando la misma configuración detallada en la Sección 2.2, con dos excepciones: aumentamos la eficiencia de la tasa de pérdida de masa durante toda la evolución de la estrella en un 50 % y utilizamos un parámetro de longitud de mezcla $\alpha_{\text{mlt}} = 3.0$. Luego, estos modelos de progenitor fueron explotados con el código utilizado en esta tesis ([Bersten et al. 2011](#)) para obtener modelos de curvas de luz y velocidades fotosféricas. En total generamos una pequeña grilla de seis modelos utilizando los siguientes parámetros físicos: $M_{\text{ZAMS}} = 20$ y $22 M_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 0.8, 1.0$ y 1.2 foe, $M_{\text{Ni}} = 0.03 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}\text{Ni} = 0.8$ (dado como fracción de M_{preSN}).

Utilizamos estos seis modelos para compararlos con todas las SNs II en la muestra del CSP-I con luminosidades bolométricas durante la fase fotosférica y —al menos— la transición a la fase radiactiva y mediciones de la velocidad de expansión. Las observaciones de una pequeña cantidad de SNs II en la muestra del CSP-I pueden ser reproducidas razonablemente por algunos de estos seis modelos. A continuación discutiremos el caso de la SN 2006ai como ejemplo.

Los modelos para un progenitor de $M_{\text{ZAMS}} = 20 M_{\odot}$ reproducen la fase de plateau y la transición a la fase radiactiva generalmente bien. Los modelos presentan luminosidades más bajas que las observaciones durante la fase radiactiva, indicando que la cantidad de ^{56}Ni en el material eyectado durante la explosión es más grande que lo supuesto en los modelos.

Por esta razón, llevamos a cabo nuevos modelos con M_{Ni} más grandes hasta que la fase radiactiva observada sea reproducida por los modelos. La Figura 7.9 muestra los modelos en esta pequeña grilla que reproducen las observaciones de la SN 2006ai¹. Ambos modelos poseen $M_{\text{ZAMS}} = 20 M_{\odot}$, $M_{\text{Ni}} = 0.049 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}\text{Ni} = 0.8$. La única diferencia se encuentra en la energía de la explosión. Los modelos presentados en la Figura 7.9 fueron explotados con $E_{\text{exp}} = 1.0$ y 1.2 foe. No debemos perder de vista que esta prueba busca un acuerdo razonable entre modelos y observaciones y no ajustes detallados. Es necesario un ajuste fino de los parámetros del modelo para encontrar el modelo que mejor reproduce las observaciones.

Este análisis muestra que un progenitor muy masivo evolucionado con una mayor pérdida de masa y un parámetro de longitud de mezcla más grande puede reproducir las observaciones de una SN II. Un estudio detallado en esta dirección es necesario y está claramente justificado para un futuro.

¹Al igual que para el resto de las SNs analizadas en esta tesis, los primeros 30 días de evolución no son considerados.

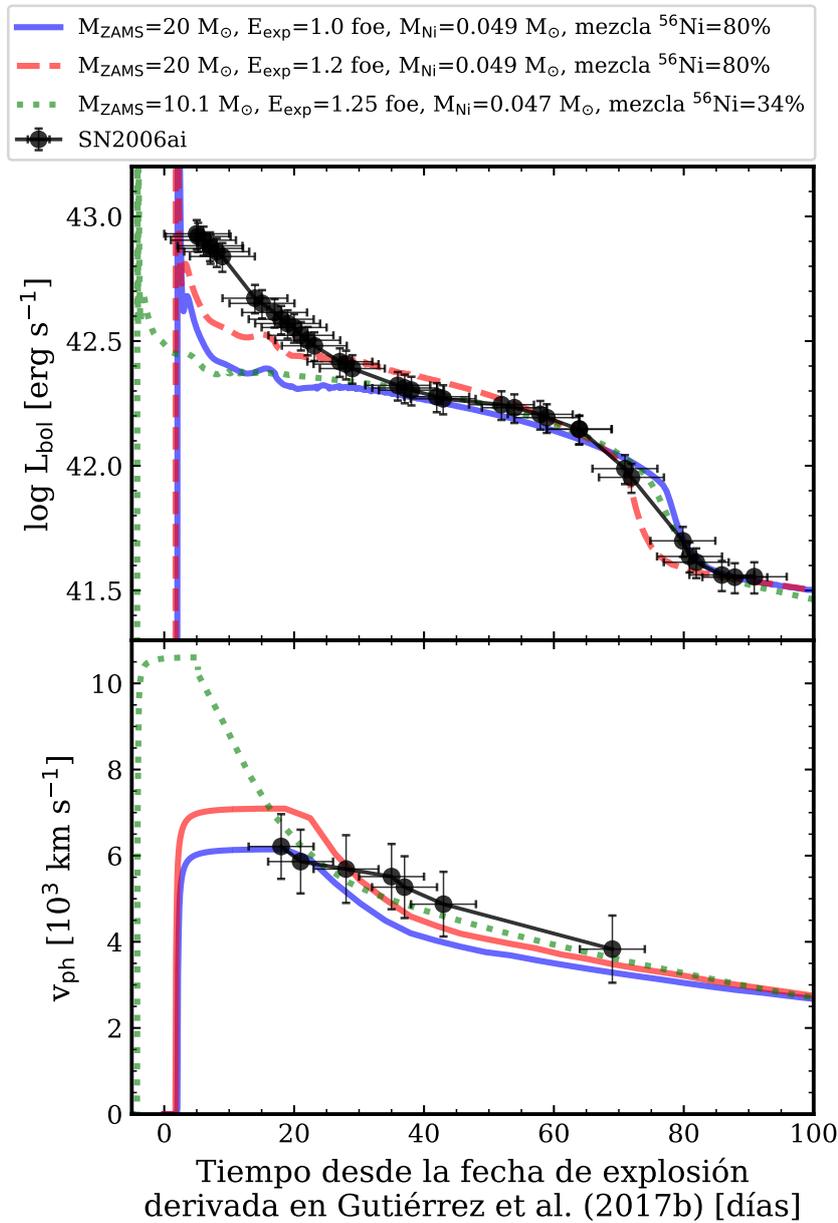


Figura 7.9: Curva de luz bolométrica (*panel superior*) y velocidades de la línea de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ (*panel inferior*) de la SN 2006ai (puntos negros). Las líneas continuas y discontinuas representan los modelos de progenitores muy masivos evolucionados con una mayor pérdida de masa que reproducen las observaciones. La línea punteada representa el modelo más probable usando la grilla de modelos presentada en la Sección 2.4. Este modelo fue corregido por el valor de la escala y la fecha de explosión presentes en la Tabla A.3. Debido a que nuestra estimación de la fecha de explosión es unos días previa a la estimada por Gutiérrez et al. (2017b), el modelo presentado en esta figura en forma de línea punteada comienza antes del cero en el eje horizontal.

Capítulo 8

Correlaciones entre parámetros físicos y observables

En este capítulo presentamos un análisis de correlaciones entre propiedades físicas y observables para ampliar el conocimiento de la diversidad de las SNs II en términos de la física de la explosión y sus progenitores. Para esto utilizamos una muestra observacional mucho más grande que otros estudios previos, la cual fue analizada usando modelos hidrodinámicos que exploran variaciones en los parámetros físicos más importantes. En la Sección 8.1 describimos los parámetros físicos y observables usados en el estudio de correlaciones. En la Sección 8.2 presentamos el análisis de las correlaciones cuando las propiedades físicas son determinadas usando modelos de progenitor convencionales, mientras que en la Sección 8.3 mostramos los resultados de las correlaciones cuando se utilizan modelos preSN no convencionales. Los principales resultados presentados en este capítulo han sido publicados en [Martinez et al. \(2022a\)](#).

8.1. Muestra teórica y observacional

La muestra de SNs II usada para el análisis de correlaciones es la misma de los capítulos anteriores, la cual fue observada por el CSP-I. Estudios previos ya han utilizado las SNs II en la muestra del CSP-I para analizar la diversidad fotométrica y espectroscópica. [Anderson et al. \(2014b\)](#) analizaron propiedades de las curvas de luz en la banda V a través de la medición de magnitudes a diferentes épocas, así como también tasas de declinación y duración de distintas fases. Además, [Anderson et al. \(2014a\)](#) y [Gutiérrez et al. \(2014\)](#) presentaron estudios de los perfiles H_α , particularmente del desplazamiento hacia el azul del máximo de emisión y del cociente de absorción sobre emisión, respectivamente. Un análisis posterior fue presentado en [Gutiérrez et al. \(2017a\)](#) y [Gutiérrez et al. \(2017b\)](#), donde se estudiaron velocidades de expansión y pEWs de numerosas líneas espectrales, en conjunto con otros parámetros espectrales y de la curva de luz en la banda V . Las curvas de color de las SNs II en la muestra del CSP-I fueron analizadas en [de Jaeger et al. \(2018\)](#), donde se definieron las pendientes de dichas curvas para varios índices de color, así como también diversos colores a diferentes épocas.

La cantidad de parámetros fotométricos y espectroscópicos estudiados en la literatura para las SNs II en la muestra del CSP-I es extremadamente grande. Por lo tanto, a continuación especificamos los observables utilizados en este capítulo para estudiar correlaciones con parámetros físicos.

En el Capítulo 6 determinamos las propiedades físicas de las SNs II en la muestra a partir del modelado de sus curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas; por lo tanto, utilizamos observables de la curva de luz bolométrica para el análisis de las correlaciones en vez de los observables de la curva de luz en la banda V medidos en Anderson et al. (2014b) y Gutiérrez et al. (2017a). Los observables de las curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I fueron medidos y analizados en el Capítulo 5, al cual nos referimos para mayor detalle. Aquí sólo mencionamos los observables utilizados, a saber: M_{end} , M_{tail} , s_1 , s_2 , s_3 , $OPTd$, Pd y Cd . Además usamos diez parámetros espectrales analizados en Gutiérrez et al. (2017a), todos medidos a 50 días desde la explosión: (1) velocidad de expansión (v) de la componente de absorción de las líneas de H_α , H_β y $\text{Fe II } \lambda 5169\text{\AA}$; (2) pEW de H_α (componentes de absorción y emisión), H_β , $\text{Fe II } \lambda 4924\text{\AA}$, $\text{Fe II } \lambda 5018\text{\AA}$ y $\text{Fe II } \lambda 5169\text{\AA}$ y (3) cociente de flujo de la componente de absorción del perfil H_α sobre la componente de emisión. También incluimos parámetros de las curvas de color. Utilizamos el índice de color ($g - r$) medido a 15 y 70 días desde la explosión [$(g - r)_{15}$ y $(g - r)_{70}$], los cuales fueron definidos y analizados en de Jaeger et al. (2018).

Desde el punto de vista de las propiedades físicas que caracterizan a las SNs II usamos los parámetros estimados en el Capítulo 6 a través del modelado de la curva de luz bolométrica y velocidades de expansión, a saber: M_{ZAMS} , M_{ey} , $M_{\text{H,env}}$, R_\star , E_{exp} , M_{Ni} y el grado de mezcla del ^{56}Ni dentro del material eyectado.

Adicionalmente medimos algunos de los observables arriba mencionados pero directamente de las curvas de luz y las curvas de velocidad de la grilla de modelos de explosión. De esta forma, nos proponemos determinar el efecto de cada parámetro físico respecto a la diversidad observada de SNs II. Para este motivo utilizamos la misma grilla de modelos calculada en el Capítulo 2, es decir, la grilla de modelos convencionales. A pesar que esta grilla fue construida cubriendo un amplio rango de parámetros físicos, utilizamos la técnica de interpolación presentada en Förster et al. (2018) —también usada en el Capítulo 3— para obtener un número aún mayor de mediciones. La grilla de modelos interpolada cubre el siguiente espacio de parámetros: M_{ZAMS} entre 9 y $25 M_\odot$ en intervalos de $1 M_\odot$, E_{exp} entre 0.1 y 1.5 foe en intervalos de 0.05 foe (con la excepción de los modelos con M_{ZAMS} más grandes y E_{exp} más pequeñas, ver la Sección 2.4 para más detalle) y M_{Ni} entre 0.01 y $0.08 M_\odot$ en intervalos de $0.005 M_\odot$ con un grado de mezcla de ^{56}Ni entre 0.2 y 0.8 en intervalos de 0.1 (dado como fracción de M_{preSN}). Para cada uno de estos modelos medimos los siguientes observables: $OPTd$, M_{end} , M_{tail} , s_2 y s_3 usando las mismas definiciones que en la Sección 5.4. Además medimos la velocidad fotosférica a 50 días desde la explosión ($v_{\text{ph},50}$).

La grilla de modelos fue construida cubriendo rangos de parámetros físicos regulares; sin embargo, un subconjunto de modelos de SNs II presentan parámetros de las curvas de luz bolométricas que no han sido observados —aún— en la naturaleza, aunque son teóricamente posibles. Algunos de los modelos de curvas de luz bolométricas para energías de explosión bajas y envolturas ricas en hidrógeno relativamente grandes producen valores de $OPTd$ que son más grandes que cualquier SN II observada a la fecha. Por este motivo, sólo analizamos modelos con valores de $OPTd$ más chicos que 160 días. Este criterio es un tanto arbitrario, pero es ~ 15 días más largo que el $OPTd$ más largo observado a la fecha¹: SN 2009ib (Takáts et al. 2015). En total hay disponibles 38757 mediciones de cada observable.

La duración del plateau (Pd) no fue medida en los modelos por la siguiente razón: de acuerdo a la definición de los parámetros (Sección 5.4), Pd necesita la medición previa de dos

¹Esta elección no afecta las conclusiones de este estudio, pero preferimos remover estos modelos para focalizarnos en las SNs II en nuestra muestra.

parámetros: t_{PT} y t_{trans} . Este último parámetro se define como la época de transición entre s_1 y s_2 , aunque también puede ser interpretado como la época de transición entre la fase de enfriamiento y la de plateau. Sin embargo, es común encontrar que las fases de enfriamiento observadas son más duraderas que las predicciones teóricas, para lo cual se ha sugerido la presencia de un material adicional confinado cerca de la estrella progenitora como una posible explicación. Los modelos de explosión de nuestra grilla fueron calculados sin la presencia de un CSM. Por lo tanto, el análisis de los observables Cd y Pd medidos de los modelos podrían estar sesgados a valores más pequeños y más grandes, respectivamente. El estudio de la variación de estos parámetros debido a la interacción del material eyectado con un CSM esta fuera del alcance de esta tesis, pero se planea realizar en un futuro.

8.2. Resultados

En esta sección buscamos correlaciones entre los parámetros físicos y observables especificados en la Sección 8.1. Los parámetros físicos fueron estimados en el Capítulo 6, donde los resultados fueron clasificados en dos grupos: la muestra dorada y completa. A lo largo de este capítulo utilizaremos el test de Pearson sobre la muestra completa de SNs II para determinar la existencia y la fuerza de las correlaciones empleando 10^4 simulaciones Monte Carlo. Para cada simulación, muestreamos aleatoriamente N valores de una determinada correlación a analizar permitiendo que el mismo valor sea tomado múltiples veces (donde N es la cantidad de eventos para cada correlación) y calculamos el coeficiente de correlación. Luego, utilizamos la media de los coeficientes de correlación (ρ) de estas 10^4 simulaciones y la desviación estándar para caracterizar las correlaciones. Estos valores son presentados en cada figura. Además presentamos un límite superior a la probabilidad de encontrar dicha correlación por azar (P).

La muestra dorada también fue analizada presentando coeficientes de correlación similares a los de la muestra completa. En la mayoría de los casos, los coeficientes de correlación estimados para la muestra dorada están dentro de las barras de error de los coeficientes calculados para la muestra completa. Sólo una pequeña cantidad de casos muestran correlaciones notablemente diferentes. Estas son las relaciones que involucran el observable $(g-r)_{15}$, debido al pequeño número de eventos en la muestra dorada para los cuales este parámetro pudo ser medido. Por estas razones, sólo presentamos el análisis de correlaciones para la muestra completa. Utilizamos las siguientes descripciones para caracterizar la fuerza de una correlación: coeficientes de correlación entre 0 y 0.19 se interpretan como falta de correlación, entre 0.20–0.38 la correlación es débil, entre 0.40–0.59 es moderada, entre 0.60–0.79 es fuerte y entre 0.8–1.0 es muy fuerte (Evans 1996).

Los observables medidos desde la grilla de modelos de explosión permiten realizar un análisis estadístico de la influencia de cada parámetro físico individual en la diversidad observada de SNs II. Utilizamos un método conocido como *key driver analysis* (KDA) usando la librería `Kruskals`² de `python` para determinar el efecto de los parámetros físicos sobre los observables (Kruskal 1987). KDA es una técnica para identificar cuál de un conjunto de variables independientes causan el mayor impacto sobre una variable dependiente. En la Tabla 8.1 reportamos el impacto relativo de los parámetros físicos (M_{ZAMS} , E_{exp} , M_{Ni} y su grado de mezcla) para cada observable medido de la grilla de modelos de explosión. Es adecuado mencionar que utilizamos el parámetro M_{ZAMS} dado que es la variable independiente relacionada a una única estructura preSN —en el contexto de evolución estelar convencional— enfatizando que M_{ZAMS} representa el efecto de M_{ey} y R_{\star} simultáneamente, y que no puede ser separado debido a su

²<https://github.com/Rambatino/Kruskals>.

dependencia con M_{ZAMS} . Notamos que estos resultados son relevantes dentro del marco de la evolución estelar convencional adoptada en este estudio, y la inclusión de modelos de progenitores adicionales podrían modificar el efecto relativo de cada parámetro físico sobre los observables (ver la Sección 8.3).

La descripción de los resultados de la Tabla 8.1 se encuentra en la siguiente sección junto con el análisis de correlaciones usando la muestra de SNs II del CSP-I. Además, en el Apéndice C.3 se incluyen figuras que muestran los observables medidos de los modelos en función del parámetro físico que produce el mayor impacto (de acuerdo con los resultados de la Tabla 8.1), y un análisis complementario de las relaciones encontradas.

El análisis de las correlaciones está dividido en las próximas secciones. Las correlaciones entre parámetros físicos y observables para la muestra de SNs II del CSP-I son presentadas en la Sección 8.2.1. En la Sección 8.2.2 estudiamos correlaciones pero sólo entre parámetros físicos. Además, en el Apéndice C.4 incluimos un análisis de las principales relaciones encontradas entre los diferentes parámetros espectroscópicos, colores y parámetros de las curvas de luz bolométricas observados en las SNs II pertenecientes a la muestra del CSP-I³. Luego, en la Sección 8.3 calculamos nuevos modelos de progenitor evolucionados con una mayor tasa de pérdida de masa con el fin de modelar algunas SNs II que no pudieron ser reproducidas con la grilla de modelos de explosión provenientes de progenitores convencionales. Además, estos nuevos modelos de explosión son utilizados para buscar soluciones alternativas para los parámetros físicos de algunas SNs II en la muestra, por lo que las correlaciones son reanalizadas. Algunas de las correlaciones aumentan su fuerza cuando se incluyen modelos evolucionados con mayor pérdida de masa.

8.2.1. Correlaciones entre parámetros físicos y observables usando 53 SNs II de la muestra del CSP-I

La Figura 8.1 muestra la matriz de correlación para los parámetros físicos y observables que consideramos en este estudio. En la Sección 8.2.2 se muestra las fuertes correlaciones entre las propiedades físicas de los progenitores (M_{ZAMS} , M_{ev} , $M_{\text{H,env}}$ y R_{\star}), las cuales son inherentes de los modelos de progenitor calculados suponiendo una evolución estelar convencional (es decir, todos los parámetros son determinados por M_{ZAMS}). A pesar de esto, buscamos correlaciones entre todos los parámetros del progenitor y observables para una comparación más apropiada con los trabajos previos.

Las figuras presentadas en esta sección muestran correlaciones entre propiedades físicas y observables para la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura también muestra los observables medidos de los modelos, si es que el observable ha sido medido. Estos valores están coloreados en base al parámetro físico que produce el mayor impacto sobre el observable siendo estudiado —adoptando los resultados de la Tabla 8.1—, a menos que el parámetro físico ya se encuentre en la figura. En este caso usamos el parámetro físico que produce el segundo mayor impacto sobre el observable a analizar. Los otros parámetros físicos están fijos. Algunas observaciones se encuentran por fuera del rango de los parámetros medidos de los modelos, lo que es debido a los parámetros físicos fijos presentados en las figuras. Cualquier cambio en estos valores producen diferentes rangos en los parámetros medidos de los modelos.

La Figura 8.2 muestra relaciones entre Pd y tres parámetros físicos: $M_{\text{H,env}}$, E_{exp} y M_{Ni} .

³Este análisis se presenta en el apéndice dado que una gran parte coincide con trabajos previos usando la misma muestra. La única diferencia importante es que en esta tesis usamos observables medidos de la curva de luz bolométrica en lugar de en la banda V .

8.2. Resultados de las correlaciones

Tabla 8.1: Impacto relativo de los parámetros físicos sobre cada observable medido de los modelos de curvas de luz y velocidades fotosféricas.

	M_{ZAMS}	E_{exp}	M_{Ni}	Mezcla de ^{56}Ni
$OPTd$	0.28	0.66	0.06	0.00
M_{end}	0.22	0.69	0.03	0.06
M_{tail}	0.01	0.22	0.74	0.03
s_2	0.21	0.50	0.15	0.14
s_3	0.58	0.03	0.20	0.19
$v_{ph,50}$	0.33	0.67	0.00	0.00

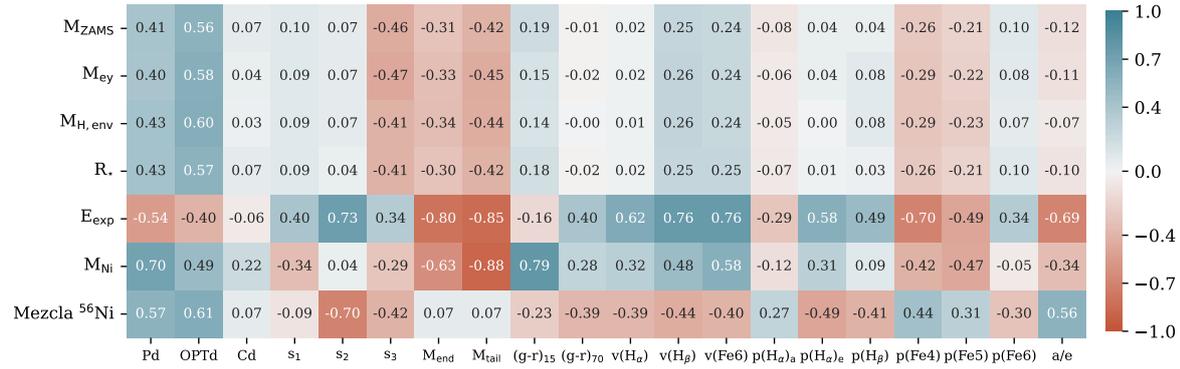


Figura 8.1: Matriz de correlación entre propiedades físicas y observables de SNe II. Se presenta el coeficiente de correlación para cada par de parámetros. Los observables presentados son: Pd , $OPTd$, Cd , s_1 , s_2 , s_3 , M_{end} , M_{tail} , $(g-r)_{15}$, $(g-r)_{70}$, velocidades de H_α , H_β y $Fe II \lambda 5169\text{\AA}$, pEW de la componente de absorción de H_α , de la componente de emisión de H_α , H_β , $Fe II \lambda 4924\text{\AA}$, $Fe II \lambda 5018\text{\AA}$, $Fe II \lambda 5169\text{\AA}$ y a/e .

Recordamos que Pd no fue medido de los modelos (ver Sección 8.1), por lo tanto, esta figura no muestra los observables estimados a partir de los modelos. Encontramos una tendencia positiva entre Pd y $M_{H,env}$ con un coeficiente de correlación de $\rho = 0.43 \pm 0.15$ ($N = 20$). Al mismo tiempo, Pd muestra una tendencia con E_{exp} ($\rho = -0.54 \pm 0.16$, $N = 20$). Es interesante notar que mientras que las dos SNe II en la muestra con la Pd más larga son consistentes con las explosiones menos energéticas, la SN II con la Pd más corta es la más energética de la muestra. También encontramos una posible tendencia entre Pd y M_{Ni} , aunque la muestra es demasiado pequeña —sólo seis SNe II— para sacar conclusiones sólidas.

La Figura 8.3 presenta correlaciones entre $OPTd$ y cuatro parámetros físicos: $M_{H,env}$ (panel superior izquierdo), E_{exp} (panel superior derecho), M_{Ni} (panel inferior izquierdo) y el grado de mezcla del ^{56}Ni dentro del material eyectado (panel inferior derecho). El observable $OPTd$ manifiesta una fuerte correlación con $M_{H,env}$ ($\rho = 0.60 \pm 0.11$, $N = 31$). Dado que este coeficiente de correlación es más grande que aquel encontrado para la relación entre Pd y $M_{H,env}$, además de la mayor significancia, esto podría sugerir que $OPTd$ es un mejor indicador de $M_{H,env}$ que Pd .

En oposición a lo hallado usando Pd , encontramos que $OPTd$ exhibe un mayor grado de correlación con $M_{H,env}$ que con E_{exp} ($\rho = -0.40 \pm 0.17$, $N = 31$). De la Figura 8.3 también notamos una tendencia entre $OPTd$ y M_{Ni} , en el sentido que las $OPTd$ más largas son consistentes con M_{Ni} más grandes, aunque con una gran dispersión. Además, observamos una

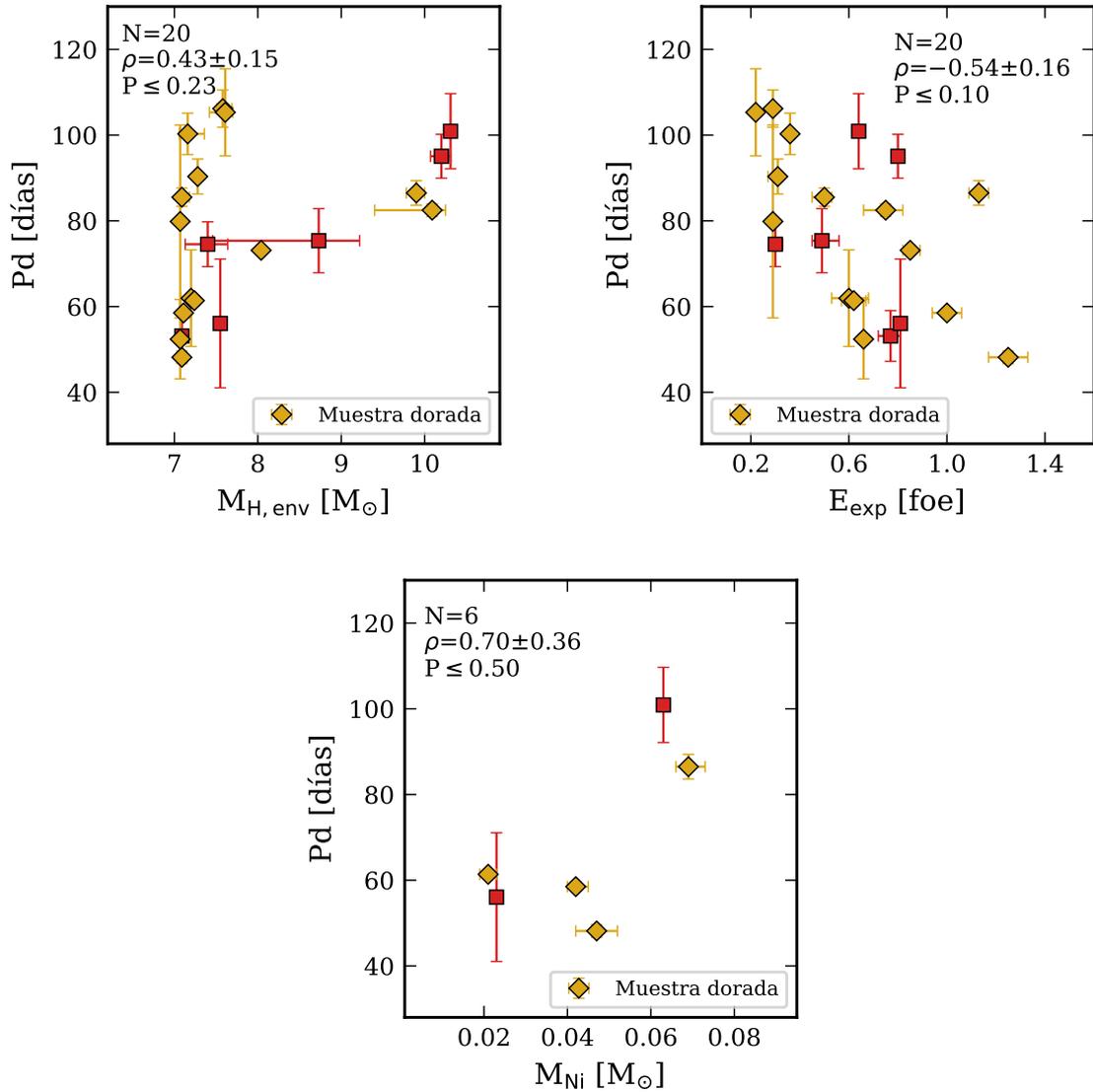


Figura 8.2: Correlaciones entre Pd y tres parámetros físicos: $M_{H,env}$ (*panel superior izquierdo*), E_{exp} (*panel superior derecho*) y M_{Ni} (*panel inferior*). Los marcadores amarillos (muestra dorada) y rojos (muestra completa) refieren a los resultados obtenidos a partir de la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa.

fuerte correlación entre $OPTd$ y el grado de mezcla de ^{56}Ni dentro del material eyectado ($\rho = 0.61 \pm 0.11$, $N = 31$).

La Figura 8.3 también presenta los valores de los parámetros medidos directamente de los modelos de explosión. En línea con las predicciones teóricas previas, observamos que los valores más grandes de $OPTd$ se alcanzan para $M_{\text{H,env}}$ y M_{Ni} más grandes, y E_{exp} más pequeñas. Sin embargo, diferentes grados de mezcla del ^{56}Ni en el material eyectado no alteran al observable $OPTd$, en contraposición a la fuerte correlación encontrada usando la muestra de SNs II del CSP-I (ver discusión en el Capítulo 9).

El análisis presentado en la Tabla 8.1 muestra que E_{exp} es el parámetro físico que produce el mayor impacto sobre $OPTd$, mientras que M_{ZAMS} (directamente relacionado a $M_{\text{H,env}}$, ver Figura 8.9) produce el segundo mayor impacto, en acuerdo a lo encontrado de las correlaciones. Adicionalmente, M_{Ni} influencia $OPTd$, pero con un menor impacto relativo que E_{exp} y M_{ZAMS} . Como se mencionó anteriormente, este análisis está basado en modelos evolutivos aislados adoptando parámetros convencionales para los diversos procesos físicos. Modelos evolutivos con diferentes parámetros físicos de entrada podrían modificar este análisis estadístico.

La Figura 8.4 presenta correlaciones involucrando magnitudes a diferentes épocas y parámetros físicos. Encontramos correlaciones muy fuertes entre M_{end} y E_{exp} ($\rho = -0.80 \pm 0.05$, $N = 51$), y M_{tail} y E_{exp} ($\rho = -0.85 \pm 0.11$, $N = 12$), en el sentido que explosiones más energéticas producen SNs II más brillantes durante las fases de plateau y radiactivas. Los resultados de la Tabla 8.1 sugieren que M_{end} es mayormente afectado por E_{exp} , mientras que M_{ZAMS} es el parámetro físico que produce la mayor dispersión en la relación entre M_{end} y E_{exp} .

Además encontramos una fuerte correlación entre M_{end} y M_{Ni} ($\rho = -0.63 \pm 0.17$, $N = 16$). El calentamiento adicional del material eyectado durante las fases tardías debido a la cadena de decaimiento del ^{56}Ni no sólo extiende la duración de la fase de plateau (p. ej., Kasen & Woosley 2009), sino que también incrementa la luminosidad durante la última parte de la fase de plateau (Bersten 2013; Kozyreva et al. 2019). Nuestros modelos muestran que M_{Ni} tiene su mayor impacto sobre M_{end} en el régimen de baja E_{exp} ($E_{\text{exp}} \lesssim 0.7$ foe) cuando las SNs II son intrínsecamente más débiles (ver Figura C.18, panel central). Debido a la baja luminosidad, el decaimiento del ^{56}Ni juega un rol más importante produciendo luminosidades más altas al final de la fase de plateau. Por lo tanto, M_{Ni} también afecta M_{end} , aunque otras propiedades físicas como E_{exp} y M_{ZAMS} tienen efectos mayores (Tabla 8.1).

Adicionalmente, la Figura 8.4 muestra una correlación muy fuerte entre M_{Ni} y M_{tail} ($\rho = -0.88 \pm 0.05$, $N = 14$). Esto es de esperar dado que la luminosidad durante la fase radiactiva está predominantemente relacionada con la cantidad de ^{56}Ni presente en el material eyectado durante la explosión. El grado de mezcla del ^{56}Ni y E_{exp} desvían la fuerte correlación entre M_{Ni} y M_{tail} pero sólo en pequeñas escalas (ver la Tabla 8.1 y Figura C.19).

La Figura 8.5 explora las correlaciones encontradas entre la pendiente s_2 y dos parámetros físicos. Observamos una fuerte correlación con E_{exp} ($\rho = 0.73 \pm 0.07$, $N = 51$), lo que sugiere que las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau son producidas por explosiones más energéticas. Además, encontramos que s_2 y el grado de mezcla del ^{56}Ni muestran una fuerte anticorrelación, donde las SNs II que declinan más rápido son compatibles con ^{56}Ni concentrado en las regiones más internas del material eyectado.

De acuerdo con los resultados presentados en la Tabla 8.1, E_{exp} causa el mayor impacto en el parámetro s_2 , mientras que el grado de mezcla del ^{56}Ni manifiesta cambios menores. Este análisis también muestra que M_{Ni} infunde variaciones sobre s_2 . Como mencionamos anteriormente, una mayor cantidad de ^{56}Ni puede incrementar la luminosidad durante el

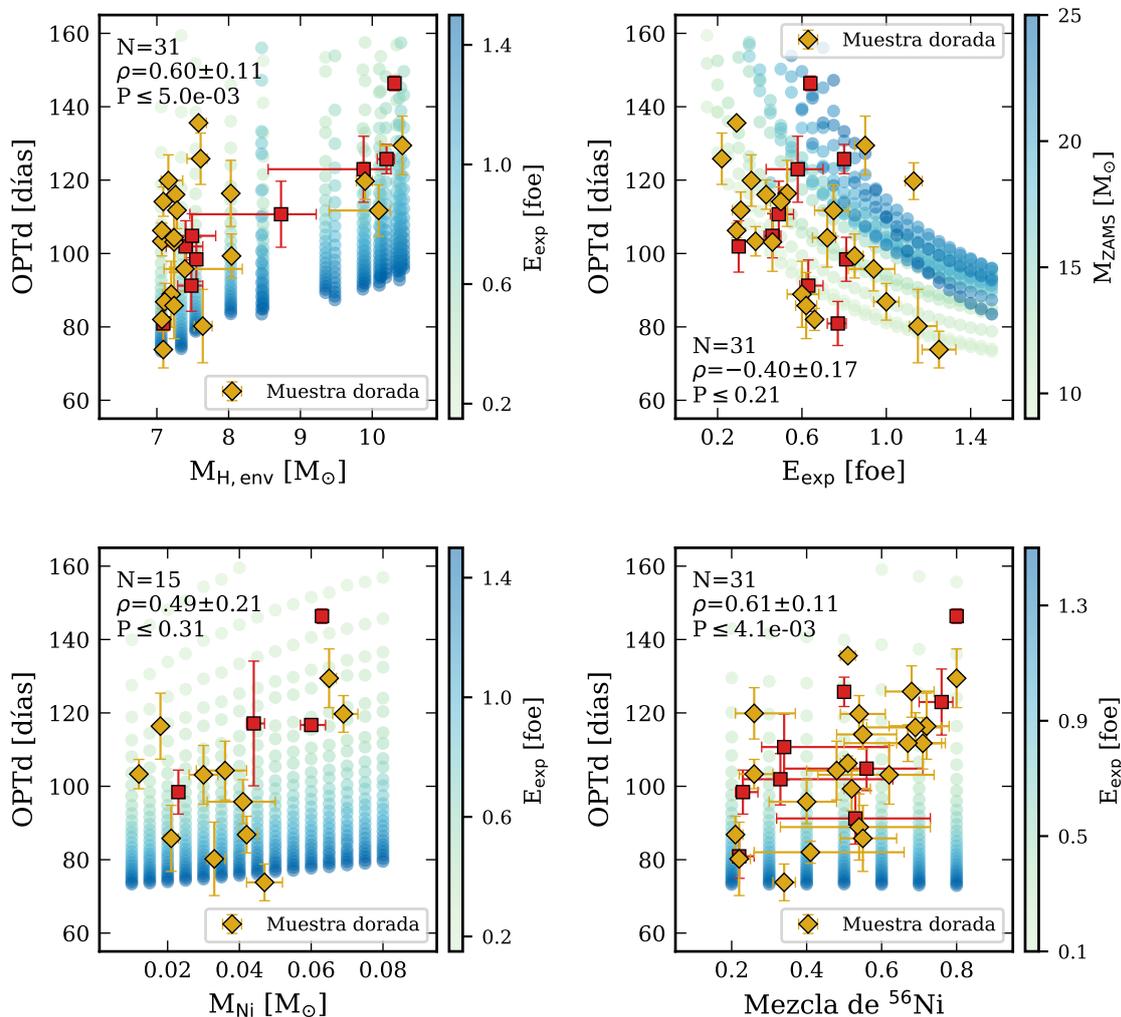


Figura 8.3: Correlaciones entre $OPTd$ y parámetros físicos: $M_{H,env}$ (panel superior izquierdo), E_{exp} (panel superior derecho), M_{Ni} (panel inferior izquierdo) y la mezcla de ^{56}Ni (panel inferior derecho). Los marcadores amarillos (muestra dorada) y rojos (muestra completa) refieren a los resultados obtenidos a partir de la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Además se incluyen resultados obtenidos de los modelos de explosión, los cuales están coloreados en base a los diferentes parámetros físicos. Los parámetros físicos que no se varían —si no aparecen en la figura— están fijos en $M_{ZAMS} = 10 M_{\odot}$, $M_{Ni} = 0.01 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}Ni = 0.5$. Algunas observaciones caen por fuera del rango de los parámetros medidos de los modelos debido a que algunos parámetros físicos están fijos. Cambios en los parámetros fijos representan diferentes rangos de los parámetros de los modelos.

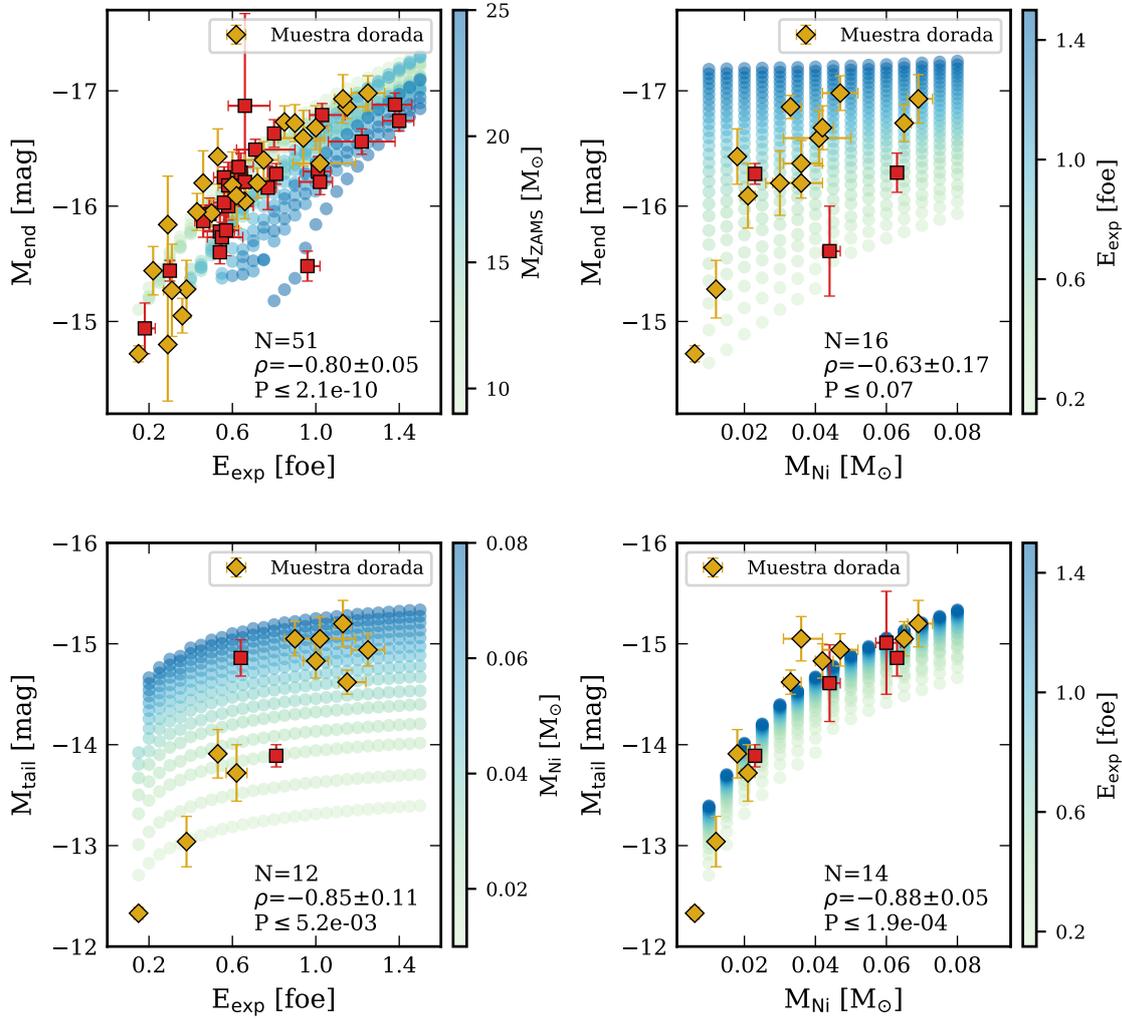


Figura 8.4: Correlaciones entre magnitudes a diferentes épocas y parámetros físicos. *Paneles superiores:* correlaciones entre M_{end} y dos parámetros físicos: E_{exp} (*izquierda*) y M_{Ni} (*derecha*). *Paneles inferiores:* correlaciones entre M_{tail} y dos parámetros físicos: E_{exp} (*izquierda*) y M_{Ni} (*derecha*). Los marcadores amarillos (muestra dorada) y rojos (muestra completa) refieren a los resultados obtenidos a partir de la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Además se incluyen resultados obtenidos de los modelos de explosión, los cuales están coloreados en base a los diferentes parámetros físicos. Los parámetros físicos que no se varían —si no aparecen en la figura— están fijos en $M_{\text{ZAMS}} = 10 M_{\odot}$, $M_{\text{Ni}} = 0.03 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}\text{Ni} = 0.5$. Algunas observaciones caen por fuera del rango de los parámetros medidos de los modelos debido a que algunos parámetros físicos están fijos. Cambios en los parámetros fijos representan diferentes rangos de los parámetros de los modelos.

final de la fase de plateau produciendo SNs II que declinan más lento (ver también el panel izquierdo de la Figura C.20). Sin embargo, cuando utilizamos las SNs II en nuestra muestra, no encontramos correlación entre M_{Ni} y s_2 (Figura 8.1).

Estudios previos sugieren que progenitores con envolturas ricas en hidrógeno poco masivas producen SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau (p. ej., Blinnikov & Bartunov 1993). Sin embargo, en esta tesis no encontramos correlación entre $M_{\text{H,env}}$ y s_2 (Figura 8.6). El estudio de correlaciones muestra que la diversidad observada de s_2 está principalmente relacionada a cambios en E_{exp} y el grado de mezcla de ^{56}Ni , aunque el análisis que provee la técnica de KDA indica que E_{exp} es el parámetro físico que más influye sobre s_2 . No obstante, el análisis llevado a cabo en esta sección sólo involucra modelos preSN convencionales, donde ninguno de los progenitores fue evolucionado con una pérdida de masa intensificada. Por lo tanto, el efecto de $M_{\text{H,env}}$ probablemente se encuentra subestimado en este análisis.

Como era de esperar, E_{exp} muestra una fuerte correlación con la velocidad de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ (Figura 8.7), aunque existen algunos objetos atípicos que no siguen esta tendencia ya que exhiben velocidades de Fe II altas pero E_{exp} más bajas que lo esperado. Estas SNs II son la SN 2004er y la SN 2007sq. En el Capítulo 6 notamos que las curvas de luz bolométricas de estas dos SNs II están mayormente bien reproducidas, aunque para ambas SNs nuestros modelos subestiman las velocidades fotosféricas. La SN 2004er muestra una fase fotosférica moderadamente luminosa y duradera. En principio, una explosión más energética reproduciría mucho mejor las velocidades observadas; sin embargo, esto llevaría a una $OPTd$ más corta. Esto es similar a lo ocurrido con la SN 2007sq (ver Sección 6.3.6 para una discusión más detallada). Estos ejemplos muestran que energías de explosión más altas y diferentes estructuras preSN son necesarias en ambos casos para un modelado más apropiado. Estos modelos propuestos no se encuentran en nuestra grilla de modelos de explosión.

Los únicos dos parámetros físicos que producen cambios en las velocidades fotosféricas a 50 días desde la explosión son E_{exp} y M_{ZAMS} , con el primero de estos dos parámetros mostrando el mayor impacto relativo (Tabla 8.1). Sin embargo, encontramos una correlación moderada entre el grado de mezcla de ^{56}Ni y las velocidades de expansión del Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ (Figura 8.1). Esta correlación está posiblemente impulsada por otros parámetros que correlacionan simultáneamente con la mezcla de ^{56}Ni y las velocidades de expansión. Previamente, notamos que las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau son consistentes con ^{56}Ni concentrado en las regiones más internas del material eyectado (es decir, pequeños valores para el grado de mezcla de ^{56}Ni). Al mismo tiempo, las SNs II que declinan más rápido se expanden más rápidamente (Gutiérrez et al. 2017a). Por lo tanto, esta combinación de correlaciones podría producir la tendencia encontrada entre la mezcla de ^{56}Ni y las velocidades del Fe II.

La pendiente de la fase radiactiva (s_3) toma el valor teórico de $0.98 \text{ mag } 100 \text{ d}^{-1}$ suponiendo que los fotones γ provenientes del decaimiento radiactivo del ^{56}Co son completamente termalizados en la envoltura (línea discontinua en la Figura 8.8). La termalización completa de los fotones γ podría ser posible si el material eyectado en la explosión es muy masivo, lo que resulta en un largo tiempo de difusión. Las observaciones muestran valores de s_3 más grandes que el teórico para un número considerable de SNs II (Anderson et al. 2014b; Gutiérrez et al. 2017a, Sección 5.4). Esto puede ser explicado por el escape de una cantidad apreciable de fotones γ debido a que el material expulsado por la explosión es poco masivo y/o poco denso. Un cambio adicional en la pendiente podría deberse a un cambio en la opacidad de los fotones γ .

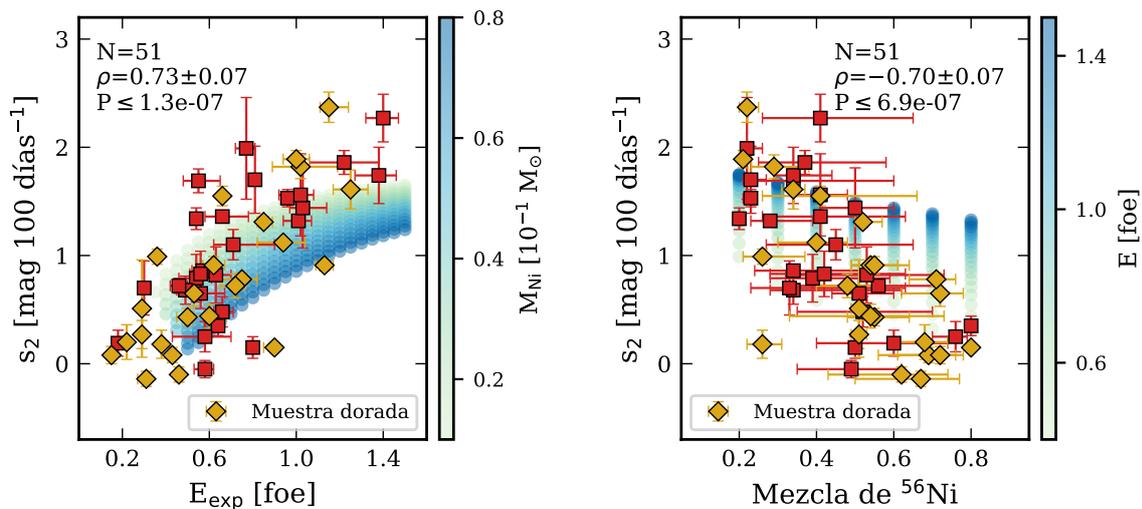


Figura 8.5: Correlaciones entre s_2 y E_{exp} (*panel izquierdo*) y s_2 y el grado de mezcla de ^{56}Ni (*panel derecho*). La mezcla de ^{56}Ni dentro del material eyectado se indica como fracción de la masa preSN. Los marcadores amarillos (muestra dorada) y rojos (muestra completa) refieren a los resultados obtenidos a partir de la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Además se incluyen resultados obtenidos de los modelos de explosión, los cuales están coloreados en base a los diferentes parámetros físicos. Los parámetros físicos que no se varían —si no aparecen en la figura— están fijos en $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$, $M_{\text{Ni}} = 0.04 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}\text{Ni} = 0.5$. Algunas observaciones caen por fuera del rango de los parámetros medidos de los modelos debido a que algunos parámetros físicos están fijos. Cambios en los parámetros fijos representan diferentes rangos de los parámetros de los modelos.

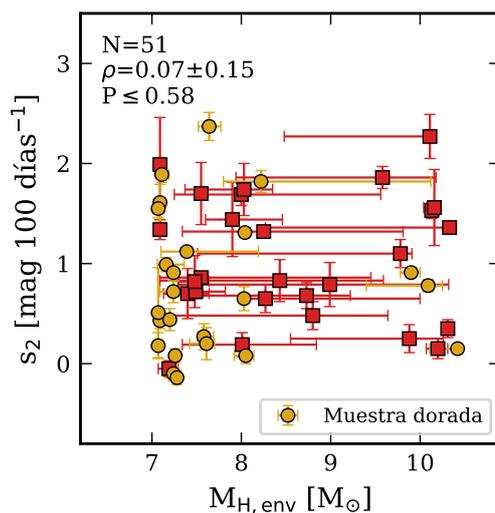


Figura 8.6: Correlación entre $M_{\text{H,env}}$ y s_2 . Los marcadores amarillos (muestra dorada) y rojos (muestra completa) refieren a los resultados obtenidos a partir de la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa.

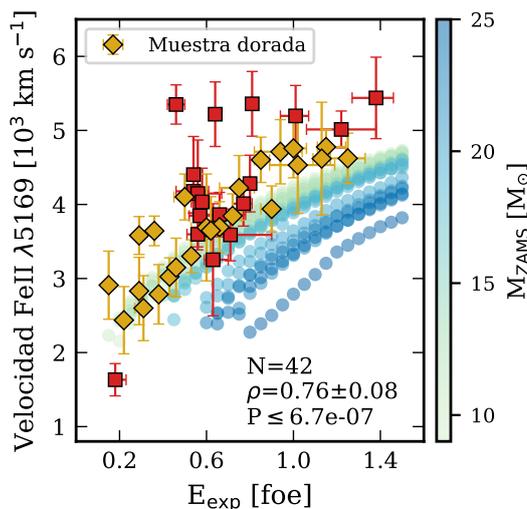


Figura 8.7: Correlación entre la velocidad de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ a 50 días de la explosión y E_{exp} . Los marcadores amarillos (muestra dorada) y rojos (muestra completa) refieren a los resultados obtenidos a partir de la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Además se incluyen resultados obtenidos de los modelos de explosión, los cuales están coloreados en base a los diferentes parámetros físicos. Los parámetros físicos que no se varían —si no aparecen en la figura— están fijos en $M_{\text{ZAMS}} = 15 M_{\odot}$, $M_{\text{Ni}} = 0.04 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}\text{Ni} = 0.5$. Algunas observaciones caen por fuera del rango de los parámetros medidos de los modelos debido a que algunos parámetros físicos están fijos. Cambios en los parámetros fijos representan diferentes rangos de los parámetros de los modelos.

En la Figura 8.8, s_3 es graficado en función de tres parámetros físicos. El observable s_3 muestra una tendencia a tomar valores más grandes para M_{ey} más chicos y una mezcla de ^{56}Ni más concentrada en las regiones internas de la envoltura. Además, se observa una tendencia débil con M_{Ni} . Sin embargo, en todos los casos, el número de eventos es pequeño y la desviación es grande, lo que impide proclamar cualquier conclusión definitiva. Algunas de estas relaciones son reanalizadas en la Sección 8.3, luego de incorporar nuevos modelos de progenitor evolucionados con mayor pérdida de masa.

Para un pequeño número de SNs II, la luminosidad durante la fase radiactiva decae más lento que lo esperado si se supone una completa termalización de los fotones γ (es decir, valores más pequeños de s_3). Esto podría ser causado por la presencia de energía térmica residual de la explosión dentro del material eyectado (Utrobín 2007), interacción con un CSM a tiempos tardíos (Fraser et al. 2015; Pastorello et al. 2018), acreción de material sobre un objeto compacto (Moriya et al. 2018; Gutiérrez et al. 2020), o por una fotósfera que retrocede más rápidamente (p. ej., debido a un incremento de la abundancia de helio en la envoltura de la estrella, Chieffi et al. 2003), conjuntamente a la contribución del decaimiento del ^{56}Co .

El análisis de los observables medidos de los modelos muestra que s_3 es influenciado principalmente por M_{ZAMS} (Tabla 8.1, también ver la Figura C.21). Una estrella inicialmente más masiva implica M_{ey} y R_{\star} más grandes, al menos dentro del rango de M_{ZAMS} de los modelos evolutivos convencionales estudiados en esta tesis. Por lo tanto, los grandes valores de s_3 son consistentes con las M_{ey} más pequeñas en nuestra grilla de modelos. Estos modelos también muestran que el grado de mezcla de ^{56}Ni dentro del material eyectado contribuye a las diferencias encontradas en s_3 (Tabla 8.1). ^{56}Ni extensamente distribuido dentro del material eyectado permite que los fotones γ emitidos por el decaimiento del ^{56}Co en las

capas más externas se escapen antes de ser termalizadas. Esto se debe a la poca cantidad de material disponible entre la ubicación donde los fotones γ son emitidos y la superficie. Esto se observa en el panel inferior de la Figura 8.8 para los observables medidos desde los modelos, donde una mezcla de ^{56}Ni más extendida produce SNs II que declinan más rápido durante la fase radiactiva. Sin embargo, esto no se ve en los valores de s_3 medidos de las observaciones. Notamos que una distribución extendida de ^{56}Ni es necesaria para reproducir algunos aspectos de las observaciones, aunque esto no explique los grandes valores de s_3 medidos. Esto podría sugerir que el grado de mezcla del ^{56}Ni no es el principal parámetro físico que produce la diversidad observada de s_3 .

No encontramos correlaciones entre las propiedades físicas analizadas y los observables de las curvas de luz tempranas Cd y s_1 (con la excepción de s_1 y E_{exp} , ver Figura 8.1). Esto no es de extrañar ya que una gran fracción de SNs II podría experimentar interacción entre el material eyectado durante la explosión y una capa de CSM denso que rodea la estrella progenitora (Förster et al. 2018; Bruch et al. 2021). Por lo tanto, las fases más tempranas de la evolución de las SNs II serían sensibles a las características del CSM, las cuales no son estudiadas en esta tesis.

El índice de color $(g-r)_{15}$ muestra una tendencia con M_{Ni} , aunque sólo hay disponibles datos para cinco SNs II. A 70 días desde la explosión, el índice de color $(g-r)$ correlaciona moderadamente con E_{exp} , en el sentido que las SNs II más energéticas son más rojas a esas épocas. Esta correlación se analiza nuevamente en el Capítulo 9.

Finalmente mencionamos las correlaciones encontradas entre E_{exp} y los pEWs de algunas líneas. La Figura 8.1 muestra una fuerte correlación con a/e ($\rho = -0.69 \pm 0.07$), con explosiones más energéticas exhibiendo valores más pequeños de a/e . También encontramos una anticorrelación entre E_{exp} y los pEWs de Fe II $\lambda 4924\text{\AA}$ y Fe II $\lambda 5018\text{\AA}$ ($\rho = -0.70 \pm 0.08$ y $\rho = -0.49 \pm 0.14$, respectivamente), aunque encontramos una correlación positiva con el pEW de Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$, la componente de emisión de $\text{H}\alpha$ y la componente de absorción de $\text{H}\beta$. Ninguno de los parámetros espectroscópicos y de las curvas de color muestran alguna correlación significativa con los parámetros físicos dependientes de M_{ZAMS} .

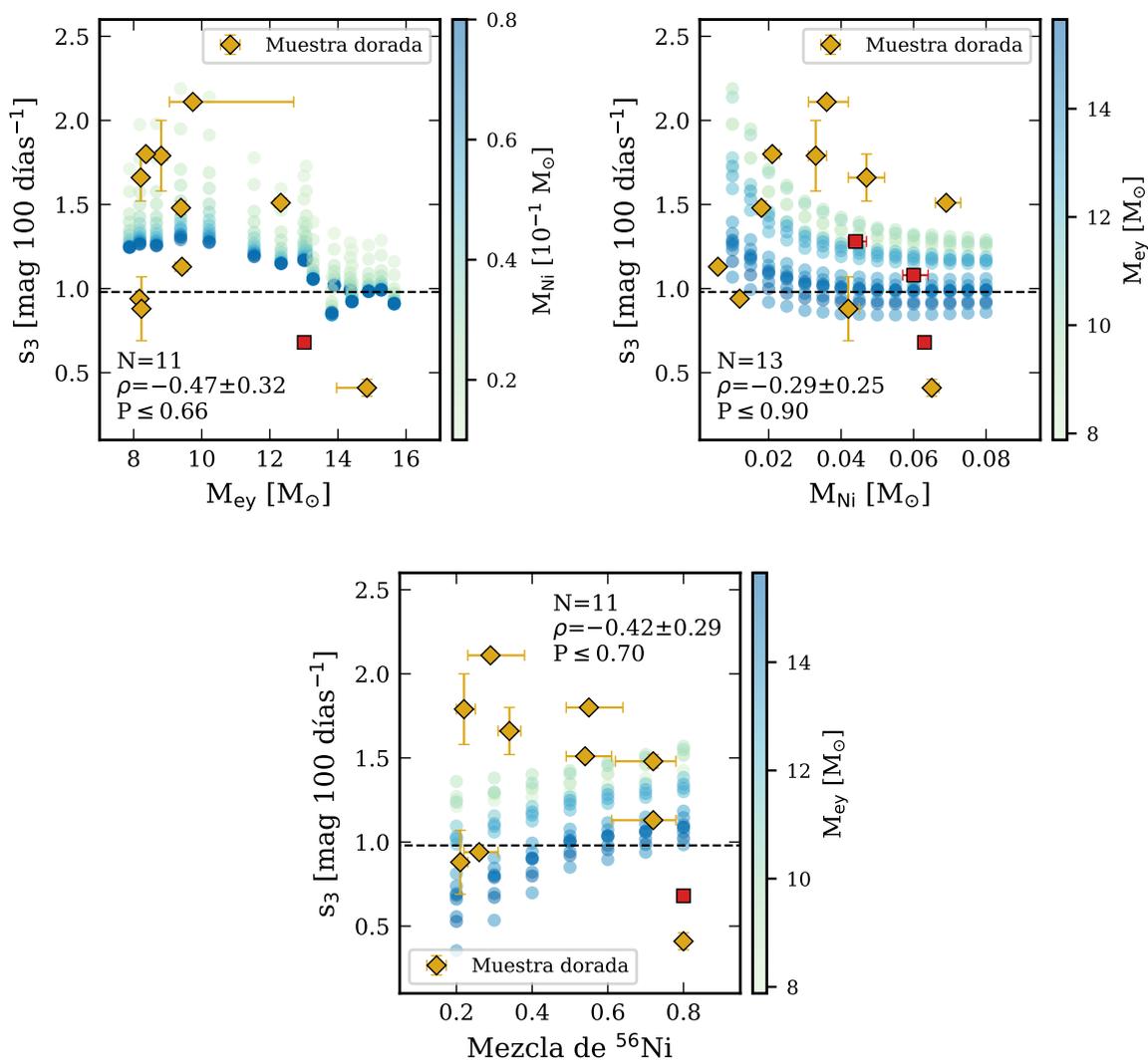


Figura 8.8: Correlaciones entre s_3 y tres parámetros físicos: M_{ey} (panel superior izquierdo), M_{Ni} (panel superior derecho) y la mezcla de ^{56}Ni (panel inferior). La línea negra discontinua es la tasa de declinación esperada si los fotones γ del decaimiento del ^{56}Co son completamente termalizados dentro del material eyectado en la explosión. Los marcadores amarillos (muestra dorada) y rojos (muestra completa) refieren a los resultados obtenidos a partir de la muestra de SNs II del CSP-I. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Además se incluyen resultados obtenidos de los modelos de explosión, los cuales están coloreados en base a los diferentes parámetros físicos. Los parámetros físicos que no se varían —si no aparecen en la figura— están fijos en $E_{\text{exp}} = 1.2$ foe, $M_{\text{Ni}} = 0.04 M_{\odot}$ y mezcla de $^{56}\text{Ni} = 0.5$. Algunas observaciones caen por fuera del rango de los parámetros medidos de los modelos debido a que algunos parámetros físicos están fijos. Cambios en los parámetros fijos representan diferentes rangos de los parámetros de los modelos.

8.2.2. Correlaciones entre parámetros físicos

La Figura 8.9 muestra la matriz de correlación de los parámetros físicos analizados. Todas las propiedades físicas de los progenitores (M_{ZAMS} , M_{ey} , $M_{\text{H,env}}$ y R_{\star}) están fuertemente correlacionadas. En este contexto, M_{ZAMS} es la única variable independiente relacionada a una única estructura preSN. Esta estructura se encuentra caracterizada por M_{ey} , $M_{\text{H,env}}$ y R_{\star} , los cuales incrementan casi monótonamente con M_{ZAMS} dentro del rango utilizado para los modelos preSN de esta tesis (Tabla 2.1).

En la Figura 8.10 se observan diversas correlaciones encontradas entre los parámetros físicos definidos. El panel superior izquierdo muestra que entre M_{ZAMS} y E_{exp} existe una correlación débil ($\rho = 0.34 \pm 0.10$, $N = 51$) en la dirección que progenitores inicialmente más masivos manifiestan explosiones más energéticas. La mayoría de los estudios previos comparan E_{exp} con M_{ey} en vez de M_{ZAMS} . En este sentido, también encontramos una correlación débil entre M_{ey} y E_{exp} ($\rho = 0.36 \pm 0.11$), lo que se esperaba debido a la fuerte relación entre M_{ZAMS} y M_{ey} .

Tendencias similares también han sido inferidas en estudios previos que obtienen parámetros físicos a través del modelado de la curva de luz y velocidades de expansión o usando relaciones analíticas (p. ej., Hamuy 2003; Morozova et al. 2018; Utrobin & Chugai 2019), aunque la mayoría de estos estudios encuentran correlaciones más fuertes. Esta diferencia puede estar asociada al tipo de estructura preSN adoptada para inicializar el modelo de explosión. Particularmente, aquellos trabajos que utilizan modelos politrópicos como estructuras preSN encuentran relaciones más fuertes entre M_{ey} y E_{exp} , mientras que se encuentran relaciones más débiles cuando se utilizan modelos de progenitores calculados a partir de modelos evolutivos convencionales (ver la Figura 6 de Burrows & Vartanyan 2021, para una comparación entre diferentes estudios). Esto podría deberse a la contribución de dos factores. Por un lado, los modelos politrópicos permiten la construcción de estructuras preSN en un amplio rango de M_{preSN} , $M_{\text{H,env}}$ y R_{\star} . Por otro lado, la degeneración existente entre los parámetros físicos —donde diferentes valores de ciertos parámetros físicos a veces producen curvas de luz y propiedades espectrales similares durante la fase de recombinación— algunas veces admite soluciones para progenitores más masivos y explosiones más energéticas simultáneamente, dado que el efecto de ambos parámetros en la curva de luz y las velocidades fotosféricas se cancela. Sin embargo, el pequeño rango de masas de las estrellas al momento de la explosión que predice la evolución estelar convencional, además del amplio rango de energías de explosión inferidas, conlleva a una dispersión en la relación entre $M_{\text{ZAMS}}/M_{\text{ey}}$ y E_{exp} .

A pesar que la dispersión en la relación entre M_{ZAMS} y E_{exp} es grande, nuestros resultados indican la ausencia de los progenitores inicialmente más masivos. Esto podría implicar una limitación importante para el final explosivo de las estrellas más masivas. La mayoría de las M_{ZAMS} inferidas en nuestro modelado se encuentran entre 9 y 13 M_{\odot} y son consistentes con modelos de diversas energías de explosión cubriendo el rango de 0.15 a 1.40 foe. Es decir, mientras que las energías de explosión inferidas abarcan casi la totalidad del rango de valores explorado en nuestra grilla de modelos, M_{ZAMS} generalmente sólo se encuentra en el extremo de masas bajas.

El panel superior derecho de la Figura 8.10 indica una tendencia a encontrar explosiones con mayor producción de ^{56}Ni para estrellas inicialmente más masivas, similar a lo hallado en la literatura (p. ej., Hamuy 2003; Utrobin & Chugai 2019). En esta tesis encontramos un coeficiente de correlación de $\rho = 0.61 \pm 0.23$; sin embargo, dada la pequeña cantidad de eventos con los cuales analizamos la relación entre M_{ZAMS} y M_{Ni} ($N = 15$), esta tendencia podría ser provocada por los tres objetos con gran M_{ZAMS} y M_{Ni} . También notamos que

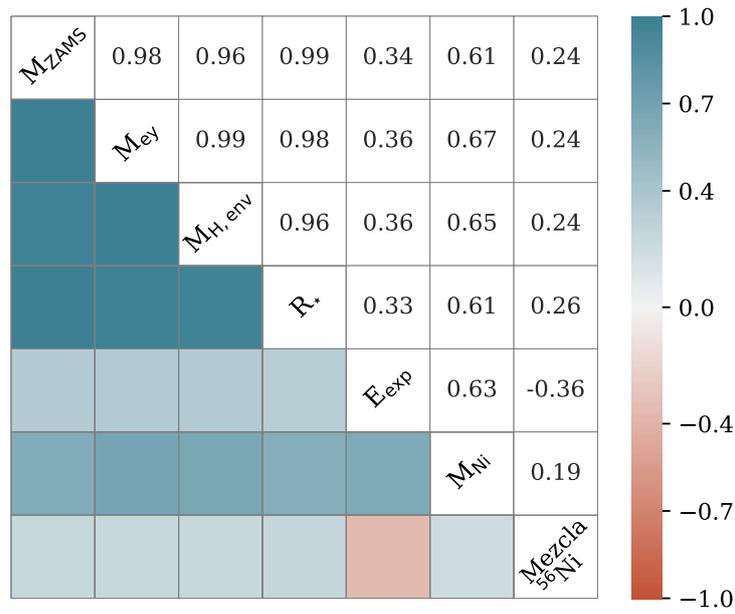


Figura 8.9: Matriz de correlación de los parámetros físicos. Los coeficientes de correlación son presentados en el triángulo superior.

los progenitores menos masivos cubren un gran rango de valores de ^{56}Ni entre ~ 0.005 y $0.05 M_{\odot}$. Estos objetos representan 12 de las 15 SNs II con estimaciones de M_{Ni} . Los otros tres progenitores son compatibles con estrellas inicialmente más masivas que $15 M_{\odot}$, y todos tienen valores de M_{Ni} por encima de $0.06 M_{\odot}$. Es decir, el modelado de las SNs II en la muestra del CSP-I indica que los progenitores con $M_{ZAMS} > 15 M_{\odot}$ exhiben exclusivamente valores grandes de M_{Ni} . Por último, en el panel inferior de la Figura 8.10 presentamos M_{Ni} en función de E_{exp} . Encontramos que estos parámetros muestran una correlación positiva ($\rho = 0.63 \pm 0.17$, $N = 15$), con explosiones más energéticas produciendo más ^{56}Ni .

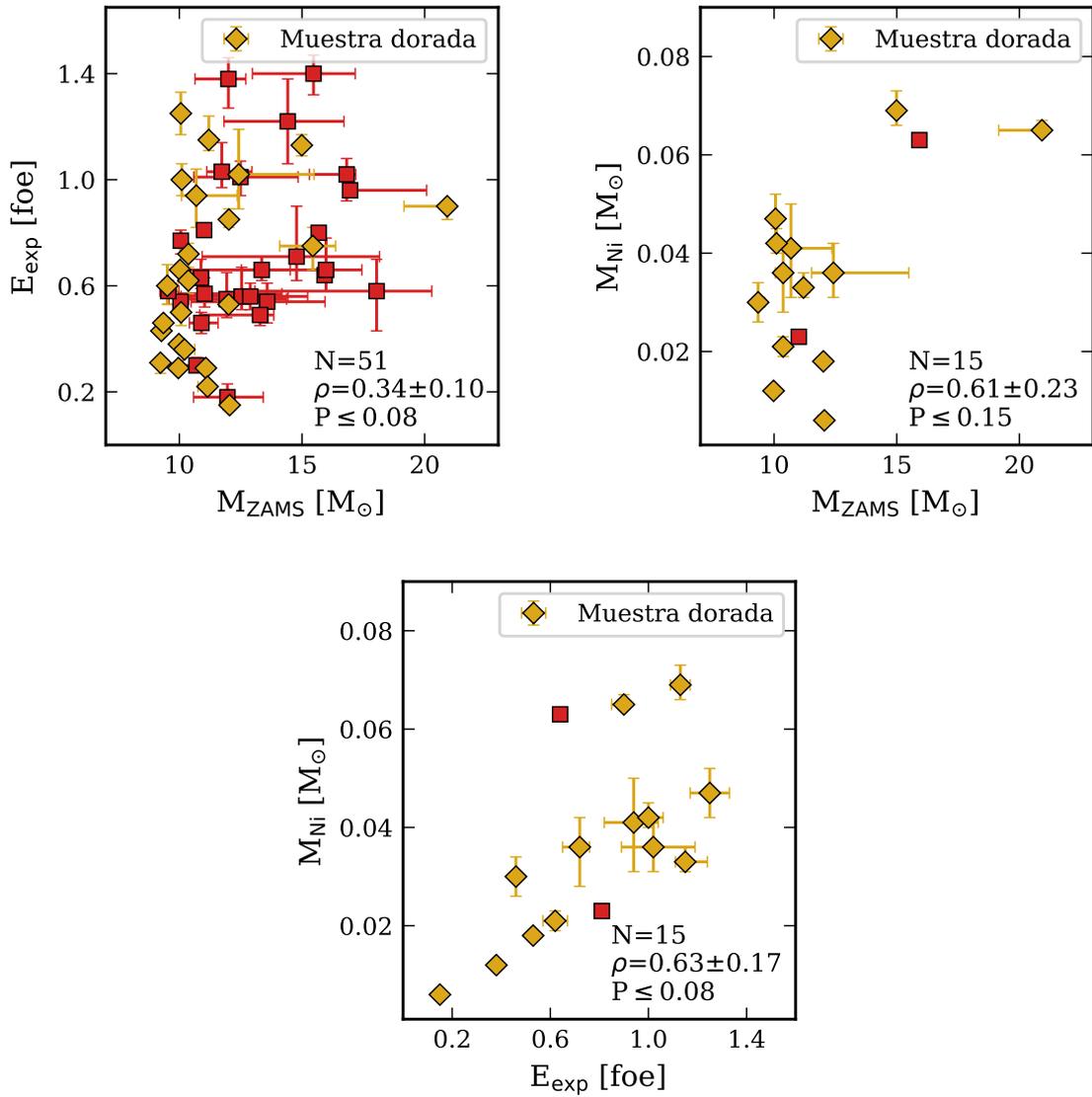


Figura 8.10: Correlaciones entre tres parámetros físicos: M_{ZAMS} , E_{exp} y M_{Ni} . Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Los marcadores amarillos representan la muestra dorada.

8.2.3. Revelando el espacio de parámetros físicos de las SNs II observadas

A lo largo de las secciones previas analizamos varias correlaciones entre propiedades físicas y observables de SNs II. Aquí nos enfocamos en examinar las partes del espacio de parámetros que no se alcanzan con las SNs II analizadas en este capítulo ya que esto puede aportar limitaciones significativas a la evolución y explosión de las estrellas masivas. La gran cantidad de SNs II en la muestra del CSP-I permite dicho análisis.

El rango observado de $OPTd$ se encuentra entre un mínimo de 42 días y un máximo de 146 días (Sección 5.4). Mientras que los valores de $OPTd$ en nuestra muestra más grandes que 100 días son reproducidos adecuadamente por modelos con una gran variedad de $M_{H,env}$ (desde los valores más pequeños a los más grandes de $M_{H,env}$ dentro de nuestra grilla de modelos; ver Figura 8.3), las SNs II en la muestra completa con los valores de $OPTd$ más cortos (~ 80 días) se encuentran siempre para $M_{H,env}$ pequeñas, específicamente $M_{H,env} \lesssim 8 M_{\odot}$. Por lo tanto, $OPTd$ tan cortos no son encontrados para $M_{H,env} \gtrsim 8 M_{\odot}$. Valores pequeños de $OPTd$ para progenitores con grandes $M_{H,env}$ podrían obtenerse para explosiones lo suficientemente energéticas, pero este no pareciera ser el caso.

M_{end} y E_{exp} muestran una relación con una baja dispersión, por lo tanto, no se encuentran SNs II poco luminosas para eventos muy energéticos y viceversa (Figura 8.4). Adicionalmente, las SNs II con M_{end} menos brillantes que ~ -16 mag no son consistentes con M_{Ni} más grandes que $\sim 0.05 M_{\odot}$.

Anteriormente ya ha sido mencionada la fuerte dependencia de M_{tail} con M_{Ni} , por lo tanto, las SNs II más luminosas durante la fase radiactiva no son compatibles con pocas cantidades de ^{56}Ni dentro del material eyectado durante la explosión, y viceversa. Más aún, algunas de las regiones del espacio de parámetros entre M_{tail} y E_{exp} no están cubiertas, específicamente aquellas que representan fases radiactivas brillantes y bajas E_{exp} . Sin embargo, esta ausencia está relacionada con la conexión física entre E_{exp} y M_{Ni} (ver Capítulo 9). Por lo tanto, también existe una ausencia de explosiones muy energéticas produciendo pequeñas cantidades de ^{56}Ni (y viceversa). Además, nuestros resultados muestran la ausencia de estrellas de alta masa como progenitores de SNs II, especialmente con energías de explosión bajas, de forma similar a algunos trabajos previos (p. ej., Morozova et al. 2018, y las referencias que allí se mencionan).

Por último, analizamos el espacio de parámetros que no está cubierto con las observaciones del parámetro s_2 . Si bien existe dispersión en la relación, observamos que los valores más grandes de s_2 no son compatibles con energías de explosión bajas (y viceversa, ver el Capítulo 9 para una discusión). Al mismo tiempo, mientras encontramos sólo una SN II con valores de s_2 pequeños (es decir, una SN II que declina lento durante la fase de recombinación) y una distribución de ^{56}Ni más concentrada dentro del material eyectado, las SNs II que declinan más rápido no son consistentes con ^{56}Ni distribuido hasta las regiones más externas del material eyectado.

8.3. Resultados usando modelos evolutivos no convencionales

A pesar que la muestra de SNs II del CSP-I consiste de 74 objetos, en el Capítulo 6 derivamos propiedades físicas para 53 eventos. Algunas SNs II fueron excluidas por diferentes razones mencionadas en ese capítulo. En la presente sección sólo mencionaremos dos SNs II relevantes —para el análisis actual— que fueron previamente excluidas: las SNs 2006Y y 2008bu. Estas SNs presentan valores inusualmente pequeños del observable $OPTd$ de 64 ± 4 días (SN 2006Y)

y 52 ± 7 días (SN 2008bu, Sección 5.4). Dado que ninguno de los modelos de explosión de nuestra grilla posee esas características, estas dos SNs II no pudieron ser modeladas.

La grilla de modelos de explosión calculada en el Capítulo 2, con la cual obtuvimos las correlaciones hasta aquí analizadas, emplea estructuras preSN calculadas con modelos evolutivos para inicializar la explosión, las cuales fueron calculadas usando las prescripciones convencionales para la tasa de pérdida de masa por vientos y los procesos de mezcla definidos en el código MESA (ver la Sección 2.2).

La Tabla 8.1 indica que E_{exp} es el parámetro físico que produce el mayor impacto sobre $OPTd$. Una energía de explosión más alta conduciría a $OPTd$ más cortas, es decir, es la dirección necesaria para reproducir las dos SNs II antes mencionadas. Sin embargo, explosiones más energéticas también producen SNs II más luminosas que se expanden a velocidades más altas, discrepando aún más con las observaciones de estos objetos. Por lo tanto, en esta sección presentamos nuevos modelos de progenitor evolucionados con una mayor tasa de pérdida de masa, lo que reduce la cantidad de material en la envoltura rica en hidrógeno al momento del colapso nuclear, y por lo tanto, la duración de la fase de recombinación. Con esta suposición somos capaces de reproducir las SNs 2006Y y 2008bu (ver también Hiramatsu et al. 2021). Más aún, para poder analizar el grado de variación de las correlaciones cuando los modelos preSN cambian, modelamos las SNs II del CSP-I observadas con la mejor cobertura temporal —previamente modeladas en el Capítulo 6 usando modelos estelares convencionales— empleando modelos de explosión provenientes de progenitores evolucionados con mayor pérdida de masa.

8.3.1. Nueva grilla de modelos de explosión

Con el fin de evaluar los parámetros físicos de las SNs II en la muestra del CSP-I que presentan una corta duración de su fase de recombinación, construimos nuevos modelos estelares al momento del colapso nuclear usando el código evolutivo MESA versión 10398 (Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018, 2019). Estos modelos fueron evolucionados a metalicidad solar sin considerar rotación. Dado que queremos reproducir las cortas fases de recombinación de las SNs 2006Y y 2008bu, adoptamos eficiencias más altas para el viento estelar durante la evolución de la estrella progenitora para reducir la masa final de la envoltura rica en hidrógeno⁴. Evolucionamos estrellas con $M_{\text{ZAMS}} = 10, 12$ y $14 M_{\odot}$ con el fin de obtener modelos con diferentes radios al momento de la explosión.

Para la pérdida de masa por vientos utilizamos la prescripción llamada *Dutch*, definida en MESA (ver Sección 2.2 para más detalle). La eficiencia de estos vientos (η) modifica linealmente la tasa de pérdida de masa y toma el valor $\eta = 1$ para los modelos evolutivos convencionales calculados en la Sección 2.2. En la presente sección, η es elegido arbitrariamente con el fin de obtener modelos evolutivos con $M_{\text{H,env}}$ dentro del rango de ~ 3.5 y $7.1 M_{\odot}$, siendo este último valor el más pequeño de $M_{\text{H,env}}$ de los modelos preSN convencionales. Los demás parámetros evolutivos se mantuvieron con los mismos valores adoptados en la Sección 2.2. Debido a que los progenitores inicialmente más masivos tienen tasas de pérdida de masa por vientos intrínsecamente más altas, sumado al rango fijo de $M_{\text{H,env}}$ que queremos alcanzar, utilizamos distintas eficiencias para el viento para cada valor de M_{ZAMS} adoptado. Es por esto que los progenitores inicialmente menos masivos fueron evolucionados con valores más grandes para la eficiencia de pérdida de masa por vientos. La Tabla 8.2 lista las características físicas de los

⁴Es importante notar que esta mayor eficiencia para los vientos estelares fue usada para imitar cualquier mecanismo que pueda producir una remoción adicional de la envoltura estelar, incluyendo por ejemplo transferencia de masa en un sistema binario y pérdidas de masa por eventos eruptivos.

modelos preSN evolucionados con mayor pérdida de masa. Además, la Figura 8.11 muestra los perfiles de densidad de estos modelos estelares. Es necesario observar que los modelos de $M_{\text{ZAMS}} = 10 M_{\odot}$ (para cualquier η) y los de $M_{\text{ZAMS}} = 12 M_{\odot}$ con $\eta = 5$ y 7 fueron calculados hasta el agotamiento del carbono en el centro debido a inconvenientes numéricos del código MESA (ver Sección 2.2 para más detalle).

Luego computamos una grilla de modelos de curvas de luz bolométrica y velocidades fotosféricas usando el código detallado en la Sección 2.1 (Bersten et al. 2011). Variamos E_{exp} entre 0.2 y 1.5 foe y M_{Ni} entre 0.005 y $0.08 M_{\odot}$ para cada modelo de progenitor. Además, adoptamos tres valores para el grado de mezcla del ^{56}Ni dentro del material eyectado por la explosión: hasta el 20 %, 50 % y 80 % de M_{preSN} .

Para evaluar los parámetros físicos que mejor representan las observaciones utilizamos el mismo método de ajuste basado en MCMC detallado en la Sección 6.1. En el Capítulo 6 usamos seis parámetros para modelar las observaciones: t_{exp} , la escala, M_{ZAMS} , E_{exp} , M_{Ni} y el grado de mezcla del ^{56}Ni en el material eyectado. Sin embargo, los modelos preSN utilizados en el Capítulo 6 adoptan las prescripciones convencionales para la evolución de estrellas aisladas; consecuentemente, M_{ZAMS} es la única variable independiente relacionada a una única estructura preSN. En la presente sección obtuvimos diferentes estructuras preSN para un mismo valor de M_{ZAMS} , dado que también modificamos la eficiencia de la pérdida de masa por los vientos estelares. Por lo tanto, incluimos a η como un parámetro adicional en el método de ajuste para romper la degeneración previa entre M_{ZAMS} y las estructuras preSN. Para todos los parámetros del modelo —excepto la escala— utilizamos una distribución inicial uniforme. Para la escala definimos una distribución Gaussiana con las mismas propiedades que las discutidas en la Sección 6.1.

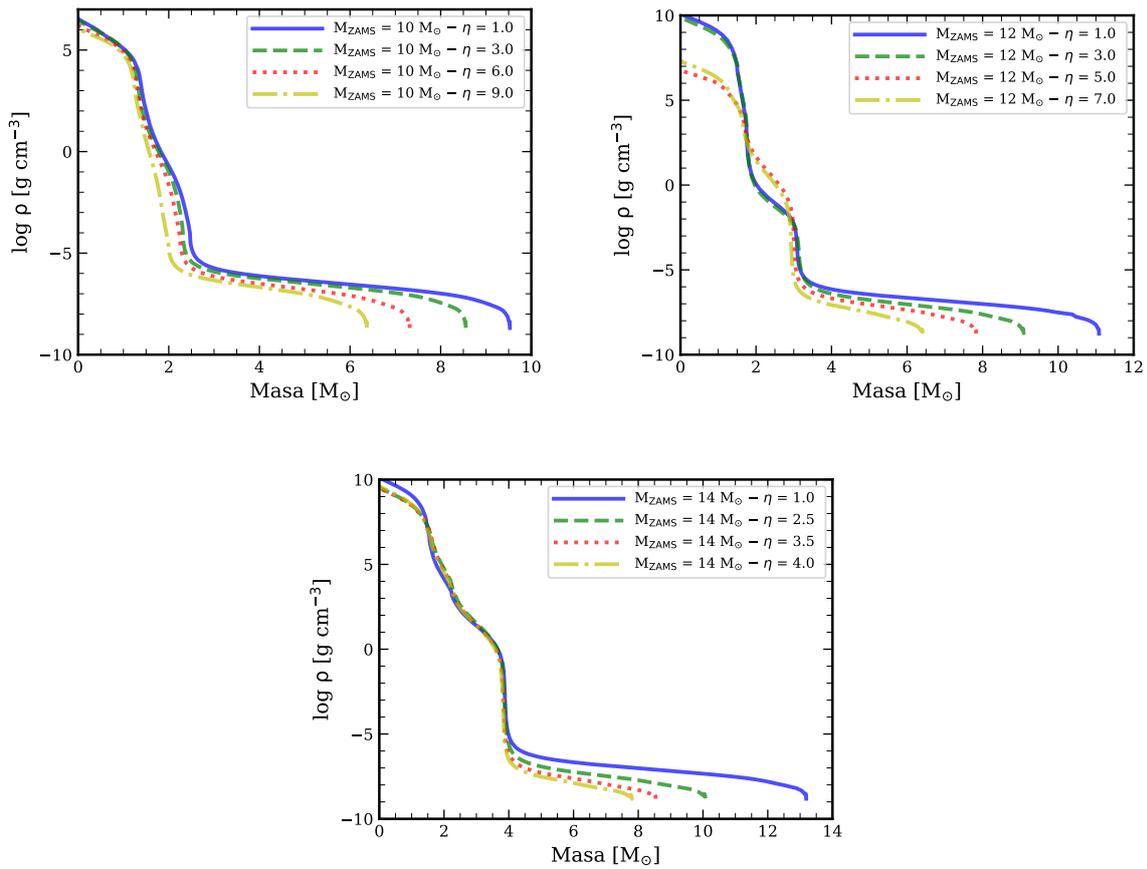


Figura 8.11: Perfiles de densidad al momento del colapso nuclear en función de la masa para estrellas de $M_{\text{ZAMS}} = 10 M_{\odot}$ (*panel superior izquierdo*), $12 M_{\odot}$ (*panel superior derecho*) y $14 M_{\odot}$ (*panel inferior*) evolucionadas con mayor pérdida de masa. Algunos modelos fueron evolucionados hasta el agotamiento del carbono en el centro estelar.

Tabla 8.2: Propiedades físicas de los modelos de progenitores evolucionados con una mayor tasa de pérdida de masa y los modelos convencionales.

M_{ZAMS} [M_{\odot}]	η	M_{preSN} [M_{\odot}]	$M_{\text{H,env}}$ [M_{\odot}]	M_{He} [M_{\odot}]	M_{CO} [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]
10	1.0	9.53	7.06	2.47	1.38	462
10	3.0	8.56	6.22	2.34	1.31	476
10	6.0	7.32	5.08	2.24	1.27	472
10	9.0	6.28	4.28	2.00	1.24	455
12	1.0	11.08	8.03	3.05	1.75	594
12	3.0	9.24	6.21	3.03	1.74	627
12	5.0	7.78	4.86	2.92	1.66	618
12	7.0	6.38	3.53	2.85	1.61	635
14	1.0	13.19	9.35	3.84	2.24	742
14	2.5	10.01	6.15	3.86	2.28	817
14	3.5	8.49	4.69	3.80	2.12	841
14	4.0	7.74	3.96	3.78	2.23	851

Notas. M_{ZAMS} , M_{preSN} , $M_{\text{H,env}}$, M_{He} , M_{CO} y R_{\star} refieren a la masa inicial, masa final, masa de la envoltura rica en hidrógeno, tamaño del núcleo de helio, tamaño del núcleo de carbono y oxígeno y radio de la estrella progenitora, respectivamente. η es un factor que indica la eficiencia de pérdida de masa por vientos estelares.

8.3.2. Correlaciones entre parámetros físicos y observables usando modelos presupernova no convencionales

Los modelos de curvas de luz y velocidades de expansión presentados en la sección previa fueron diseñados para intentar determinar las propiedades físicas de las SNs 2006Y y 2008bu, es decir, las dos SNs II en la muestra del CSP-I con las fases de plateau más cortas. Las distribuciones de los parámetros del modelo fueron construidas usando el método de ajuste basado en métodos de MCMC descrito en la Sección 8.3.1. Además, en el Apéndice C.5, presentamos modelos no convencionales obtenidos de las distribuciones de los parámetros en comparación con las observaciones de estas dos SNs II.

La curva de luz y las velocidades de expansión de la SN 2006Y se reproducen apropiadamente por modelos con $M_{\text{ey}} \simeq 5.5 M_{\odot}$, $M_{\text{H,env}} \simeq 4.4 M_{\odot}$, $R_{\star} \simeq 460 R_{\odot}$ y $E_{\text{exp}} \simeq 1.2$ foe. La estructura del progenitor es el resultado de la evolución de una estrella de $M_{\text{ZAMS}} \simeq 10.3 M_{\odot}$ y una elevada eficiencia del viento estelar de $\eta \simeq 8$. La curva de luz de la SN 2006Y fue recientemente modelada por Hiramatsu et al. (2021). En esta tesis encontramos un radio del progenitor consistente con los resultados de Hiramatsu et al. (2021), aunque estos autores encuentran una envoltura rica en hidrógeno menos masiva de $M_{\text{H,env}} = 1.7 M_{\odot}$ y una energía de explosión más baja de $E_{\text{exp}} = 0.8$ foe. Estas diferencias pueden ser atribuidas al rango de parámetros más grande estudiado por Hiramatsu et al. (2021) —particularmente M_{ZAMS} y η — o al hecho que dichos autores determinan las propiedades físicas de las SNs sin utilizar ninguna información espectral en sus ajustes. Como indicamos en la Sección 4.4, esta información es sumamente necesaria. Las observaciones de la SN 2008bu son consistentes con $M_{\text{ey}} \simeq 5.2 M_{\odot}$, $M_{\text{H,env}} \simeq 3.8 M_{\odot}$, $R_{\star} \simeq 630 R_{\odot}$ y $E_{\text{exp}} \simeq 0.5$ foe. La estructura preSN usada

para reproducir las observaciones de la SN 2008bu es la consecuencia de la evolución de una estrella de $M_{\text{ZAMS}} \simeq 11.5 M_{\odot}$ con $\eta \simeq 6$. Por lo tanto, como era de esperar, las SNs 2006Y y 2008bu se reproducen razonablemente bien con modelos preSN calculados con una significativa remoción adicional de la envoltura estelar. Estos resultados son reportados en el Apéndice A.

Inicialmente, los modelos preSN con mayor pérdida de masa, junto con sus correspondientes modelos de explosión, fueron calculados para intentar reproducir las observaciones de las SNs 2006Y y 2008bu debido a la corta duración de sus fases de plateau. Sin embargo, también utilizamos estas curvas de luz y velocidades sintéticas para modelar varias otras SNs II en la muestra del CSP-I que ya fueron modeladas en el Capítulo 6. De esta forma, buscamos determinar posibles variaciones en las correlaciones encontradas en la Sección 8.2.

Exploramos nuevas soluciones para aquellas SNs II en la muestra del CSP-I que cumplen con los siguientes criterios: (a) poseen suficientes observaciones para cubrir la fase fotosférica y, al menos, el comienzo de la transición a la fase radiactiva; (b) al menos una medición de la velocidad del Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$. Ese criterio es un poco diferente al utilizado para definir la muestra dorada ya que en este caso sólo requerimos una medición de la velocidad. Esto se debe a que la SN 2008bu posee sólo una estimación de la velocidad del Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$. Encontramos 31 SNs II —sin considerar a las SNs 2006Y y 2008bu— que cumplen con este criterio. Para estas 31 SNs II, utilizamos el método de ajuste mencionado en la Sección 8.3.1 para determinar un conjunto de parámetros físicos que sea consistente con progenitores con un grado mayor de remoción de su envoltura rica en hidrógeno. Luego, para cada SN comparamos sus observaciones con modelos obtenidos de la distribución de los parámetros del modelo. Para algunas SNs encontramos grandes diferencias entre las observaciones y los modelos no convencionales calculados en la Sección 8.3.1, particularmente en la duración de la fase de recombinación. Sin embargo, para algunas otras SNs, los modelos con mayor pérdida de masa son capaces de reproducir las observaciones. Cuantificamos la significancia de esta nueva solución respecto a aquella obtenida en el Capítulo 6 —a través del uso de modelos convencionales— usando el factor Bayes (B). Un valor $B > 10^{1/2}$ implica que la significancia de la solución utilizando progenitores con envolturas reducidas es sustancial, fuerte si B está entre 10 y 10^2 , y decisiva si $B > 10^2$ (Jeffreys 1998). Continuando con el análisis estadístico anterior, encontramos que la solución con mayor pérdida de masa es favorecida por sobre la solución convencional ($B > 10^{1/2}$) para nueve SNs II. Junto con las SNs 2006Y y 2008bu, llegamos a una muestra de 11 SNs II que es más probable que sean reproducidas con los modelos con mayor pérdida de masa. Los parámetros físicos de estas SNs II y las comparaciones entre modelos y observaciones son presentadas en los Apéndices A y C.5, respectivamente.

Estos nuevos resultados son ahora utilizados para reanalizar las correlaciones entre parámetros físicos y observables. Utilizamos los resultados de las 11 SNs II que favorecen a los modelos evolutivos no convencionales y, al mismo tiempo, los resultados inferidos usando los modelos evolutivos convencionales de estrellas aisladas (es decir, los resultados inferidos en el Capítulo 6) para el resto de las SNs II de la muestra completa. En general, encontramos relaciones similares a aquellas presentadas en la Sección 8.2.1. Las diferencias más grandes son discutidas a continuación.

La Figura 8.12 muestra el análisis de las correlaciones entre $M_{\text{H,env}}$ y Pd (panel superior izquierdo), $M_{\text{H,env}}$ y $OPTd$ (panel superior derecho) y M_{ey} y s_3 (panel inferior). $M_{\text{H,env}}$ muestra una fuerte correlación con Pd y $OPTd$. Los coeficientes de correlación son: $\rho = 0.64 \pm 0.11$ ($N = 22$) y $\rho = 0.71 \pm 0.09$ ($N = 33$), respectivamente. Además, encontramos una tendencia entre M_{ey} y s_3 con $\rho = -0.59 \pm 0.24$ ($N = 12$). En la Tabla 8.3 comparamos la fuerza de las correlaciones cuando utilizamos los resultados provenientes de los modelos convencionales y no convencionales, para aquellas correlaciones que muestran las diferencias más grandes. En-

contramos que para los tres casos mencionados anteriormente, las correlaciones son ahora considerablemente más fuertes que en cuando utilizamos los modelos convencionales (Sección 8.2.1).

La Figura 8.13 muestra M_{Ni} contra Pd y $OPTd$. En la Sección 8.2.1 encontramos una tendencia entre estos parámetros, donde las SNs II con M_{Ni} más grandes desarrollan fases de plateau y de recombinación más largas. Sin embargo, ahora sólo encontramos tendencias débiles (ver Tabla 8.3). Notamos al menos una SN II atípica en estos gráficos —la SN 2006Y— siendo las correlaciones más fuertes si este objeto es removido. La SN 2006Y presenta los valores de Pd y $OPTd$ más cortos con la estimación de M_{Ni} más grande de toda la muestra de SNs II del CSP-I ($M_{\text{Ni}} = 0.075 M_{\odot}$). Por lo tanto, esto muestra que una gran cantidad de ^{56}Ni presente en el material eyectado por la explosión no implica necesariamente largas fases de recombinación y de plateau. El resto de las correlaciones muestran poca o ninguna variación entre los resultados obtenidos con los modelos convencionales y los no convencionales, por lo que no son discutidas nuevamente.

Usando los modelos de explosión calculados a partir de los progenitores evolucionados con mayor pérdida de masa (Sección 8.3.1) también determinamos el efecto de cada parámetro físico en los observables de las SNs II. Para este propósito, medimos los observables de las curvas de luz y velocidades fotosféricas sintéticas dentro de la grilla de modelos no convencionales como describimos en la Sección 8.1. Luego, utilizamos la técnica KDA de la misma manera que en la Sección 8.2, para lo cual usamos los modelos convencionales y no convencionales juntos. La inclusión de los modelos no convencionales genera un problema dado que para algunos conjuntos de parámetros físicos (M_{ZAMS} , E_{exp} , M_{Ni} y su grado de mezcla en el material eyectado) existe más de un modelo. Este inconveniente se resuelve incorporando a η como un parámetro físico adicional. El parámetro η de eficiencia del viento toma el valor de la unidad para los modelos convencionales, y su correspondiente valor para cada modelo calculado con mayor pérdida de masa (ver la Tabla 8.2). M_{ZAMS} y η están fuertemente relacionados a M_{ey} ; como consecuencia, la combinación de M_{ZAMS} y η representa, a primer orden, el efecto de M_{ey} . Encontramos dos grandes cambios respecto a los resultados presentados en la Tabla 8.1 para los modelos convencionales. Cuando incluimos los modelos no convencionales encontramos una menor influencia de E_{exp} sobre $OPTd$, mientras que la combinación de M_{ZAMS} y η muestran un efecto más grande que el que le corresponde a M_{ZAMS} en la Tabla 8.1 para el análisis de los modelos convencionales. Más aún, el efecto de M_{ZAMS} y η sobre s_3 aumenta considerablemente, llegando a un tener un impacto relativo de 0.73 contra el valor de 0.58 encontrado para M_{ZAMS} en la Tabla 8.1.

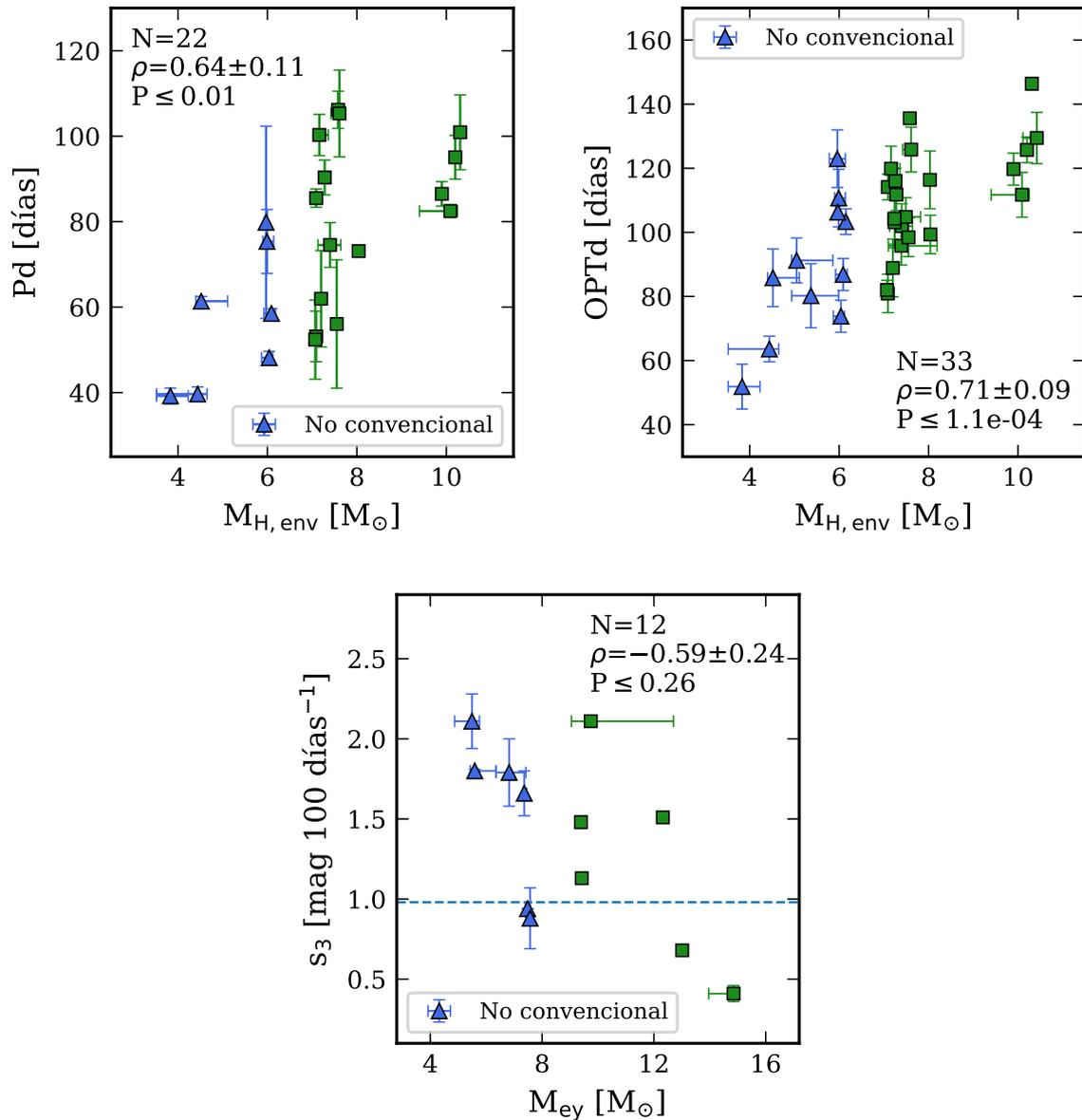


Figura 8.12: Correlaciones entre $M_{H,env}$ y Pd (panel superior izquierdo), $M_{H,env}$ y $OPTd$ (panel superior derecho) y M_{ey} y s_3 (panel inferior) usando los resultados provenientes de modelos evolutivos no convencionales. En el panel inferior, la línea negra discontinua es la tasa de declinación esperada si los fotones γ del decaimiento del ^{56}Co son completamente termalizados dentro del material eyectado en la explosión. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Los triángulos azules representan los resultados utilizando modelos evolutivos convencionales.

Tabla 8.3: Comparación de la fuerza de las correlaciones con las diferencias más grandes al utilizar los resultados convencionales y no convencionales.

Correlación	N (conv)	ρ (conv)	P (conv)
	N (no conv)	ρ (no conv)	P (no conv)
$M_{\text{H,env}} - Pd$	20	0.43 ± 0.15	≤ 0.23
	22	0.64 ± 0.10	$\leq 9.2 \times 10^{-3}$
$M_{\text{H,env}} - OPTd$	31	0.60 ± 0.11	$\leq 5 \times 10^{-3}$
	33	0.71 ± 0.09	$\leq 1.1 \times 10^{-4}$
$M_{\text{ej}} - s_3$	11	-0.47 ± 0.32	≤ 0.66
	12	-0.59 ± 0.24	≤ 0.26
$M_{\text{Ni}} - Pd$	6	0.70 ± 0.36	≤ 0.50
	7	0.26 ± 0.48	≤ 0.63
$M_{\text{Ni}} - OPTd$	15	0.49 ± 0.21	≤ 0.31
	16	0.22 ± 0.31	≤ 0.74

Notas. Los términos “conv” y “no conv” se refieren a los resultados convencionales y no convencionales, respectivamente.

Columnas: (1) correlación; (2) número de SNs II en el marco de dicha correlación; (3) coeficiente de correlación; (4) límite superior a la probabilidad de encontrar dicha correlación por azar.

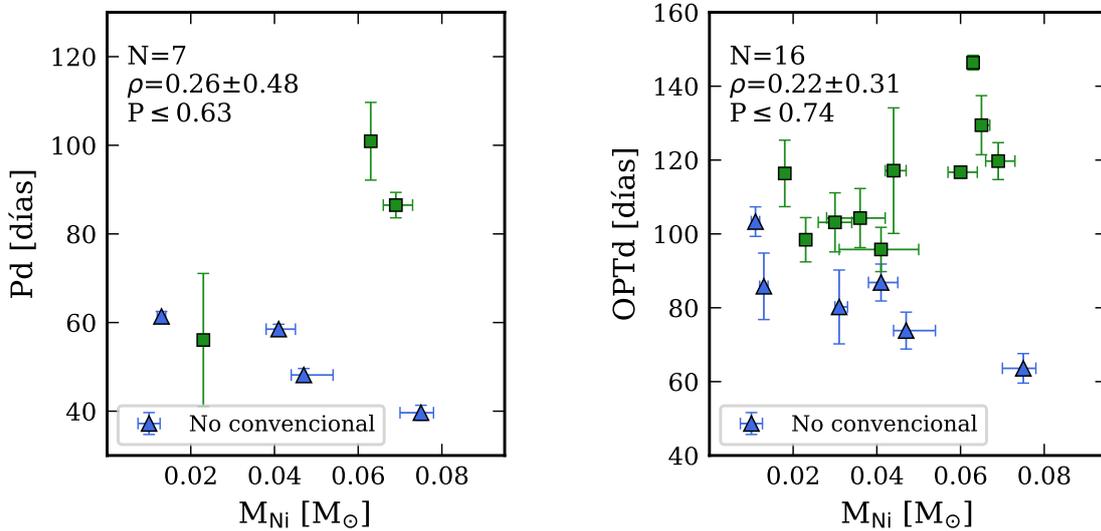


Figura 8.13: Correlaciones entre M_{Ni} y Pd (panel izquierdo) y M_{Ni} y $OPTd$ (panel derecho) usando los resultados provenientes de modelos evolutivos no convencionales. Cada figura contiene el número de eventos (N), el coeficiente de correlación (ρ) y la probabilidad de detectar dicha correlación por azar (P) usando la muestra completa. Los triángulos azules representan los resultados utilizando modelos evolutivos convencionales.

Capítulo 9

El origen de la diversidad de las SNs II

Las SNs II muestran una diversidad en sus propiedades fotométricas y espectroscópicas, la cual es atribuida a una gran variedad de propiedades físicas de las explosiones y sus progenitores. La diversidad observada ha sido estudiada en varios trabajos durante las últimas décadas. En la Sección 9.1 resumimos algunos de los resultados más destacados de la literatura sobre la diversidad de las SNs II y las correlaciones que se analizaron para caracterizar dicha diversidad. Además, en las Secciones 9.2, 9.3 y 9.4 discutimos los efectos de los parámetros físicos en la diversidad observada de las SNs II a partir de los resultados obtenidos de las correlaciones analizadas en el Capítulo 8.

9.1. La diversidad de las SNs II

La diversidad de las curvas de luz de las SNs II es conocida desde hace décadas gracias a los primeros estudios de muestras con un número considerable de SNs (p. ej., [Bertaud 1964](#)). En este sentido, [Pskovskii \(1967\)](#) analizó 18 SNs II encontrando una correlación entre el brillo máximo y la tasa de declinación de la curva de luz. Al mismo tiempo, notó que la tasa de declinación estaba correlacionada con el tiempo requerido para observar un *hump* (palabra original utilizada por el autor) en la curva de luz que dura entre 40 y 100 días después del máximo. Dicha fase luego fue redefinida con el nombre de *plateau* en [Pskovskii 1978](#), es decir, este autor encuentra que las SNs II que declinan más rápido tienen fases de plateau/recombinación más cortas.

Años más tarde, [Barbon et al. \(1979\)](#) analizaron 23 SNs II y encontraron dos morfologías para las curvas de luz en la banda *B*. Debido a esto, los autores separaron a las SNs II en dos subgrupos: IIP (dos tercios de su muestra) y IIL. La característica principal de las SNs IIP es la presencia de un *plateau* representando la fase intermedia de la curva de luz, mientras que las IIL muestran un comportamiento lineal. Cabe destacar que dicha subclasificación fue reevaluada en los últimos años (ver más abajo). Un resultado similar fue encontrado por [Young & Branch \(1989\)](#), donde los autores hicieron un estudio comparativo de las curvas de luz absolutas en la banda *B* de SNs II. Además, estos autores encontraron que las SNs IIL son homogéneas respecto a la magnitud en el máximo de la curva de luz y a la tasa de declinación luego del máximo de brillo. [Young & Branch \(1989\)](#) asociaron la homogeneidad de las SNs IIL con la poca masa eyectada durante la explosión, justificando que sino fuera así, estas SNs mostrarían un plateau (ver la discusión en la Sección 9.2). Discuten además que las curvas de luz de las SNs IIL parecieran estar potenciadas por ^{56}Ni aún a tiempos tempranos,

como ya había sido sugerido anteriormente en la literatura ([Doggett & Branch 1985](#)).

La información analizada hasta ese momento evidenciaba fuertemente la inhomogeneidad del comportamiento de las SNs II. Sus curvas de luz eran muy diferentes tanto en la duración como en las pendientes de las diferentes fases evolutivas. El posterior incremento de los datos fotométricos reveló que las dos subclases IIP y IIL no estaban bien separadas, sino que parecía existir una transición continua en sus morfologías ([Patat et al. 1994](#)).

Una gran colección de datos fotométricos de 51 SNs II fue presentada por [Patat et al. \(1993\)](#) y luego analizada por [Patat et al. \(1994\)](#). En este último trabajo, los autores estudiaron correlaciones entre observables y encontraron que las SNs II que declinan más rápido son más luminosas, tienen colores más azules y una componente de absorción del perfil P Cygni de H_α menos profunda o insignificante, respecto a las SNs IIP antes definidas (ver también la discusión en [Schlegel 1996](#)). Teniendo en cuenta el rol que juega la pérdida de masa en la evolución de los progenitores de SNs y siguiendo los trabajos de [Litvinova & Nadezhin \(1983\)](#), [Patat et al. \(1994\)](#) discuten que es razonable pensar que los diferentes tamaños y masas de las envolturas ricas en hidrógeno son las principales características que determinan las morfologías de las curvas de luz de las SNs II. En este escenario, era de esperarse que las SNs II que declinan más rápido sean más luminosas que las SNs IIP. De hecho, una envoltura rica en hidrógeno muy masiva, asociada a los eventos tipo *plateau*, podría causar una liberación más lenta de la energía y objetos más débiles, debido a la expansión e ionización.

Se ha encontrado que las SNs IIP muestran un gran rango de magnitudes en el máximo de las curvas de luz ([Young & Branch 1989](#); [Tammann & Schroeder 1990](#); [Richardson et al. 2002](#)). Más aún, [Young & Branch \(1989\)](#) discuten sobre una diversidad en las magnitudes y pendientes de la fase radiactiva usando cinco SNs IIP y cuatro IIL. Usando una herramienta estadística, [Patat et al. \(1994\)](#) encontraron una separación de las SNs II en tres grupos respecto al brillo en el máximo: brillantes, regulares y débiles. Posteriormente se ha encontrado más evidencia sobre la existencia de estos grupos (p. ej., SNs II subluminosas, [Pastorello et al. 2004](#); [Spiro et al. 2014](#); intermedias, [Takáts et al. 2014](#); y luminosas, [Inserra et al. 2013](#); [Reynolds et al. 2020](#)), así como también que existe una secuencia continua en la distribución de luminosidades (p. ej., [Anderson et al. 2014b](#)).

Sin embargo, no fue hasta esta última década cuando se comenzaron a analizar grandes muestras de SNs II, tanto desde el punto de vista fotométrico como espectroscópico, lo que permitió confirmar muchas de las características antes encontradas. En este sentido, [Anderson et al. \(2014b\)](#) analizaron 116 curvas de luz de SNs II en la banda V , definiendo varios observables como magnitudes absolutas, tasas de declinación y duraciones de las diferentes fases de las curvas de luz, y buscando correlaciones para caracterizar la diversidad de esta clase de eventos. A todas las épocas analizadas encontraron un continuo en las magnitudes absolutas. Además, las tres magnitudes estudiadas correlacionan fuertemente unas con otras, es decir, cuando una SN II es brillante durante el máximo de luminosidad de la curva de luz, también es brillante durante la fase de *plateau* y la fase radiactiva. Las pendientes de las distintas fases de la curva de luz también muestran un continuo en sus distribuciones y correlaciones entre sí. Las SNs II que declinan más rápido a épocas tempranas generalmente también declinan más rápido durante la fase de *plateau* y la fase radiactiva. Además, no hay evidencia de múltiples morfologías para la curva de luz, las cuales separan las SNs IIP y IIL. Adicionalmente, mientras que las SNs II más débiles declinan más lentamente, las SNs II más luminosas declinan más rápido durante la fase de *plateau*, lo que es consistente con algunos trabajos previos ([Young & Branch 1989](#); [Patat et al. 1994](#)). El continuo de propiedades también se refleja en la duración de la fase de *plateau* y la fase fotosférica, las cuales están íntimamente relacionadas con la cantidad de material y extensión de la envoltura rica en hidrógeno, entre otros

parámetros físicos. Debido a esto, sumado al hecho que las SNs II que declinan más rápido presentan fases de plateau más cortas, se supone que dichas SNs II provienen de progenitores con envolturas ricas en hidrógeno poco masivas.

En definitiva, se encuentra un gran continuo de propiedades tanto en las curvas de luz en la banda V (Anderson et al. 2014b; Valenti et al. 2016; Gutiérrez et al. 2017a) como en las demás bandas ópticas (Faran et al. 2014a,b; Sanders et al. 2015; Galbany et al. 2016; Rubin & Gal-Yam 2016; de Jaeger et al. 2019). El continuo encontrado podría implicar que las SNs II son producidas a partir de un continuo de propiedades físicas de los progenitores, como por ejemplo en la masa inicial. La idea de un continuo en las propiedades físicas de los progenitores había sido sugerida anteriormente a través del modelado de curvas de luz. Blinnikov & Bartunov (1993) sugirieron que la diversidad de SNs II podría ser explicada a través de las diferencias en la cantidad de hidrógeno presente en la envoltura del progenitor al momento de la explosión. Sin embargo, notar que la energía inyectada a la envoltura también influye sobre la duración y pendiente de la fase de plateau (Bersten 2013, Sección 8.2).

Para varias SNs II, la pendiente de la fase radiactiva es más grande que el valor teórico esperado si se supone que todos los fotones γ provenientes del decaimiento del ^{56}Co son termalizados por la envoltura en expansión. Esto sugiere que en estos casos la cantidad de masa y/o densidad del material eyectado son lo suficientemente bajas como para absorber la radiación γ . La correlación encontrada entre la pendiente de la fase radiactiva y la de la fase de plateau pareciera sugerir que los progenitores de las SNs II que declinan rápido tienen envolturas menos masivas y/o menos densas (Blinnikov & Bartunov 1993, y la Sección 9.2).

Desde el punto de vista espectroscópico ya hemos mencionado parte de la diversidad encontrada, particularmente en la componente de absorción de $\text{H}\alpha$ (p. ej., Schlegel 1996; Faran et al. 2014b). Gutiérrez et al. (2014) analizaron dicha componente para 52 SNs II y encontraron que los objetos más luminosos, con curvas de luz que declinan más rápido y tienen fases de plateau más cortas también muestran, en general, una componente de absorción del perfil P Cygni de $\text{H}\alpha$ menos prominente respecto a la componente de emisión. Schlegel (1996) propuso varias posibles explicaciones a este comportamiento, algunas de las cuales han sido descartadas en ese mismo trabajo. Las más probables podrían ser: (a) que exista una emisión adicional —posiblemente debido a scattering de electrones— que llena la componente de absorción; (b) que la masa de la envoltura de hidrógeno sea pequeña; y/o (c) que exista un gradiente de densidad muy pronunciado en el material eyectado durante la explosión. La diversidad espectroscópica no solo existe en el perfil P Cygni de $\text{H}\alpha$, sino también en las velocidades y pEWs de varias líneas (p. ej., Anderson et al. 2014a; Faran et al. 2014a; Gutiérrez et al. 2017b,a).

En resumen, el estudio de grandes muestras de SNs II permitió aseverar el continuo y la gran diversidad observacional de dicha clase de SNs, los cuales están íntimamente asociados a las diferencias en las propiedades físicas de los progenitores y sus explosiones. A continuación discutiremos la diversidad observada a partir de los resultados provenientes de las correlaciones entre parámetros físicos y observables analizadas en el Capítulo 8.

9.2. El efecto de la energía de la explosión

El análisis desarrollado en la Sección 8.2 pareciera indicar que la mayor parte de la diversidad observada en las curvas de luz de SNs II puede atribuirse a diferencias en la energía de la explosión, al menos cuando se adoptan modelos evolutivos aislados convencionales. Una

explosión más energética conduce a SNs II más luminosas con velocidades de expansión más altas, lo que produce que el material eyectado durante la explosión se enfríe y recombine más rápidamente, produciendo fases de plateau y de recombinación más cortas. Más aún, una expansión más rápida del material eyectado por la SN induce densidades más bajas a tiempos más tempranos. Cuando la densidad del material eyectado es lo suficientemente baja, el frente de enfriamiento —que es el responsable de provocar la morfología de plateau— no puede formarse, lo que resulta en fases de plateau que declinan más rápido (Grassberg et al. 1971; Blinnikov & Bartunov 1993). Una expansión más rápida también produce un enfriamiento más rápido del material eyectado por la SN, lo que es consistente con el escenario planteado en de Jaeger et al. (2018), donde las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau tienen índices de color más rojos a tiempos tardíos. Adicionalmente, explosiones más energéticas producen más ^{56}Ni , lo que causa una mayor variación en el brillo de la fase final del plateau y la fase radiactiva. A continuación compararemos nuestros resultados con aquellos de estudios previos.

La pendiente de la curva de luz durante la fase de plateau (s_2) es uno de los parámetros que muestran una gran diversidad y un espectro de valores (Anderson et al. 2014b; Sanders et al. 2015; Galbany et al. 2016; Valenti et al. 2016; Rubin & Gal-Yam 2016; de Jaeger et al. 2019). Los estudios teóricos sugieren que las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau son producidas debido a la reducción de la masa de la envoltura rica en hidrógeno del progenitor (p. ej., Blinnikov & Bartunov 1993; Hillier & Dessart 2019). Los estudios observacionales respaldan este escenario basados en correlaciones entre s_2 y observables que están principalmente relacionados con $M_{\text{H,env}}$, como Pd y $OPTd$ (Anderson et al. 2014b; Gutiérrez et al. 2017a). Sin embargo, a pesar que la reducción de $M_{\text{H,env}}$ produce satisfactoriamente las bajas densidades del material eyectado necesarias para evitar el frente de enfriamiento, estas bajas densidades también pueden ser alcanzadas por explosiones lo suficientemente energéticas.

Nuestros resultados muestran la ausencia de correlación entre $M_{\text{H,env}}$ y s_2 (ver la Figura 8.6). Este análisis no contradice la predicción que la reducción de $M_{\text{H,env}}$ produce SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau; de hecho, algunas de las SNs II que declinan más rápido en nuestra muestra son consistentes con los valores más pequeños de $M_{\text{H,env}}$ analizados en nuestros modelos. Más bien, nuestro análisis podría implicar que $M_{\text{H,env}}$ podría no ser el principal impulsor de la diversidad observada en s_2 . No obstante, nuestra grilla de modelos preSN fue calculada suponiendo evolución estelar aislada y las prescripciones convencionales para la tasa de pérdida de masa, lo que no considera progenitores con envolturas altamente removidas. A pesar que esto pueda sesgar nuestras conclusiones, los resultados usando modelos de explosión a partir de modelos evolutivos no convencionales también sugieren la falta de correlación entre $M_{\text{H,env}}$ y s_2 (Figura C.24). Es preciso notar que sólo un pequeño rango de $M_{\text{H,env}}$ ha sido estudiado en esta tesis y que es necesario un análisis más exhaustivo.

También ha sido sugerido que la cantidad de ^{56}Ni puede explicar la diversidad de s_2 . La Figura C.18 indica que la luminosidad durante la fase final del plateau se incrementa si existe ^{56}Ni dentro del material eyectado por la SN, produciendo una pendiente menos inclinada. Además, el panel superior izquierdo de la Figura C.20 muestra claramente el efecto del ^{56}Ni sobre s_2 , el cual puede variar hasta $\sim 1 \text{ mag } 100 \text{ d}^{-1}$ para los modelos graficados en esa figura. Esto también fue propuesto en estudios teóricos previos (Bersten 2013; Kozyreva et al. 2019). Desde el punto de vista observacional, Nakar et al. (2016) analizaron una muestra de 24 SNs II y concluyeron que el ^{56}Ni puede aplanar la fase de plateau. A pesar que los eventos con bajas cantidades de ^{56}Ni pueden producir SNs II que declinan rápido durante la fase de plateau, no

encontramos una relación clara entre M_{Ni} y s_2 para las SNs II de la muestra del CSP-I, en concordancia con los resultados de [Gutiérrez et al. \(2017a\)](#).

Un escenario alternativo para la diversidad de s_2 incluye la interacción del material eyectado por la SN con un CSM denso que rodea la estrella progenitora. La presencia de un CSM puede aumentar la luminosidad a tiempos tempranos, por lo tanto resultando en curvas de luz que declinan rápido. [Morozova et al. \(2017\)](#) muestran que las curvas de luz en bandas fotométricas de SNs II que declinan tanto lentamente como rápidamente se reproducen adecuadamente a partir de la explosión de una estrella supergigante roja que colisiona con un CSM denso de diversas propiedades (ver también [Hillier & Dessart 2019](#)). Sin embargo, si el CSM es poco masivo —lo que es usual para las SNs II— sólo se ve afectada la curva de luz temprana. Sin considerar los efectos de la interacción con un CSM, en esta tesis encontramos que nuestros modelos reproducen bien la mayoría de las SNs II con buena cobertura temporal a partir de 30 días luego de la explosión, incluyendo las SNs II que declinan rápido. Por lo tanto, no esperamos que los efectos de la interacción con un CSM dominen la tasa de declinación de la luminosidad a tiempos más tardíos.

[Kozyreva et al. \(2019\)](#) sugieren que los eventos más energéticos evolucionan y declinan más rápido si la contribución del ^{56}Ni es ignorada. Esto es un tanto similar a nuestros hallazgos. En la Sección 8.2.1 presentamos una evidente correlación entre E_{exp} y s_2 , lo que implica que las SNs II que declinan más rápido son consistentes con explosiones más energéticas. Adicionalmente, a partir del análisis de los observables medidos de los modelos a través de la técnica de KDA (Tabla 8.1), encontramos que E_{exp} es el parámetro físico que más influye sobre la pendiente s_2 . Por estas razones, concluimos que E_{exp} es el parámetro físico que más contribuye a la diversidad observada de s_2 , siempre bajo nuestra suposición de modelos evolutivos aislados y convencionales.

Ciertos estudios previos encontraron que E_{exp} está fuertemente relacionada a Pd y $OPTd$, ya que explosiones más energéticas conllevan a velocidades de expansión más altas, y por lo tanto a un enfriamiento y una recombinación total del hidrógeno más rápida (p. ej., [Bersten 2013](#); [Dessart et al. 2013](#)). Esto se encuentra respaldado por nuestros resultados dado que encontramos una anticorrelación entre E_{exp} y Pd , así como también entre E_{exp} y $OPTd$. Además, estudios observacionales encontraron una anticorrelación entre Pd y las velocidades de expansión de las SNs II, las cuales están estrechamente relacionadas a E_{exp} ([Faran et al. 2014a](#); [Gutiérrez et al. 2017a](#)). Pd también se ve afectado por la masa de la envoltura rica en hidrógeno, como se discute en la Sección 9.3.

En la Sección 8.2.1 encontramos una muy fuerte correlación entre E_{exp} y M_{end} , en línea con algunas predicciones teóricas previas ([Bersten 2013](#)). Esto también se observa en estudios observacionales, donde se encuentra que las SNs II más luminosas desarrollan velocidades de expansión más altas, y por lo tanto deben proceder de explosiones más energéticas (p. ej., [Hamuy & Pinto 2002](#); [Gutiérrez et al. 2017a](#)). Si bien existen excepciones a esta relación, con SNs II que muestran velocidades de expansión bajas y grandes luminosidades ([Rodríguez et al. 2020](#)), estas características observacionales posiblemente se deban a la interacción del material eyectado por la SN con un CSM masivo.

El análisis de las correlaciones también exhibió una muy fuerte correlación entre E_{exp} y M_{tail} (ver también [Gutiérrez et al. 2017a](#)). Sin embargo, M_{tail} depende fuertemente de la cantidad de ^{56}Ni presente en el material eyectado durante la explosión ([Woosley et al. 1989](#)) y no —directamente— de E_{exp} . Más aún, encontramos que M_{tail} no se ve muy afectado por E_{exp} (Figura C.19). Por lo tanto, no deberíamos esperar una correlación entre E_{exp} y M_{tail} . La limitación presente en este análisis es que estamos tratando a E_{exp} y M_{Ni} como variables

puramente independientes cuando podrían estar íntimamente conectados.

La producción de ^{56}Ni ocurre durante la explosión de la SN. Luego del colapso nuclear, se forma una onda de choque que acelera y calienta el material estelar que se encuentra en las regiones externas a aquella donde la protoestrella de neutrones se está formando. La cantidad total de ^{56}Ni sintetizado depende de la masa de la estrella expuesta a temperaturas más altas que 5×10^9 K. Por encima de esta temperatura ocurre la quema explosiva del silicio, donde el ^{56}Ni domina la producción de especies nucleares (Woosley & Weaver 1995; Thielemann et al. 1996; Umeda & Nomoto 2002). Si la energía de la explosión es baja, la temperatura necesaria para la quema explosiva del silicio sólo se alcanza en las regiones más internas del material expulsado por la explosión, mientras que una explosión más energética aumenta la masa expuesta a las altas temperaturas (Sukhbold et al. 2016). Por lo tanto, se prevé una correlación positiva entre E_{exp} y M_{Ni} . Nuestros resultados muestran una fuerte correlación entre estos dos parámetros físicos (ver la Figura 8.10). Además, encontramos una correlación entre M_{Ni} y la velocidad del Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ ($\rho = 0.58 \pm 0.21$), consistente con previos estudios observacionales (p. ej., Hamuy 2003; Spiro et al. 2014; Gutiérrez et al. 2017a). Las correlaciones entre E_{exp} , M_{Ni} , M_{end} y las velocidades de expansión respaldan la hipótesis que E_{exp} es el principal responsable de las relaciones discutidas anteriormente: explosiones más energéticas producen SNs II más luminosas con mayores velocidades de expansión y más M_{Ni} , lo que incrementa la luminosidad de la fase radiactiva.

El estudio desarrollado en esta tesis sugiere que la energía de la explosión es el parámetro físico que más impacta en la diversidad de las SNs II, lo que nos hace preguntar ¿qué determina la energía de la explosión? Las estrellas masivas desarrollan un núcleo de hierro en el centro durante la última etapa de quema nuclear. Al final de la evolución de las estrellas masivas, el núcleo de hierro se vuelve inestable frente a la gravedad y comienza a colapsar. El colapso de las partes centrales es detenido cuando se alcanzan densidades nucleares, momento en el cual el material colapsante rebota originando una onda de choque. Sin embargo, esta onda de choque no es lo suficientemente energética y falla en desencadenar la explosión (p. ej., Janka 2012). El mecanismo que deposita energía en la envoltura para revertir el estancamiento de la onda de choque y que se produzca la explosión todavía se encuentra en debate, aunque el llamado *mecanismo impulsado por neutrinos* es el escenario más favorecido (Bethe & Wilson 1985; Janka 2012). La energía de ligadura gravitatoria de la estrella de neutrones ($\gtrsim 10^{53}$ erg) es liberada en forma de neutrinos cuando el núcleo de una estrella masiva colapsa hacia una estrella de neutrones. La interacción de una fracción de este flujo de neutrinos con el material de la envoltura estelar potencia la explosión (Colgate & White 1966; Janka et al. 2016). La rápida rotación del núcleo colapsante y los campos magnéticos también podrían jugar un rol importante (LeBlanc & Wilson 1970; Bisnovatyi-Kogan 1971).

Muchos trabajos teóricos y observacionales han analizado una posible conexión entre E_{exp} y M_{ZAMS} (o M_{ey}). Desde el punto de vista observacional, Hamuy (2003) y Pejcha & Prieto (2015b) usaron las relaciones analíticas de Litvinova & Nadezhin (1985) y encontraron una correlación entre E_{exp} y M_{ey} . El modelado hidrodinámico de varias SNs II revela una tendencia general con progenitores más masivos experimentando explosiones más energéticas, aunque con una gran dispersión (p. ej., Pumo et al. 2017; Morozova et al. 2018; Eldridge et al. 2019; Utrobin & Chugai 2019; Ricks & Dwarkadas 2019; Martinez & Bersten 2019; Martinez et al. 2020). Lo mismo es encontrado en esta tesis (Sección 8.2.2). Sin embargo, los modelos de explosión basados en el mecanismo impulsado por neutrinos han encontrado poca evidencia de una correlación entre E_{exp} y la masa del progenitor (Ugliano et al. 2012; Pejcha & Thompson 2015; Ertl et al. 2016; Sukhbold et al. 2016). Ninguno de estos estudios recupera un incremento monotónico en E_{exp} con M_{ZAMS} . Recientemente, simulaciones

3D del colapso nuclear encontraron que los progenitores menos masivos producen explosiones menos energéticas, mientras que los progenitores más masivos experimentan explosiones más energéticas (Burrows et al. 2020). Burrows & Vartanyan (2021) muestran que la tendencia general de la relación masa–energía inferida por los estudios observacionales es reproducida por los modelos teóricos, aunque existe cierta dispersión tanto en las observaciones como en los modelos. Además, Burrows & Vartanyan (2021) argumentan que una diversidad de E_{exp} , junto con otras propiedades físicas, podría obtenerse para la misma estructura preSN inicial.

9.3. El efecto de la masa de la envoltura rica en hidrógeno

Durante la fase de plateau, la recombinación del hidrógeno ocurre en diferentes capas del material eyectado por la SN mientras un frente de recombinación retrocede —en coordenada masa— a través de la envoltura en expansión (Grassberg et al. 1971; Bersten et al. 2011). Debido a que la opacidad está dominada por el scattering de electrones, la opacidad disminuye hacia afuera desde el frente de recombinación permitiendo que la radiación se escape. Por lo tanto, la duración de la fase de plateau está íntimamente conectada a la masa de la envoltura rica en hidrógeno al momento del colapso nuclear, entre otras propiedades físicas. Las SNs II con fases de plateau cortas están usualmente asociadas con envolturas ricas en hidrógeno poco masivas (Sección 8.3.2), mientras que se encuentra lo opuesto para las SNs II con largas fases de plateau (p. ej., Litvinova & Nadezhin 1983). Nuestros resultados son consistentes con este escenario dado que encontramos correlaciones moderadas entre $M_{\text{H,env}}$ y Pd , así como también con $OPTd$.

Anderson et al. (2014b) y Gutiérrez et al. (2017a) introdujeron un observable adicional como trazador de la masa de la envoltura de los progenitores de SNs II. Ambos estudios encontraron que el observable s_3 (medido desde las curvas de luz en la banda V) es usualmente más empinado que lo esperado debido a la tasa de decaimiento del ^{56}Co si todos los fotones γ son termalizados (Woosley et al. 1989). Además, Anderson et al. (2014b) y Gutiérrez et al. (2017a) encontraron que dicho observable está fuertemente relacionado a Pd y $OPTd$ (también medidos respecto a las curvas de luz en la banda V), en la dirección que las SNs II con fases de plateau más cortas muestran pendientes más empinadas durante la fase radiactiva. Esto podría sugerir que, en estos casos, $M_{\text{H,env}}$ es lo bastante pequeña para evitar la termalización completa de los fotones γ , lo que causa valores más grandes de s_3 . Si bien en principio en esta tesis encontramos una tendencia débil entre M_{ey} y s_3 (en este caso medido desde la curva de luz bolométrica), la significancia de esta correlación es pequeña (Figura 8.8).

En la Sección 8.3.2 encontramos que las correlaciones antes mencionadas son mucho más fuertes cuando se tienen en cuenta los resultados utilizando progenitores evolucionados con mayor pérdida de masa —es decir, con envolturas menos masivas— lo que conduce a las siguientes conclusiones: (1) s_3 se ve afectado por la masa del material eyectado durante la explosión, lo que es consistente con el análisis presentado en la Tabla 8.1 y Sección 8.3.2, donde encontramos que la masa es el parámetro físico que causa el mayor impacto sobre s_3 , y con estudios previos en la literatura; (2) es necesario considerar progenitores con envolturas menos masivas que las predichas por la evolución estelar aislada convencional para reproducir la gran dependencia de $M_{\text{H,env}}$ con Pd y $OPTd$ (Figura 8.12). Más aún, en el Capítulo 7 encontramos una clara inconsistencia entre la distribución de M_{ZAMS} de los progenitores de SNs II y una IMF de Salpeter para estrellas masivas, para lo cual propusimos que la pérdida de masa adicional durante la evolución estelar podría ser una solución a esta incompatibilidad. Por lo tanto, nuestros hallazgos parecen sugerir que se necesita una mayor pérdida de masa

durante la evolución estelar para reproducir las observaciones. Sin embargo, estudios recientes sugieren que las prescripciones para las tasas de pérdida de masa por vientos estelares usadas en la evolución estelar sobrestiman la pérdida de masa por vientos (Puls et al. 2008; Smith 2014; Beasor et al. 2020). El incremento de la tasa de pérdida de masa por vientos de nuestros modelos fue utilizado con el fin de imitar, a primer orden, cualquier mecanismo que provoque una remoción adicional de masa a la envoltura estelar (Sección 8.3.1). Alternativamente, las erupciones estelares, la rotación y la transferencia de masa debido al desborde del lóbulo de Roche dentro de un sistema binario deberían ser estudiadas más detalladamente.

La masa de la envoltura rica en hidrógeno es un parámetro muy importante en este estudio; por lo tanto, en la Figura 9.1 comparamos la distribución de $M_{H,env}$ de nuestros modelos de progenitores aislados con la distribución estimada al suponer evolución binaria usando el código *Binary Population and Spectral Synthesis* (BPASS) versión 2.1 (Eldridge et al. 2017). Además, incluimos modelos de progenitores aislados calculados con un código diferente. Sukhbold et al. (2016) presentaron modelos aislados preSN para un gran rango de M_{ZAMS} calculados con el código KEPLER (Weaver et al. 1978; Woosley et al. 2002), aunque para esta comparación, sólo utilizamos los modelos con M_{ZAMS} entre 9 y $25 M_{\odot}$ para ser consistentes con los modelos estelares calculados en esta tesis. Encontramos un rango de valores similar entre nuestra distribución de $M_{H,env}$ y la de Sukhbold et al. (2016). Para la comparación con la distribución del BPASS, también solicitamos que el rango de M_{ZAMS} de las estrellas primarias (es decir, las estrellas inicialmente más masivas del sistema) se encuentre limitado entre 9 y $25 M_{\odot}$. Además, también solicitamos que la estrellas termine su evolución como una supergigante roja. Las estrellas que pierden masa a través del desborde del lóbulo de Roche terminan su evolución con $M_{H,env}$ más pequeñas que si hubiesen evolucionado como estrellas aisladas, produciendo una distribución más ancha que llega a valores más pequeños de $M_{H,env}$ que los encontrados en nuestros modelos. Si los efectos de la evolución binaria son tenidos en cuenta se encuentra una diversidad destacable en $M_{H,env}$, con valores que van desde un mínimo de $0.1 M_{\odot}$ hasta un valor máximo de $29 M_{\odot}$ ¹. En resumen, existen diferencias en la distribución de $M_{H,env}$ entre los modelos aislados y binarios, lo que podría afectar nuestros resultados. Sin embargo, el objetivo de nuestro estudio es testear las predicciones de la evolución aislada convencional a través de correlaciones entre propiedades físicas y observables de SNs II. Un estudio incluyendo los efectos de la evolución binaria es dejado para el futuro.

¹Sin embargo, algunas de las estrellas en la distribución del BPASS no producirán las SNs II estudiadas en esta tesis. Las estrellas con envolturas ricas en hidrógeno poco masivas podrían producir eventos tipo SNs IIB. Además, algunos de los sistemas binarios podrían fusionarse y terminar su evolución con $M_{H,env} \gtrsim 10 M_{\odot}$, lo que podría producir SNs II con *OPTd* más largos que ~ 150 días (llamadas *long-SNe IIP* por Eldridge et al. 2018).

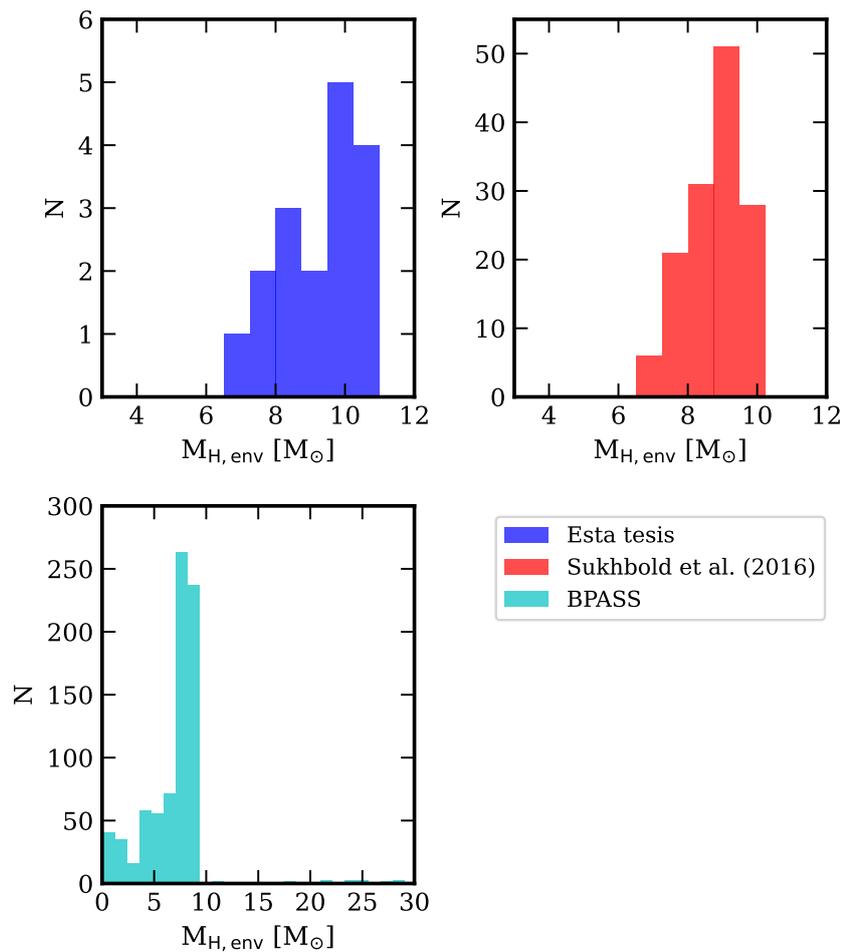


Figura 9.1: Distribución de $M_{H,env}$ de los modelos preSN convencionales utilizados en esta tesis en comparación con las distribuciones calculadas usando otros códigos evolutivos, adoptando tanto evolución estelar aislada (KEPLER) como binaria (BPASS).

9.4. El efecto de la mezcla del material radiactivo

El análisis del impacto relativo de cada parámetro físico en el observable s_2 sugiere que E_{exp} es el parámetro que impulsa su variación en mayor medida, mientras que el grado de mezcla del ^{56}Ni dentro del material eyectado muestra sólo una influencia menor en la diversidad de s_2 (Tabla 8.1). Sin embargo, en la Sección 8.2.1 encontramos una fuerte anticorrelación entre el grado de mezcla de ^{56}Ni y s_2 , en la dirección que las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau son consistentes con ^{56}Ni más concentrado en las regiones internas de la envoltura en expansión.

El efecto de la distribución de ^{56}Ni en la morfología de las curvas de luz de SNs II fue previamente estudiado en la literatura. La distribución del material radiactivo determina el tiempo a partir del cual el ^{56}Ni empieza a afectar la curva de luz (p. ej., Bersten et al. 2011; Kozyreva et al. 2019). Una distribución de ^{56}Ni más extendida influye la curva de luz desde la fase de plateau temprana, mientras que una distribución más concentrada en las regiones internas del material eyectado empieza a afectar la curva de luz durante la última parte de la fase de plateau (ver Bersten et al. 2011, su Figura 12). Antes que la fotosfera retroceda a las capas que contienen ^{56}Ni , el comportamiento de la curva de luz es similar a aquella en ausencia de ^{56}Ni , que naturalmente provoca una disminución de la luminosidad durante la fase de plateau. Por lo tanto, es necesario que el ^{56}Ni se encuentre mayormente concentrado en las regiones internas del material expulsado por la SN para producir un rápido descenso de la luminosidad durante la fase de plateau, es decir, valores más grandes de s_2 . En resumen, encontramos que las SNs II que declinan rápido son consistentes con las explosiones más energéticas y una mezcla de ^{56}Ni a pequeña escala. A continuación analizamos una posible conexión entre ambos parámetros físicos.

La mezcla de elementos pesados en el material en expansión es causado por inestabilidades de RT que aparecen una vez que la onda de choque atraviesa la interfaz de composición química entre el núcleo de carbono y oxígeno y el núcleo de helio, y entre el núcleo de helio y la envoltura rica en hidrógeno. Numerosas simulaciones numéricas han sido llevadas a cabo usando estrellas supergigantes azules como progenitores de SNs para reproducir la mezcla de ^{56}Ni a gran escala presente en la SN 1987A, pero sólo una pequeña cantidad de modelos de explosión han sido calculados para estrellas supergigantes rojas. Recientemente, Wongwathanarat et al. (2015) calcularon simulaciones 3D y encontraron que el grado de mezcla de ^{56}Ni depende de la estructura del progenitor (p. ej., la cantidad de masa del núcleo de carbono y oxígeno, el perfil de densidad del núcleo de helio, y el gradiente de densidad en la interfaz entre el núcleo de helio y la envoltura rica en hidrógeno), la energía de explosión y las asimetrías creadas por el mecanismo de explosión. Las explosiones más energéticas producen una propagación más rápida del ^{56}Ni dentro del material de la SN, pero también resultan en una onda de choque que se propaga más rápido (Wongwathanarat et al. 2015). Por lo tanto, en principio, no se espera que E_{exp} esté relacionado con la mezcla del material radiactivo, implicado que la correlación encontrada entre el grado de mezcla de ^{56}Ni y la pendiente de la curva de luz durante la fase de plateau es auténtica.

El análisis del impacto de cada parámetro físico sobre la diversidad observacional de las SNs II muestra que el grado de mezcla de ^{56}Ni dentro del material expulsado por la SN produce cambios mínimos en $OPTd$, aunque al mismo tiempo, encontramos una fuerte correlación entre ambos parámetros basada en los resultados alcanzados con la muestra del CSP-I (ver la Sección 8.2.1). Por lo tanto, esta correlación podría ser consecuencia de algunas correlaciones adicionales, como por ejemplo: las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau tienen Pd más cortos (p. ej., Pskovskii 1967; Anderson et al. 2014b, Figura C.23), y son

9.4. El efecto de la mezcla del material radiactivo

consistentes con un material radiactivo concentrado en las regiones más internas (Figura 8.5).

Capítulo 10

Conclusiones

El objetivo de esta tesis era estudiar una gran base de datos de SNe II de excelente calidad y cobertura temporal con el fin de mejorar nuestro entendimiento sobre la diversidad de este tipo de SNe en términos de las propiedades de sus progenitores y de la explosión. Para ello, buscamos reproducir la curva de luz bolométrica y la evolución de la velocidad fotosférica de cada una de las SNe II en la muestra utilizando modelos hidrodinámicos que simulan la explosión de las estrellas y, de esta forma, estimamos sus propiedades físicas.

Empezamos calculando una grilla de modelos hidrodinámicos en un amplio espacio de parámetros físicos utilizando estructuras estelares al momento del colapso nuclear provenientes de cálculos evolutivos. Adoptamos progenitores aislados que fueron evolucionados a metalicidad solar utilizando valores convencionales para varios parámetros evolutivos (eficiencia de la pérdida de masa por vientos, longitud de mezcla y semiconvección). Por lo tanto, nuestros resultados están limitados a los modelos evolutivos adoptados y dependen de las suposiciones adoptadas sobre dichos parámetros evolutivos. El modelado de la curva de luz y las velocidades fotosféricas puede proveer estimaciones para las propiedades de la explosión (p. ej., E_{exp} , M_{Ni} y el grado de mezcla del ^{56}Ni dentro del material eyectado por la SN) y de los progenitores (p. ej., M_{ZAMS} , $M_{\text{H,env}}$, R_{\star} , etc.), aunque no siempre existe una única solución a nuestro problema. Por lo tanto, se estudió e implementó un método de ajuste para derivar las distribuciones de los parámetros físicos basado en métodos de MCMC.

Hemos aplicado este método de ajuste a la curva de luz bolométrica y la evolución de la velocidad fotosférica de un conjunto de SNe II muy estudiadas en la literatura (SNe 2004A, 2004et, 2005cs, 2008bk, 2012aw, 2012ec, 2017eaw y 2018aoq) con el fin de comparar con resultados previos provenientes del análisis de la detección directa de los progenitores en imágenes de archivo tomadas antes de la explosión. Además, los progenitores de estas SNe fueron confirmados a través de su desaparición en imágenes tomadas varios años después de la explosión.

Hemos encontrado que las masas iniciales estimadas con ambos métodos son sumamente consistentes para la mayoría de las SNe en esta muestra, aunque con gran dispersión. Más aún, algunos estudios previos han cuestionado la habilidad del modelado hidrodinámico de SNe para evaluar sus propiedades físicas, debido a que las masas de los progenitores inferidas con esta técnica son usualmente más grandes que las estimadas a través de la observación directa de los progenitores. Con el análisis presentado en esta tesis, donde incluimos una gran grilla de modelos hidrodinámicos asociados a estructuras preSN provenientes de cálculos evolutivos y un método estadístico para estimar las distribuciones de los parámetros físicos,

descartamos dicha discrepancia. De este modo, pudimos testear que nuestro método para inferir la masa del progenitor, entre otras propiedades del progenitor y de la explosión, es consistente con los valores inferidos por el método más directo. Además, llevamos a cabo una comparación adicional de las masas estimadas a partir del análisis de los espectros nebulares, la cual muestra un muy buen acuerdo entre ambas metodologías. Del análisis propuesto, *concluimos que hemos implementado un método para inferir propiedades de los progenitores y de la explosión de SNs II, el cual es consistente con otros métodos de la literatura*. Este estudio fue publicado en un primer artículo asociado con esta tesis (Martinez et al. 2020).

Luego analizamos una muestra mucho más grande de SNs II observada por el CSP-I. Esta muestra está caracterizada por tener una gran cadencia y calidad de las observaciones fotométricas y espectroscópicas, con una cobertura fotométrica en un amplio rango de longitudes de onda para la mayoría de las SNs II. El conjunto de observaciones incluye curvas de luz ópticas ($uBgVri$) y en el NIR (YJH), así como también espectros ópticos.

Debido a que nuestro código hidrodinámico simula la evolución temporal de la luminosidad bolométrica de las SNs, el primer paso fue calcular las curvas de luz bolométricas de las 74 SNs II dentro de la muestra del CSP-I. El método de cálculo se basa en integrar los flujos observados en todas las bandas fotométricas disponibles ($uBgVriYJH$) y en extrapolar los flujos no observados hacia longitudes de onda más azules y más rojas que el rango de longitudes de onda observado. La contribución del flujo IR fue estimada a partir de ajustes de cuerpo negro. A tiempos tempranos, el flujo UV también fue modelado como aquel de un cuerpo negro. Una vez que la distribución espectral de energía observada se aparta de los modelos de cuerpo negro, utilizamos una extrapolación lineal para estimar el flujo en el UV. Al utilizar un método de cálculo consistente para todas las SNs II, *hemos construido la muestra de curvas de luz bolométricas de SNs II más grande y homogénea hasta el momento*.

Varios estudios de la literatura calculan luminosidades bolométricas usando ajustes de cuerpo negro únicamente a datos ópticos. Por esta razón, comparamos este método de cálculo con el nuestro y encontramos que ajustes de cuerpo negro únicamente a datos ópticos sobrestiman sistemáticamente la luminosidad bolométrica para la mayoría de las SNs II en nuestra muestra. Estas diferencias causan variaciones en los parámetros físicos inferidos a partir del modelado de la curva de luz y velocidades de expansión. Particularmente, encontramos discrepancias significativas en las estimaciones de E_{exp} y M_{Ni} . Esto indica que *las observaciones en el NIR son fundamentales para obtener ajustes de cuerpo negro confiables, y por lo tanto, luminosidades bolométricas precisas*. Por esta razón, recomendamos alguna de las siguientes opciones para calcular luminosidades bolométricas cuando no existan observaciones en el NIR: (a) usar la fotometría NIR de las SNs II en la muestra del CSP-I como patrón. En la Sección 5.2.1 presentamos relaciones entre el índice de color ($g - i$) y los índices de color que involucran la magnitud i y una magnitud en el NIR (YJH). Usando estas relaciones, se pueden estimar magnitudes en el NIR usando índices de color ópticos; (b) usar correcciones bolométricas.

En la Sección 5.5 presentamos calibraciones de la corrección bolométrica a partir de tres índices de color ópticos usando las 74 SNs II en la muestra del CSP-I. En concreto, *la calibración de BC_g en función del índice de color ($g - i$) presenta la menor desviación*. Las calibraciones encontradas en la literatura coinciden considerablemente bien con las de esta tesis. Sin embargo, las calibraciones previas son usualmente válidas en un rango de colores más pequeño, lo que produce que la mayoría de las veces las estimaciones de la luminosidad no cubran la totalidad de la fase de recombinación de la SN II. Las calibraciones presentadas en esta tesis fueron construidas a partir de 74 SNs II que cubren un rango más grande de colores.

Adicionalmente proporcionamos una caracterización de las curvas de luz bolométricas para las SNs II en la muestra del CSP-I a través de la medición de varios observables. Medimos magnitudes a diferentes épocas, así como también la duración y la pendiente de las diferentes fases de las SNs. *El análisis de las distribuciones de estos parámetros indica una secuencia continua de las propiedades de las curvas de luz bolométricas observadas*, lo que es consistente con análisis previos de la literatura usando curvas de luz ópticas. El cálculo de las curvas de luz bolométricas, junto con el estudio de sus observables y el cálculo de las calibraciones de la corrección bolométrica fueron publicados en un segundo artículo (Martinez et al. 2022c).

Las curvas de luz bolométricas, junto con la evolución temporal de las velocidades fotosféricas, fueron utilizadas para determinar las propiedades de los progenitores y de la explosión de 53 SNs II de la muestra a través del modelado hidrodinámico. Esta es la muestra más grande de SNs II analizadas con este método hasta el momento, donde todas las observaciones provienen del mismo programa de seguimiento de SNs.

Usando progenitores calculados adoptando la evolución estelar convencional, pudimos reproducir gran parte de los objetos en nuestra muestra, con la excepción de algunas pocas SNs II. Estimamos los siguientes rangos de propiedades físicas: $M_{\text{ey}} = 7.9\text{--}14.8 M_{\odot}$, $M_{\text{H,env}} = 7.0\text{--}10.4 M_{\odot}$, $R_{\star} = 450\text{--}1077 R_{\odot}$, $E_{\text{exp}} = 0.15\text{--}1.40$ foe y $M_{\text{Ni}} = 0.006\text{--}0.069 M_{\odot}$, con diferentes grados de mezcla del ^{56}Ni dentro del material eyectado por la explosión, desde ^{56}Ni concentrado en las regiones más internas hasta una distribución espacial más extendida. Encontramos valores de M_{ZAMS} dentro del rango de $M_{\text{ZAMS}} = 9.2\text{--}20.9 M_{\odot}$. En resumen, encontramos rangos de parámetros físicos de SNs II que coinciden cualitativamente con estimaciones observacionales y teóricas previas. La grilla de modelos hidrodinámicos usada para reproducir estas SNs II fue construida a partir de modelos de progenitores aislados convencionales; por lo tanto, nuestras conclusiones son válidas dentro de este contexto. Variaciones en el modelado estelar podrían proporcionar resultados diferentes. De hecho, cinco SNs II en la muestra del CSP-I con buena cobertura temporal de sus curvas de luz bolométricas —y a veces también una buena cobertura temporal de sus velocidades— no pudieron ser reproducidas completamente con nuestra grilla de simulaciones hidrodinámicas, lo que podría implicar que se necesita de la evolución estelar no convencional y/o binaria.

Analizamos las distribuciones de todos los parámetros físicos y encontramos que la mayoría de las SNs II en nuestra muestra son consistentes con progenitores con M_{ey} en el rango de $8\text{--}10 M_{\odot}$ y R_{\star} entre 450 y $600 R_{\odot}$, los cuales son el resultado de la evolución de progenitores inicialmente poco masivos con M_{ZAMS} entre 9 y $12 M_{\odot}$. El estudio de la distribución de M_{ZAMS} , tanto para la muestra dorada como para la muestra completa de SNs II, adoptando una IMF de estrellas masivas tipo Salpeter o considerando a la pendiente de la distribución como parámetro libre, sugiere la *ausencia de progenitores de SNs II más masivos que $21.5 M_{\odot}$* . *Esto es consistente con el problema de las supergigantes rojas a diferentes niveles de significancia*. Esta es la primera vez que se recupera el problema de las supergigantes rojas a partir del modelado de curvas de luz y velocidades de expansión. *Los progenitores de SNs II pertenecientes a la muestra dorada manifiestan un límite superior de masa de $M_{\text{max}} = 21.3^{+3.8}_{-0.4} M_{\odot}$ y una pendiente de la ley de potencias de $\Gamma = -6.35^{+0.52}_{-0.57}$* . *Esta ley de potencias no es consistente con previas estimaciones de la IMF para estrellas masivas*. Esta diferencia fue denominada como “la incompatibilidad de la IMF”.

La mayor pendiente de la IMF encontrada para los progenitores de SNs II se debe al gran número relativo de progenitores con M_{ey} bajas, lo que sesga la distribución de M_{ZAMS} hacia valores más pequeños. Hemos discutido varias posibles explicaciones para esta discrepancia, sugiriendo que el sesgo en nuestros resultados en torno a progenitores inicialmente menos

masivos podría ser causado por las estructuras preSN utilizadas. Nuestro análisis indica que estructuras preSN similares, para M_{ZAMS} más grandes, podrían obtenerse si se considera una pérdida de masa más grande durante la evolución de las estrellas masivas y un parámetro de longitud de mezcla más grande. Sin embargo, se necesita un estudio sistemático de los diferentes factores para identificar apropiadamente la razón de la incompatibilidad en la IMF. La estimación y análisis de los parámetros físicos de la muestra de SNs II del CSP-I, junto con las distribuciones de dichos parámetros, fue publicada en un tercer trabajo vinculado a esta tesis (Martinez et al. 2022b).

Las propiedades físicas de los progenitores y de la explosión inferidas para la muestra de SNs II del CSP-I fueron utilizadas para buscar correlaciones entre parámetros físicos y observables medidos de la curva de luz bolométrica, curvas de color y espectros. Esto proporciona un amplio análisis de la dependencia de la diversidad de las SNs II en la física de los progenitores y sus explosiones. Nuestro estudio muestra que *la energía de la explosión es el parámetro físico que correlaciona con la mayor cantidad de observables*, entre los cuales se encuentran Pd , $OPTd$, M_{end} , M_{tail} , s_2 , las velocidades de expansión, el pEW de algunas líneas metálicas y el cociente de flujo entre la componente de absorción y emisión del perfil P Cygni de H_α . Además, encontramos que las explosiones más energéticas manifiestan más ^{56}Ni en el material eyectado por la explosión. A su vez, las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau son consistentes con explosiones más energéticas y una distribución espacial del ^{56}Ni más concentrada en las regiones internas del material eyectado. A diferencia de algunos estudios previos, no encontramos correlación entre s_2 y $M_{H,env}$. Sin embargo, observamos que en esta tesis sólo estudiamos un pequeño rango de $M_{H,env}$.

Adicionalmente, medimos propiedades de nuestros modelos de curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas para determinar el efecto de cada parámetro físico en los observables a través de un estudio estadístico. De acuerdo con nuestros resultados, *la energía de la explosión es el parámetro que causa el mayor impacto en la diversidad de las SNs II, considerando nuestra grilla de modelos convencionales*.

Debido a que no pudimos modelar las observaciones de dos SNs II que poseen una corta duración de la fase de plateau (SNs 2006Y y 2008bu), construimos nuevos modelos de progenitor evolucionados con mayor pérdida de masa, y de esta forma, obtuvimos estructuras con envolturas ricas en hidrógeno más reducidas. Luego, computamos la explosión de estos progenitores para obtener una nueva grilla de curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas. Si bien en un principio el objetivo de esta nueva grilla era reproducir las observaciones de las SNs 2006Y y 2008bu, utilizamos también estos modelos para modelar —nuevamente— otras SNs II dentro de la muestra del CSP-I que ya habían sido modeladas satisfactoriamente usando la grilla de modelos convencionales. Encontramos que nueve de estas SNs II se modelan mejor usando los modelos con mayor pérdida de masa. Más aún, con estos nuevos resultados, encontramos un incremento significativo en la fuerza de las correlaciones entre $M_{H,env}$ y Pd , $M_{H,env}$ y $OPTd$ y M_{ey} y s_3 . Esto implica que se necesitan progenitores evolucionados con mayor pérdida de masa para reproducir aquellas SNs II que tienen una corta duración de su fase de plateau —como ha sido notado en estudios previos—, así como también para un completo entendimiento de la diversidad de las SNs II. El estudio de las correlaciones entre parámetros físicos y observables fue publicado en Martinez et al. (2022a).

Esta tesis exhibe una serie de análisis usando una gran muestra de SNs para entender el fenómeno de las SNs II. Presenta estimaciones de las propiedades del progenitor y de la explosión mediante la comparación entre modelos de SNs y observaciones. Esta tesis además determina la importancia de los diferentes parámetros físicos de las SNs II para explicar la diversidad de este tipo de explosiones. Sin embargo, estas investigaciones también muestran

las limitaciones en nuestro entendimiento de la evolución y el final explosivo de la estrellas masivas, lo que anima a profundizar en el modelado de estos objetos y a seguir realizando observaciones de alta calidad.

Apéndice A

Tablas

La Tabla [A.1](#) presenta las SNs II de la muestra del CSP-I, junto con sus galaxias huéspedes, módulos de distancia, fechas de explosión y enrojecimientos debido a la Vía Láctea. A su vez, la Tabla [A.2](#) presenta los valores de los observables medidos de las curvas de luz bolométricas, como fueron definidos en la Sección [5.4.1](#).

La Tabla [A.3](#) presenta los parámetros físicos de las SNs II en la muestra del CSP-I derivados a partir del modelado hidrodinámico de sus curvas de luz y velocidades fotosféricas. Además, esta tabla incluye estimaciones de M_{ey} , $M_{\text{H,env}}$ y R_{\star} . Estos tres parámetros no son propiedades del método de ajuste y, por lo tanto, no son resultados provenientes del mismo. Estos valores fueron interpolados linealmente a partir del valor de M_{ZAMS} derivado del ajuste usando la grilla de modelos de progenitores calculada en la Sección [2.2](#). En la Tabla [A.4](#) se exponen los mismos parámetros físicos antes mencionados pero para las SNs II de la muestra del CSP-I modeladas utilizando los modelos de progenitor no convencionales calculados en la Sección [8.3.1](#), es decir, aquellos modelos evolucionados con una mayor tasa de pérdida de masa por vientos.

Tabla A.1: SNs II en la muestra del CSP-I.

SN	Galaxia huésped	Módulo de distancia [mag]	Fecha de explosión [MJD]	$E(B - V)_{MW}$ [mag]
2004dy	IC 5090	35.46(0.07)	53240.5(2)	0.045
2004ej	NGC 3095	33.10(0.21)	53223.9(9)	0.061
2004er	MCG -01-7-24	33.79(0.16)	53271.8(2)	0.023
2004fb	ESO 340-G7	34.54(0.11)	53258.6(7)	0.056
2004fc	IC 701	31.68(0.31)	53293.5(1)	0.023
2004fx	MCG -02-14-3	32.82(0.24)	53303.5(4)	0.090
2005J	NGC 4012	33.96(0.14)	53379.8(7)	0.025
2005K	NGC 2923	35.33(0.08)	53369.8(8)	0.035
2005Z	NGC 3363	34.61(0.11)	53396.7(6)	0.025
2005af	NGC 4945	27.75(0.36)	53320.8(17)	0.156
2005an	ESO 506-G11	33.43(0.18)	53431.8(6)	0.083
2005dk	IC 4882	34.01(0.14)	53601.5(6)	0.043
2005dn	NGC 6861	32.83(0.24)	53602.6(6)	0.048
2005dt	MCG -03-59-6	35.02(0.09)	53605.6(9)	0.025
2005dw	MCG -05-52-49	34.17(0.13)	53603.6(9)	0.020
2005dx	MCG -03-11-9	35.18(0.08)	53611.8(7)	0.021
2005dz	UGC 12717	34.32(0.12)	53619.5(4)	0.072
2005es	MCG +01-59-79	35.87(0.06)	53638.7(5)	0.076
2005gk	2MASX J03081572	35.36(0.08)	—	0.050
2005hd	—	35.38(0.08)	—	0.054
2005kh	NGC 3094	32.94(0.04)	—	0.025
2005iw	IC 672	35.22(0.08)	53713.8(7)	0.043
2005me	ESO 244-31	34.76(0.10)	53717.9(10)	0.022
2006Y	—	35.73(0.06)	53766.5(4)	0.115
2006ai	ESO 005- G009	34.01(0.14)	53781.6(5)	0.113
2006bc	NGC 2397	31.97(0.26)	53815.5(4)	0.181
2006be	IC 4582	32.44(0.29)	53802.8(9)	0.026
2006bl	MCG +02-40-9	35.65(0.07)	53822.7(10)	0.045
2006ee	NGC 774	33.87(0.15)	53961.9(4)	0.054
2006it	NGC 6956	33.88(0.15)	54006.5(3)	0.087
2006iw	2MASX J23211915	35.42(0.07)	54010.7(1)	0.044
2006ms	NGC 6935	33.90(0.15)	54028.5(6)	0.031
2006qr	MCG -02-22-023	34.02(0.14)	54062.8(7)	0.040
2007P	ESO 566-G36	36.18(0.05)	54118.7(5)	0.036
2007U	ESO 552-65	35.14(0.08)	54133.6(6)	0.046
2007W	NGC 5105	33.22(0.20)	54130.8(7)	0.045
2007X	ESO 385-G32	33.11(0.21)	54143.5(5)	0.060
2007aa	NGC 4030	31.95(0.27)	54126.7(8)	0.023
2007ab	MCG -01-43-2	34.94(0.09)	54123.9(10)	0.235
2007av	NGC 3279	32.56(0.22)	54173.8(5)	0.032
2007hm	SDSS J205755.65	34.98(0.09)	54336.6(6)	0.059
2007il	IC 1704	34.63(0.11)	54349.8(4)	0.042
2007it	NGC 5530	30.34(0.50)	54348.5(1)	0.103
2007ld	—	35.00(0.09)	54376.5(8)	0.081
2007oc	NGC 7418	31.29(0.15)	54388.5(3)	0.014
2007od	UGC 12846	31.91(0.80)	54400.6(5)	0.032
2007sq	MCG -02-23-5	34.12(0.13)	54422.8(6)	0.183
2008F	MCG -01-8-15	34.31(0.12)	54469.6(6)	0.044
2008K	ESO 504-G5	35.29(0.08)	54475.5(6)	0.035
2008M	ESO 121-26	32.55(0.28)	54471.7(9)	0.040
2008W	MCG -03-22-7	34.59(0.11)	54483.8(8)	0.086
2008ag	IC 4729	33.91(0.15)	54477.9(8)	0.074
2008aw	NGC 4939	33.36(0.19)	54517.8(10)	0.036
2008bh	NGC 2642	34.02(0.14)	54543.5(5)	0.020
2008bk	NGC 7793	27.68(0.05)	54540.9(8)	0.017
2008bm	CGCG 071-101	35.66(0.07)	54486.5(10)	0.023
2008bp	NGC 3095	33.10(0.21)	54551.7(6)	0.061
2008br	IC 2522	33.30(0.20)	54555.7(9)	0.083
2008bu	ESO 586-G2	34.81(0.10)	54566.8(7)	0.376
2008ga	LCSB L0250N	33.99(0.14)	54711.5(7)	0.582
2008gi	CGCG 415-004	34.94(0.09)	54742.7(9)	0.060
2008gr	IC 1579	34.76(0.10)	54769.6(6)	0.012
2008hg	IC 1720	34.36(0.12)	54779.8(5)	0.016
2008ho	NGC 922	32.98(0.23)	54792.7(5)	0.017
2008if	MCG -01-24-10	33.56(0.17)	54807.8(5)	0.029
2008il	ESO 355-G4	34.61(0.11)	54825.6(3)	0.015
2008in	NGC 4303	30.38(0.47)	54825.4(2)	0.020
2009A	KUG 0150-036B	34.40(0.03)	54823.0(10)	0.025
2009N	NGC 4487	31.49(0.40)	54846.8(5)	0.019
2009aj	ESO 221-G018	33.89(0.20)	54880.5(7)	0.130
2009ao	NGC 2939	33.33(0.20)	54890.7(4)	0.034
2009au	ESO 443-21	33.16(0.21)	54897.5(4)	0.081
2009bu	NGC 7408	33.32(0.19)	54901.9(8)	0.022
2009bz	UGC 9814	33.34(0.19)	54915.8(4)	0.035

Notas. Los errores están indicados entre paréntesis.

Tabla A.2: Parámetros de las curvas de luz bolométricas de las SNs II en la muestra del CSP-I.

SN	M_{end} [mag]	M_{tail} [mag]	s_1 [mag 100 d $^{-1}$]	s_2 [mag 100 d $^{-1}$]	s_3 [mag 100 d $^{-1}$]	Cd [días]	Pd [días]	$OPTd$ [días]
2004dy	-16.4(0.1)	—	—	1.01(2.68)	—	—	—	42.0(2.0)
2004ej	-16.4(0.2)	-13.9(0.2)	—	0.65(0.12)	1.48(0.04)	—	—	116.4(9.0)
2004er	-16.3(0.2)	-14.9(0.2)	0.84(0.70)	0.35(0.09)	0.68(0.03)	45.5(10.8)	100.9(8.8)	146.4(2.0)
2004fb	-15.8(0.1)	—	—	0.79(0.22)	—	—	—	—
2004fc	-15.8(0.4)	—	2.83(0.37)	0.27(0.13)	—	29.4(5.3)	106.2(4.3)	135.6(1.0)
2004fx	-15.3(0.3)	-13.0(0.2)	—	0.18(0.13)	0.94(0.01)	—	—	103.3(4.0)
2005J	-16.4(0.2)	—	5.23(0.36)	0.78(0.06)	—	29.2(8.5)	82.5(1.5)	111.7(7.0)
2005K	-16.0(0.1)	—	—	1.33(0.20)	—	—	—	—
2005Z	-16.3(0.1)	—	—	1.32(0.03)	—	—	—	—
2005af	-15.6(0.4)	-14.6(0.4)	—	-0.08(0.68)	1.28(0.02)	—	—	117.1(17.0)
2005an	-16.2(0.2)	—	3.97(0.59)	1.99(0.47)	—	27.8(11.9)	53.1(5.9)	80.9(6.0)
2005dk	-16.7(0.1)	—	10.68(0.87)	1.31(0.05)	—	26.2(6.7)	73.1(0.7)	99.3(6.0)
2005dn	-16.6(0.2)	—	—	1.12(0.04)	—	—	—	95.8(6.0)
2005dt	-16.0(0.1)	—	—	0.25(0.14)	—	—	—	123.0(9.0)
2005dw	-15.9(0.1)	—	1.72(0.74)	0.68(0.13)	—	35.3(16.5)	75.4(7.5)	110.7(9.0)
2005dx	-15.4(0.1)	—	4.08(1.16)	0.70(0.25)	—	27.4(12.2)	74.5(5.2)	101.9(7.0)
2005dz	-15.9(0.1)	—	4.34(0.27)	0.43(0.08)	—	28.6(6.1)	85.5(2.1)	114.1(4.0)
2005es	-16.5(0.1)	—	8.23(4.81)	0.66(0.49)	—	20.7(20.6)	—	—
2005gk	-16.2(0.1)	—	—	0.83(0.17)	—	—	—	—
2005hd	-17.0(0.1)	-15.2(0.1)	—	1.02(0.17)	1.80(0.04)	—	—	—
2005kh	—	-13.7(0.1)	—	—	0.85(0.01)	—	—	—
2005lw	-15.5(0.1)	—	—	1.53(0.08)	—	—	—	—
2005me	-15.7(0.1)	—	—	1.69(0.11)	—	—	—	—
2006Y	-17.1(0.1)	-15.0(0.1)	8.02(0.54)	0.80(0.41)	2.11(0.17)	23.9(5.7)	39.6(1.7)	63.6(4.0)
2006ai	-17.0(0.2)	-14.9(0.2)	6.25(0.30)	1.61(0.18)	1.66(0.14)	25.7(6.5)	48.2(1.5)	73.8(5.0)
2006bc	-15.2(0.3)	—	5.09(0.66)	-0.95(0.30)	—	21.8(5.5)	—	—
2006be	-16.2(0.3)	—	2.03(5.06)	0.44(0.11)	—	26.9(20.3)	62.0(11.3)	88.9(9.0)
2006bl	-16.7(0.1)	—	11.93(2.75)	2.27(0.22)	—	15.1(11.7)	—	—
2006ee	-16.0(0.2)	—	—	0.08(0.07)	—	—	—	116.0(4.0)
2006it	-16.0(0.2)	—	2.11(0.79)	0.07(0.81)	—	29.4(8.3)	—	—
2006iw	-16.3(0.1)	—	4.27(0.41)	0.65(0.14)	—	28.6(4.1)	—	—
2006ms	-15.8(0.2)	—	4.33(4.11)	0.04(0.50)	—	25.5(13.1)	—	—
2006qr	-15.1(0.2)	—	3.91(0.88)	0.99(0.07)	—	19.6(11.8)	100.3(4.8)	119.9(7.0)
2007P	-16.8(0.1)	—	7.65(0.60)	1.44(0.37)	—	28.7(7.3)	—	—
2007U	-16.9(0.1)	—	5.63(1.18)	1.74(0.26)	—	22.7(13.1)	—	—
2007W	-15.4(0.2)	—	6.07(18.98)	0.20(0.16)	—	20.5(17.2)	105.3(10.2)	125.8(7.0)
2007X	-16.9(0.2)	-15.2(0.2)	2.74(0.15)	0.91(0.05)	1.51(0.01)	33.2(7.9)	86.5(2.9)	119.7(5.0)
2007aa	-16.2(0.3)	—	—	-0.10(0.07)	—	—	—	103.1(8.0)
2007ab	-16.9(0.1)	-14.6(0.1)	—	2.37(0.14)	1.79(0.21)	—	—	80.2(10.0)
2007av	-15.8(0.2)	—	—	0.86(0.04)	—	—	—	—
2007hm	-15.6(0.1)	—	—	1.34(0.10)	—	—	—	—
2007il	-16.6(0.1)	—	3.25(1.21)	0.15(0.10)	—	30.7(9.1)	95.1(5.1)	125.7(4.0)
2007it	—	-15.0(0.5)	5.51(0.38)	—	1.08(0.01)	—	—	116.7(1.0)
2007ld	-16.5(0.1)	—	8.08(0.60)	1.10(0.14)	—	18.6(9.1)	—	—
2007oc	-16.0(0.2)	—	2.61(0.86)	1.55(0.09)	—	29.6(12.3)	52.4(9.3)	82.0(3.0)
2007od	-16.9(0.8)	—	6.98(0.48)	1.36(0.05)	—	19.2(6.1)	—	—
2007sq	-15.9(0.1)	—	—	0.72(0.07)	—	—	—	104.8(6.0)
2008F	-15.7(0.1)	—	—	0.14(0.13)	—	—	—	—
2008K	-16.3(0.1)	-13.9(0.1)	2.25(0.33)	1.70(0.31)	—	42.4(21.0)	56.1(15.0)	98.4(6.0)
2008M	-16.1(0.3)	-13.7(0.3)	7.66(0.52)	0.91(0.08)	1.80(0.01)	24.4(10.1)	61.4(1.1)	85.8(9.0)
2008W	-16.2(0.1)	—	—	0.72(0.11)	—	—	—	104.3(8.0)
2008ag	-16.7(0.2)	-15.1(0.2)	—	0.15(0.04)	0.41(0.05)	—	—	129.4(8.0)
2008aw	-16.4(0.2)	-15.1(0.2)	3.84(1.23)	1.82(0.11)	2.11(0.03)	34.4(15.0)	—	—
2008bh	-15.7(0.2)	—	—	0.95(0.15)	—	—	—	—
2008bk	-14.7(0.1)	-12.3(0.1)	—	0.08(0.08)	1.13(0.02)	—	—	—
2008bm	-17.3(0.1)	—	—	2.74(0.12)	—	—	—	93.7(10.0)
2008bp	-15.3(0.2)	—	—	-0.22(0.41)	—	—	—	—
2008br	-14.9(0.2)	—	—	0.19(0.12)	—	—	—	—
2008bu	-16.8(0.1)	—	10.92(6.38)	2.21(0.19)	—	12.7(8.8)	39.2(1.8)	51.9(7.0)
2008ga	-16.3(0.2)	—	—	0.82(0.26)	—	—	—	91.2(7.0)
2008gi	-16.2(0.1)	—	2.22(1.42)	1.56(0.38)	—	32.3(33.1)	—	—
2008gr	-16.6(0.1)	—	5.43(0.36)	1.86(0.11)	—	14.7(7.4)	—	—
2008hg	-15.7(0.1)	—	1.68(0.46)	-0.96(0.35)	—	26.2(8.8)	—	—
2008ho	-15.0(0.2)	—	—	1.11(0.25)	—	—	—	—
2008if	-16.7(0.2)	-14.8(0.2)	6.84(0.25)	1.89(0.08)	0.88(0.19)	28.3(6.1)	58.5(1.1)	86.8(5.0)
2008il	-16.1(0.1)	—	4.84(3.24)	0.00(3.23)	—	19.7(17.2)	—	—
2008in	-14.8(0.5)	—	2.19(2.05)	0.51(0.45)	—	26.4(24.5)	79.8(22.5)	106.3(2.0)
2009A	-16.7(0.0)	—	12.60(0.68)	-4.79(0.47)	—	27.35(10.7)	—	—
2009N	-15.3(0.4)	—	2.74(1.62)	-0.14(0.07)	—	21.4(9.1)	90.3(4.1)	111.8(5.0)
2009aj	-17.5(0.2)	—	8.46(0.14)	1.46(0.05)	—	29.8(8.0)	—	—
2009ao	-16.0(0.2)	—	—	0.83(0.21)	—	—	—	—
2009au	-14.9(0.2)	—	5.91(0.77)	2.78(0.17)	—	27.4(7.5)	—	—
2009bu	-16.2(0.2)	—	—	-0.05(0.08)	—	—	—	—
2009bz	-16.2(0.2)	—	3.51(0.74)	0.48(0.14)	—	26.6(8.0)	—	—

Notas. Los errores están indicados entre paréntesis.

Tabla A.3: Parámetros físicos de las SNs II del CSP-I a partir del modelado hidrodinámico.

SN	Muestra dorada	t_{exp} [MJD]	Escala	$M_{Z\text{AMS}}$ [M_{\odot}]	M_{ej} [M_{\odot}]	$M_{\text{H,env}}$ [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]	E_{exp} [foe]	M_{Ni} [M_{\odot}]	Mezcla de ^{56}Ni
2004ej	SI	53232.5 ^{+0.3} _{-0.5}	0.81 ^{+0.01} _{-0.01}	12.0 ^{+0.1} _{-0.1}	9.4 ^{+0.1} _{-0.1}	8.0 ^{+0.1} _{-0.1}	595 ⁺⁵ ₋₂	0.53 ^{+0.01} _{-0.01}	0.018 ^{+0.001} _{-0.001}	0.72 ^{+0.06} _{-0.10}
2004er	NO	53273.7 ^{+0.1} _{-0.1}	0.85 ^{+0.01} _{-0.01}	15.9 ^{+0.1} _{-0.1}	13.0 ^{+0.1} _{-0.1}	10.3 ^{+0.1} _{-0.1}	810 ⁺³ ₋₅	0.64 ^{+0.01} _{-0.01}	0.063 ^{+0.001} _{-0.001}	0.80 ^{+0.01} _{-0.01}
2004fb	NO	53260.3 ^{+4.0} _{-5.1}	1.08 ^{+0.13} _{-0.12}	13.6 ^{+2.4} _{-3.1}	11.0 ^{+2.0} _{-2.6}	9.0 ^{+1.1} _{-1.7}	720 ⁺⁹¹ ₋₂₁₅	0.54 ^{+0.07} _{-0.08}	—	0.39 ^{+0.20} _{-0.11}
2004fc	SI	53293.3 ^{+0.7} _{-0.6}	0.87 ^{+0.05} _{-0.04}	11.1 ^{+0.2} _{-0.1}	8.9 ^{+0.4} _{-0.2}	7.7 ^{+0.3} _{-0.2}	566 ⁺²⁷ ₋₁₆	0.29 ^{+0.01} _{-0.01}	—	0.51 ^{+0.02} _{-0.02}
2004fx	SI	53300.0 ^{+0.8} _{-0.4}	1.33 ^{+0.05} _{-0.04}	10.0 ^{+0.1} _{-0.1}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	462 ⁺¹¹ ₋₂	0.38 ^{+0.01} _{-0.01}	0.012 ^{+0.001} _{-0.001}	0.26 ^{+0.05} _{-0.04}
2005J	SI	53386.2 ^{+0.5} _{-1.1}	1.03 ^{+0.13} _{-0.12}	15.4 ^{+0.9} _{-1.4}	12.7 ^{+0.4} _{-1.0}	10.0 ^{+0.3} _{-0.6}	790 ⁺³⁵ ₋₄₅	0.75 ^{+0.07} _{-0.09}	—	0.71 ^{+0.05} _{-0.07}
2005Z	NO	53400.1 ^{+2.0} _{-2.0}	1.22 ^{+0.04} _{-0.10}	12.5 ^{+2.4} _{-1.9}	9.8 ^{+2.4} _{-1.3}	8.2 ^{+1.6} _{-0.9}	641 ⁺¹²⁷ ₋₁₂₆	1.01 ^{+0.09} _{-0.07}	—	0.28 ^{+0.11} _{-0.05}
2005an	NO	53430.3 ^{+2.4} _{-2.3}	1.34 ^{+0.02} _{-0.04}	10.1 ^{+0.1} _{-0.1}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	468 ⁺¹³ ₋₁₃	0.77 ^{+0.04} _{-0.04}	—	0.22 ^{+0.04} _{-0.01}
2005dk	SI	53604.9 ^{+0.6} _{-0.9}	0.91 ^{+0.05} _{-0.03}	12.0 ^{+0.1} _{-0.1}	9.4 ^{+0.1} _{-0.1}	8.0 ^{+0.1} _{-0.1}	597 ⁺⁸ ₋₄	0.85 ^{+0.04} _{-0.03}	—	0.52 ^{+0.05} _{-0.02}
2005af	NO	53308.9 ^{+7.7} _{-3.6}	1.00 ^{+0.02} _{-0.01}	—	—	—	—	—	0.044 ^{+0.003} _{-0.002}	—
2005dn	SI	53605.1 ^{+2.6} _{-5.4}	1.13 ^{+0.16} _{-0.15}	10.7 ^{+1.7} _{-0.6}	8.5 ^{+1.2} _{-0.3}	7.4 ^{+0.8} _{-0.3}	523 ⁺¹⁰⁵ ₋₅₄	0.94 ^{+0.10} _{-0.12}	0.041 ^{+0.009} _{-0.010}	0.40 ^{+0.08} _{-0.10}
2005dt	NO	53602.2 ^{+9.1} _{-4.6}	0.99 ^{+0.14} _{-0.04}	18.0 ^{+2.2} _{-5.0}	13.3 ^{+1.2} _{-3.0}	10.0 ^{+0.3} _{-0.4}	981 ⁺⁸⁷ ₋₂₈₇	0.58 ^{+0.12} _{-0.12}	—	0.76 ^{+0.03} _{-0.06}
2005dw	NO	53597.4 ^{+6.7} _{-2.2}	0.96 ^{+0.13} _{-0.06}	13.3 ^{+0.6} _{-2.5}	10.6 ^{+0.7} _{-2.0}	8.7 ^{+0.5} _{-1.3}	704 ⁺³⁰ ₋₁₆₉	0.49 ^{+0.07} _{-0.04}	—	0.34 ^{+0.07} _{-0.06}
2005dx	NO	53609.9 ^{+3.7} _{-3.3}	1.01 ^{+0.17} _{-0.06}	10.7 ^{+0.5} _{-0.6}	8.5 ^{+0.3} _{-0.3}	7.4 ^{+0.2} _{-0.3}	525 ⁺³⁵ ₋₅₀	0.30 ^{+0.03} _{-0.02}	—	0.33 ^{+0.30} _{-0.10}
2005dz	SI	53622.9 ^{+0.5} _{-1.0}	1.10 ^{+0.08} _{-0.13}	10.1 ^{+0.2} _{-0.2}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	468 ⁺¹⁷ ₋₉	0.50 ^{+0.03} _{-0.05}	—	0.55 ^{+0.09} _{-0.07}
2005lw	NO	53707.6 ^{+0.8} _{-0.5}	0.94 ^{+0.01} _{-0.01}	17.0 ^{+3.1} _{-0.2}	13.0 ^{+1.4} _{-0.1}	10.2 ^{+0.1} _{-0.1}	843 ⁺²²⁰ ₋₇	0.96 ^{+0.06} _{-0.02}	—	0.23 ^{+0.01} _{-0.02}
2005me	NO	53711.5 ^{+4.7} _{-2.7}	1.07 ^{+0.15} _{-0.11}	11.9 ^{+2.4} _{-1.6}	9.3 ^{+2.5} _{-1.0}	8.0 ^{+1.6} _{-0.7}	592 ⁺¹⁶² ₋₉₆	0.55 ^{+0.10} _{-0.07}	—	0.34 ^{+0.26} _{-0.11}
2006ai	SI	53776.8 ^{+0.4} _{-0.2}	1.04 ^{+0.06} _{-0.06}	10.1 ^{+0.1} _{-0.1}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	467 ⁺¹¹ ₋₆	1.25 ^{+0.08} _{-0.08}	0.047 ^{+0.005} _{-0.005}	0.34 ^{+0.03} _{-0.03}
2006be	SI	53809.3 ^{+1.6} _{-2.8}	1.15 ^{+0.16} _{-0.16}	9.5 ^{+0.4} _{-0.2}	8.0 ^{+0.1} _{-0.1}	7.2 ^{+0.1} _{-0.1}	454 ⁺⁷ ₋₄	0.60 ^{+0.08} _{-0.07}	—	0.54 ^{+0.19} _{-0.21}
2006bl	NO	53818.3 ^{+3.0} _{-3.1}	0.97 ^{+0.02} _{-0.02}	15.5 ^{+1.7} _{-2.5}	13.0 ^{+1.8} _{-2.4}	10.0 ^{+0.3} _{-1.2}	825 ⁺²⁵¹ ₋₁₂₀	1.40 ^{+0.07} _{-0.08}	—	0.41 ^{+0.24} _{-0.15}
2006ee	SI	53964.5 ^{+1.0} _{-1.6}	0.89 ^{+0.03} _{-0.02}	9.3 ^{+0.2} _{-0.2}	8.0 ^{+0.1} _{-0.1}	7.3 ^{+0.1} _{-0.1}	450 ⁺³ ₋₃	0.43 ^{+0.02} _{-0.02}	—	0.69 ^{+0.07} _{-0.13}
2006iw	NO	54010.9 ^{+0.5} _{-0.7}	0.97 ^{+0.03} _{-0.02}	12.5 ^{+2.7} _{-0.5}	9.8 ^{+2.7} _{-0.4}	8.3 ^{+1.7} _{-0.2}	646 ⁺¹³⁶ ₋₄₇	0.56 ^{+0.11} _{-0.05}	—	0.51 ^{+0.09} _{-0.07}
2006qr	SI	54069.0 ^{+0.6} _{-1.2}	1.28 ^{+0.03} _{-0.05}	10.2 ^{+0.4} _{-0.2}	8.3 ^{+0.2} _{-0.1}	7.2 ^{+0.2} _{-0.1}	481 ⁺³⁸ ₋₁₉	0.36 ^{+0.02} _{-0.02}	—	0.26 ^{+0.11} _{-0.05}
2007P	NO	54122.7 ^{+0.7} _{-1.4}	0.99 ^{+0.12} _{-0.02}	11.7 ^{+1.2} _{-0.6}	9.2 ^{+1.0} _{-0.4}	7.9 ^{+0.6} _{-0.3}	583 ⁺¹⁰² ₋₂₇	1.03 ^{+0.11} _{-0.06}	—	0.50 ^{+0.10} _{-0.09}
2007U	NO	54134.2 ^{+1.3} _{-1.7}	1.08 ^{+0.08} _{-0.12}	12.0 ^{+0.7} _{-1.4}	9.4 ^{+0.6} _{-0.9}	8.0 ^{+0.3} _{-0.7}	595 ⁺⁶⁶ ₋₇₆	1.38 ^{+0.08} _{-0.11}	—	0.34 ^{+0.05} _{-0.06}
2007W	SI	54136.5 ^{+0.9} _{-1.7}	0.88 ^{+0.08} _{-0.05}	11.2 ^{+0.2} _{-0.2}	8.8 ^{+0.1} _{-0.2}	7.6 ^{+0.2} _{-0.2}	557 ⁺⁸ ₋₂₈	0.22 ^{+0.02} _{-0.01}	—	0.68 ^{+0.06} _{-0.05}
2007X	SI	54148.0 ^{+0.4} _{-0.6}	0.85 ^{+0.04} _{-0.03}	15.0 ^{+0.2} _{-0.2}	12.3 ^{+0.2} _{-0.2}	9.9 ^{+0.1} _{-0.1}	772 ⁺⁹ ₋₇	1.13 ^{+0.04} _{-0.04}	0.069 ^{+0.004} _{-0.003}	0.54 ^{+0.07} _{-0.05}
2007aa	SI	54122.3 ^{+2.0} _{-1.9}	0.90 ^{+0.07} _{-0.07}	9.3 ^{+0.3} _{-0.2}	8.0 ^{+0.1} _{-0.1}	7.2 ^{+0.1} _{-0.1}	451 ⁺⁴ ₋₄	0.46 ^{+0.02} _{-0.02}	0.030 ^{+0.004} _{-0.004}	0.62 ^{+0.12} _{-0.19}
2007ab	SI	54116.6 ^{+1.6} _{-1.4}	0.98 ^{+0.09} _{-0.04}	11.2 ^{+0.3} _{-0.2}	8.8 ^{+0.2} _{-0.2}	7.6 ^{+0.1} _{-0.1}	560 ⁺¹¹ ₋₁₂	1.15 ^{+0.09} _{-0.04}	0.033 ^{+0.003} _{-0.002}	0.22 ^{+0.03} _{-0.02}
2007av	NO	54177.3 ^{+1.1} _{-2.3}	1.31 ^{+0.06} _{-0.11}	11.0 ^{+3.1} _{-1.1}	8.7 ^{+3.0} _{-0.5}	7.6 ^{+1.9} _{-0.4}	552 ⁺¹⁹⁶ ₋₉₁	0.57 ^{+0.06} _{-0.05}	—	0.34 ^{+0.20} _{-0.10}
2007hm	NO	54330.8 ^{+0.3} _{-0.3}	1.26 ^{+0.01} _{-0.02}	10.1 ^{+0.1} _{-0.1}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	467 ⁺⁸ ₋₄	0.54 ^{+0.01} _{-0.02}	—	0.20 ^{+0.01} _{-0.01}
2007il	NO	54353.7 ^{+0.1} _{-0.1}	0.90 ^{+0.01} _{-0.01}	15.7 ^{+0.3} _{-0.3}	12.8 ^{+0.2} _{-0.2}	10.2 ^{+0.1} _{-0.1}	800 ⁺¹¹ ₋₁₂	0.80 ^{+0.01} _{-0.01}	—	0.50 ^{+0.01} _{-0.01}
2007it	NO	54347.9 ^{+0.4} _{-0.3}	1.00 ^{+0.02} _{-0.01}	—	—	—	—	—	0.060 ^{+0.004} _{-0.003}	—
2007ld	NO	54375.1 ^{+5.2} _{-4.4}	1.01 ^{+0.22} _{-0.06}	14.8 ^{+3.4} _{-3.9}	12.2 ^{+1.2} _{-3.5}	9.6 ^{+0.6} _{-2.1}	766 ⁺²²¹ ₋₂₂₀	0.71 ^{+0.19} _{-0.09}	—	0.45 ^{+0.20} _{-0.18}
2007oc	SI	54386.8 ^{+0.7} _{-0.8}	1.29 ^{+0.02} _{-0.03}	10.0 ^{+0.1} _{-0.1}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	465 ⁺¹³ ₋₄	0.66 ^{+0.02} _{-0.02}	—	0.41 ^{+0.25} _{-0.15}
2007od	NO	54399.0 ^{+4.5} _{-2.5}	0.55 ^{+0.08} _{-0.07}	16.0 ^{+1.5} _{-3.5}	13.0 ^{+0.1} _{-3.2}	10.0 ^{+0.2} _{-1.7}	813 ⁺⁹¹ ₋₁₆₇	0.66 ^{+0.12} _{-0.08}	—	0.41 ^{+0.22} _{-0.15}
2007sq	NO	54425.5 ^{+2.7} _{-3.7}	1.07 ^{+0.11} _{-0.12}	10.9 ^{+0.7} _{-0.5}	8.6 ^{+0.5} _{-0.2}	7.5 ^{+0.3} _{-0.2}	549 ⁺³⁵ ₋₄₄	0.46 ^{+0.04} _{-0.04}	—	0.56 ^{+0.15} _{-0.22}
2008K	NO	54481.4 ^{+0.1} _{-0.1}	1.19 ^{+0.03} _{-0.03}	11.0 ^{+0.1} _{-0.1}	8.7 ^{+0.1} _{-0.1}	7.5 ^{+0.1} _{-0.1}	552 ⁺³ ₋₄	0.81 ^{+0.02} _{-0.02}	0.023 ^{+0.001} _{-0.001}	0.23 ^{+0.04} _{-0.02}
2008M	SI	54463.9 ^{+1.6} _{-0.9}	1.24 ^{+0.09} _{-0.11}	10.4 ^{+0.1} _{-0.1}	8.4 ^{+0.1} _{-0.1}	7.2 ^{+0.1} _{-0.1}	495 ⁺⁷ ₋₁₂	0.62 ^{+0.05} _{-0.05}	0.021 ^{+0.002} _{-0.002}	0.55 ^{+0.09} _{-0.06}
2008W	SI	54489.4 ^{+1.4} _{-1.5}	1.15 ^{+0.07} _{-0.09}	10.4 ^{+0.2} _{-0.3}	8.4 ^{+0.1} _{-0.1}	7.2 ^{+0.1} _{-0.1}	495 ⁺¹⁵ ₋₂₉	0.72 ^{+0.04} _{-0.07}	0.036 ^{+0.006} _{-0.008}	0.48 ^{+0.07} _{-0.08}
2008ag	SI	54483.1 ^{+1.5} _{-0.5}	0.87 ^{+0.01} _{-0.01}	20.9 ^{+0.1} _{-1.8}	14.9 ^{+0.1} _{-0.5}	10.4 ^{+0.1} _{-0.2}	1077 ⁺¹ ₋₁₆	0.90 ^{+0.01} _{-0.05}	0.065 ^{+0.002} _{-0.001}	0.80 ^{+0.01} _{-0.01}
2008aw	SI	54511.6 ^{+4.7} _{-2.4}	0.99 ^{+0.14} _{-0.09}	12.4 ^{+3.1} _{-0.9}	9.7 ^{+3.0} _{-0.7}	8.2 ^{+1.8} _{-0.4}	635 ⁺¹⁵⁸ ₋₆₀	1.02 ^{+0.17} _{-0.13}	0.036 ^{+0.006} _{-0.005}	0.29 ^{+0.09} _{-0.06}
2008bk	SI	54546.6 ^{+1.6} _{-1.2}	0.99 ^{+0.07} _{-0.02}	12.1 ^{+0.3} _{-0.3}	9.4 ^{+0.2} _{-0.2}	8.1 ^{+0.1} _{-0.1}	600 ⁺¹⁹ ₋₁₄	0.15 ^{+0.01} _{-0.01}	0.006 ^{+0.001} _{-0.001}	0.72 ^{+0.06} _{-0.11}
2008br	NO	54550.8 ^{+3.8} _{-2.7}	0.89 ^{+0.08} _{-0.05}	12.0 ^{+1.5} _{-1.4}	9.8 ^{+1.5} _{-1.2}	8.3 ^{+1.0} _{-0.8}	641 ⁺⁹³ ₋₁₀₅	0.18 ^{+0.05} _{-0.01}	—	0.60 ^{+0.14} _{-0.20}
2008ga	NO	54709.7 ^{+3.6} _{-3.5}	0.97 ^{+0.12} _{-0.06}	10.9 ^{+0.3} _{-0.4}	8.6 ^{+0.2} _{-0.2}	7.5 ^{+0.2} _{-0.2}	540 ⁺²⁰ ₋₃₅	0.63 ^{+0.07} _{-0.04}	—	0.53 ^{+0.20} _{-0.21}
2008gi	NO	54735.7 ^{+3.2} _{-1.5}	1.20 ^{+0.05} _{-0.11}	16.8 ^{+0.4} _{-1.5}	13.0 ^{+0.1} _{-0.5}	10.1 ^{+0.1} _{-0.2}	839 ⁺³² ₋₅₄	1.02 ^{+0.06} _{-0.10}	—	0.41 ^{+0.07} _{-0.07}
2008gr	NO	54767.8 ^{+1.6} _{-2.4}	1.10 ^{+0.15} _{-0.13}	14.4 ^{+2.3} _{-2.6}	11.9 ^{+1.2} _{-2.6}	9.6 ^{+0.6} _{-1.6}	755 ⁺⁸¹ ₋₁₆₈	1.22 ^{+0.16} _{-0.16}	—	0.37 ^{+0.21} _{-0.12}
2008if	SI	54806.6 ^{+1.3} _{-1.2}	0.98 ^{+0.07} _{-0.06}	10.1 ^{+0.2} _{-0.1}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	471 ⁺¹⁵ ₋₈	1.00 ^{+0.06} _{-0.06}	0.042 ^{+0.003} _{-0.002}	0.21 ^{+0.02} _{-0.01}
2008in	SI	54826.9 ^{+0.3} _{-0.1}	1.63 ^{+0.01} _{-0.01}	10.0 ^{+0.1} _{-0.1}	8.2 ^{+0.1} _{-0.1}	7.1 ^{+0.1} _{-0.1}	461 ⁺¹ ₋₁	0.29 ^{+0.01} _{-0.01}	—	0.51 ^{+0.02} _{-0.02}
2009N	SI	54845.8 ^{+4.3} _{-2.9}	1.23 ^{+0.08} _{-0.18}	9.2 ^{+0.2} _{-0.1}	8.0 ^{+0.1} _{-0.1}	7.3 ^{+0.1} _{-0.1}	450 ⁺³ ₋₃	0.31 ^{+0.02} _{-0.04}	—	0.67 ^{+0.10} _{-0.17}
2009ao	NO	54892.9 ^{+1.3} _{-2.4}	1.22 ^{+0.07} _{-0.13}	12.9 ^{+1.5} _{-2.8}	10.1 ^{+1.8} _{-1.9}	8.4 ^{+1.1} _{-1.3}	679 ⁺⁷⁷ ₋₂₁₁	0.56 ^{+0.05} _{-0.05}	—	0.42 ^{+0.21} _{-0.14}
2009bu	NO	54909.2 ^{+0.5} _{-1.2}	1.28							

Tabla A.4: Parámetros físicos de las SNs II del CSP-I a partir del modelado hidrodinámico usando modelos no convencionales.

SN	t_{exp} [MJD]	Escala	M_{ZAMS} [M_{\odot}]	η	M_{ey} [M_{\odot}]	$M_{\text{H,env}}$ [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]	E_{exp} [foe]	M_{Ni} [M_{\odot}]	Mezcla de ^{56}Ni
2004fx	53302.6 $^{+0.6}_{-0.6}$	1.17 $^{+0.06}_{-0.06}$	10.3 $^{+0.4}_{-0.2}$	3.1 $^{+0.2}_{-0.1}$	8.3 $^{+0.2}_{-0.1}$	7.2 $^{+0.2}_{-0.1}$	493 $^{+37}_{-22}$	0.30 $^{+0.01}_{-0.01}$	0.011 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.78 $^{+0.02}_{-0.04}$
2005dt	53613.1 $^{+1.2}_{-2.9}$	0.95 $^{+0.04}_{-0.02}$	12.2 $^{+0.5}_{-0.7}$	3.3 $^{+0.3}_{-0.2}$	9.6 $^{+0.5}_{-0.5}$	8.1 $^{+0.2}_{-0.3}$	618 $^{+50}_{-43}$	0.33 $^{+0.02}_{-0.02}$	—	0.70 $^{+0.04}_{-0.04}$
2005dw	53610.5 $^{+1.5}_{-2.6}$	0.95 $^{+0.07}_{-0.05}$	11.9 $^{+0.8}_{-0.9}$	3.3 $^{+0.1}_{-0.1}$	9.3 $^{+0.6}_{-0.6}$	8.0 $^{+0.3}_{-0.4}$	592 $^{+68}_{-40}$	0.38 $^{+0.05}_{-0.02}$	—	0.70 $^{+0.07}_{-0.09}$
2006Y	53767.0 $^{+2.3}_{-1.2}$	1.26 $^{+0.01}_{-0.01}$	10.3 $^{+0.7}_{-0.2}$	8.4 $^{+0.2}_{-0.8}$	8.5 $^{+0.7}_{-0.3}$	7.4 $^{+0.5}_{-0.3}$	527 $^{+56}_{-53}$	1.18 $^{+0.05}_{-0.35}$	0.075 $^{+0.003}_{-0.005}$	0.51 $^{+0.10}_{-0.04}$
2006ai	53778.9 $^{+1.1}_{-0.7}$	0.95 $^{+0.12}_{-0.04}$	10.6 $^{+0.7}_{-0.4}$	3.5 $^{+0.2}_{-0.2}$	8.5 $^{+0.4}_{-0.2}$	7.4 $^{+0.3}_{-0.2}$	516 $^{+48}_{-38}$	1.04 $^{+0.07}_{-0.03}$	0.047 $^{+0.007}_{-0.003}$	0.55 $^{+0.13}_{-0.07}$
2007ab	54131.9 $^{+1.5}_{-3.8}$	0.97 $^{+0.06}_{-0.04}$	11.8 $^{+0.8}_{-0.8}$	4.3 $^{+0.6}_{-0.8}$	9.3 $^{+0.6}_{-0.6}$	7.9 $^{+0.4}_{-0.4}$	587 $^{+66}_{-35}$	0.84 $^{+0.16}_{-0.10}$	0.031 $^{+0.002}_{-0.001}$	0.31 $^{+0.16}_{-0.07}$
2008M	54479.7 $^{+0.8}_{-6.2}$	0.84 $^{+0.05}_{-0.06}$	10.3 $^{+0.3}_{-0.2}$	8.1 $^{+0.5}_{-2.1}$	8.3 $^{+0.2}_{-0.1}$	7.2 $^{+0.2}_{-0.1}$	490 $^{+32}_{-20}$	0.34 $^{+0.03}_{-0.02}$	0.013 $^{+0.001}_{-0.001}$	0.78 $^{+0.02}_{-0.04}$
2008bu	54561.1 $^{+1.2}_{-0.9}$	1.03 $^{+0.17}_{-0.08}$	11.5 $^{+0.6}_{-0.4}$	6.6 $^{+0.7}_{-0.6}$	9.0 $^{+0.5}_{-0.3}$	7.8 $^{+0.3}_{-0.2}$	574 $^{+34}_{-18}$	0.52 $^{+0.10}_{-0.05}$	—	0.32 $^{+0.19}_{-0.09}$
2008ga	54717.9 $^{+0.4}_{-4.6}$	1.25 $^{+0.03}_{-0.09}$	11.8 $^{+0.7}_{-0.9}$	4.8 $^{+0.2}_{-0.9}$	9.3 $^{+0.6}_{-0.7}$	8.0 $^{+0.3}_{-0.5}$	590 $^{+64}_{-50}$	0.58 $^{+0.11}_{-0.02}$	—	0.69 $^{+0.05}_{-0.10}$
2008if	54812.2 $^{+0.4}_{-0.7}$	0.97 $^{+0.07}_{-0.06}$	11.5 $^{+1.0}_{-0.6}$	3.2 $^{+0.2}_{-0.1}$	9.0 $^{+0.7}_{-0.4}$	7.8 $^{+0.5}_{-0.3}$	574 $^{+67}_{-33}$	0.87 $^{+0.04}_{-0.04}$	0.041 $^{+0.004}_{-0.003}$	0.35 $^{+0.07}_{-0.07}$
2008in	54827.4 $^{+0.1}_{-0.1}$	1.63 $^{+0.01}_{-0.01}$	10.1 $^{+0.1}_{-0.1}$	3.6 $^{+0.1}_{-0.1}$	8.2 $^{+0.1}_{-0.1}$	7.1 $^{+0.1}_{-0.1}$	466 $^{+7}_{-3}$	0.29 $^{+0.01}_{-0.01}$	—	0.52 $^{+0.03}_{-0.03}$

Notas. Los resultados están caracterizados por la mediana de la distribución de cada parámetro del modelo obtenida con nuestro método de ajuste, adoptando además el intervalo de confianza del 68 % como las incertezas. Columnas: (1) denominación de la SN; (2) fecha de explosión; (3) factor de escala; (4) masa inicial del progenitor; (5) eficiencia de los vientos estelares durante la evolución del progenitor; (6) masa eyectada durante la explosión; (7) masa de la envoltura rica en hidrógeno; (8) radio del progenitor; (9) energía de la explosión; (10) masa de ^{56}Ni ; (11) grado de mezcla del ^{56}Ni dado como fracción de la masa preSN.

Apéndice B

Corrección infrarroja y ultravioleta

En la Sección 5.2.2 mencionamos que los ajustes de cuerpo negro no son apropiados para extrapolar el flujo hacia el IR durante la fase radiactiva ya que a estos tiempos la radiación de la SN está dominada por la emisión de líneas. Sin embargo, la Figura 5.4 muestra que la corrección IR toma un valor de $\sim 15\%$ al final de la fase fotosférica, lo que significa que es ciertamente importante corregir por el flujo no observado en el IR durante la fase radiactiva o la luminosidad bolométrica estará considerablemente subestimada. En lo que sigue, testeamos si las extrapolaciones de cuerpo negro pueden dar cuenta del flujo a longitudes de onda más largas que la banda H durante la fase radiactiva, teniendo en cuenta la fuerte limitación que los modelos de cuerpo negro no están físicamente justificados a estas fases.

Tomamos dos SNs II de la literatura con observaciones en el MIR: SN 1987A y SN 2004et. La SN 1987A posee extensas observaciones en el NIR y MIR, mientras que la SN 2004et presenta cinco observaciones en el MIR (cuatro de ellas durante la fase radiactiva). No se espera que el flujo a longitudes de onda más largas que $5\ \mu\text{m}$ contribuya significativamente al flujo total. Para la SN 1987A utilizamos los datos en el óptico e IR (en bandas $JHKLM$) de Hamuy & Suntzeff (1990) y Bouchet et al. (1989), respectivamente. Para la SN 2004et, utilizamos los datos ópticos y en el NIR presentados en Maguire et al. (2010) y los datos del MIR del trabajo de Kotak et al. (2009). Las observaciones en el MIR fueron obtenidas en las bandas de $3.6\ \mu\text{m}$ y $4.5\ \mu\text{m}$ usando el instrumento IRAC a bordo del *Spitzer Space Telescope* (bandas I1 e I2, respectivamente).

El objetivo de esta prueba es comparar el flujo observado entre las bandas H y M para la SN 1987A y entre las bandas H e I2 para la SN 2004et, con el flujo extrapolado en esa misma región usando un modelo de cuerpo negro. Los ajustes de cuerpo negro a los flujos observados se realizaron utilizando el mismo procedimiento detallado en la Sección 5.2.2, pero sólo considerando los flujos a longitudes de onda más cortas que la banda H para ser consistentes con la banda más roja en la muestra del CSP-I. La Figura B.1 muestra la fracción de flujo en el MIR respecto al flujo bolométrico de la SN 1987A (panel izquierdo) y la SN 2004et (panel derecho). Encontramos que las extrapolaciones usando ajustes de cuerpo negro pueden reproducir la mayor parte del flujo observado entre las bandas H y M (I2), entre un 60 % y 90 %, dependiendo de la época de observación y de la SN. En ninguno de los casos la corrección IR sobrestima el flujo observado en el MIR.

Una forma adicional de extrapolar el flujo hacia el MIR sería utilizar las SNs 1987A y 2004et como representativas de todas las SNs II, y derivar la corrección IR a partir de estas dos SNs para luego ser utilizada para todas las SNs II en la muestra del CSP-I. Sin embargo,

esta corrección estaría dominada por posibles efectos sistemáticos de estas dos SNs II. Por lo tanto, mientras que los ajustes de cuerpo negro no son apropiados para modelar la radiación de la SN durante la fase radiactiva desde un punto de vista físico, igualmente son utilizados para estimar la corrección IR dado que se ha mostrado que pueden reproducir la mayor parte del flujo en el MIR.

Para testear el método utilizado para estimar la corrección UV utilizamos datos UV del telescopio *Swift* para siete SNs II en la muestra del CSP-I. Estas observaciones ya han sido analizadas por [Pritchard et al. \(2014\)](#). Antes de utilizar estas observaciones, primero se necesita considerar el efecto producido por la prolongación de los filtros *uvw1* y *uvw2* hacia el rojo, ya que ocasiona una contaminación de las longitudes de onda más largas dentro del filtro que podrían generar un sesgo en los flujos de estas bandas ([Breeveld et al. 2011](#)). Para modelar la contribución de esta contaminación utilizamos ajustes de cuerpo negro sobre los datos del CSP-I y los de *Swift* adquiridos en la banda *uvm2*, ya que este último es el único filtro UV de *Swift* que no está afectado por la prolongación hacia longitudes de onda más rojas. Suponemos que la contaminación representa las longitudes de onda más largas que la mitad del ancho equivalente del filtro tomando sólo la parte roja desde la longitud de onda media del filtro (similar a lo realizado en [Ergon et al. 2014](#)). Una vez que la contaminación debida a la prolongación del filtro hacia longitudes de onda largas fue estimada para cada observación, ésta fue removida de las magnitudes observadas. Finalmente, las magnitudes del CSP-I junto con las observaciones del telescopio *Swift* —ya corregidas por la contaminación de flujo rojo— fueron utilizadas para calcular luminosidades bolométricas.

La Figura [B.2](#) compara los flujos extrapolados usando el método para calcular la corrección UV detallado en la Sección [5.2.3](#) (es decir, utilizando ajustes de cuerpo negro para extrapolar el flujo UV) con los flujos UV observados para las siete SNs II en la muestra del CSP-I con datos del telescopio *Swift*. Ambas cantidades están normalizadas por el flujo bolométrico total. Además, consideramos extrapolaciones de cuerpo negro para estimar el flujo no observado a longitudes de onda más cortas que los filtros de *Swift*, pero sólo mientras que el flujo del filtro más azul de *Swift* no caiga por debajo del cuerpo negro. Observamos un gran acuerdo entre ambos métodos a tiempos $\gtrsim 20$ días desde la explosión, mientras que a veces encontramos discrepancias a tiempo más tempranos. Sólo hay disponibles observaciones de *Swift* a tiempos más tempranos que ~ 20 días (cuando una parte considerable del flujo bolométrico cae en el UV) para cuatro de las siete SNs II analizadas aquí, y por lo tanto, no se pueden alcanzar conclusiones generales. Las SNs 2008in y 2009N muestran gran acuerdo a tiempos más tempranos que 20 días, sin embargo, la comparación para las SNs 2006bc y 2007od exhiben algunas discrepancias entre ambos métodos. Para la SN 2006bc, ambos métodos concuerdan hasta ~ 10 días después de la explosión, pero luego, la fracción UV observada usando datos de *Swift* es considerablemente mayor ($\sim 50\text{--}150\%$) que la fracción de flujo UV extrapolado. Para el caso de la SN 2007od encontramos lo opuesto, la extrapolación al UV es 20% más grande que el flujo observado para los primeros 10 días de evolución.

Los diferentes resultados encontrados a tiempos más tempranos que 20 días podrían implicar que no existe un método único para estimar el flujo no observado en el UV a tales épocas. Esto podría ser razonable si consideramos que la mayoría de las SNs II podrían estar afectadas por una fuente de energía adicional a tiempos tempranos, como la conversión de energía cinética en energía radiativa debido a la interacción del material eyectado por la SN con un CSM. Este efecto produce un incremento del flujo UV —así como también en el óptico—, el cual podría no estar completamente representado por los ajustes de cuerpo negro sobre datos ópticos y del NIR. La interacción con un CSM afecta la evolución temprana de las SNs II y su efecto depende de la densidad y distribución del CSM, entre otras propiedades. Por lo tan-

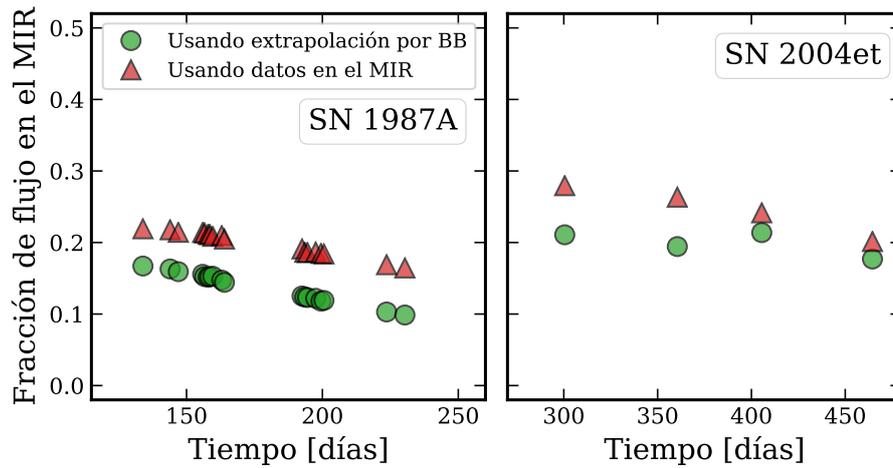


Figura B.1: Fracción del flujo en el MIR respecto al flujo bolométrico en función del tiempo para las SNs 1987A (izquierda) y 2004et (derecha). Los puntos verdes representan el flujo en el MIR extrapolado a través de modelos de cuerpo negro, mientras que los triángulos rojos muestran el flujo observado en el MIR.

to, la diversidad de configuraciones para el CSM que podrían existir en la naturaleza podría explicar los diferentes resultados encontrados al comparar los flujos UV observados con los extrapolados. Con esta prueba concluimos que: (a) confiamos en el cálculo de la luminosidad bolométrica para tiempos más tardíos que 20 días desde la explosión; (b) los resultados que involucran luminosidades bolométricas a tiempos más tempranos que 20 días deberían ser tomados con precaución ya que el método de cálculo podría no predecir la contribución real en el UV a estas épocas; y (c) observaciones en el UV a tiempos tempranos son necesarias para estimaciones confiables del flujo UV, y por lo tanto, del flujo bolométrico.

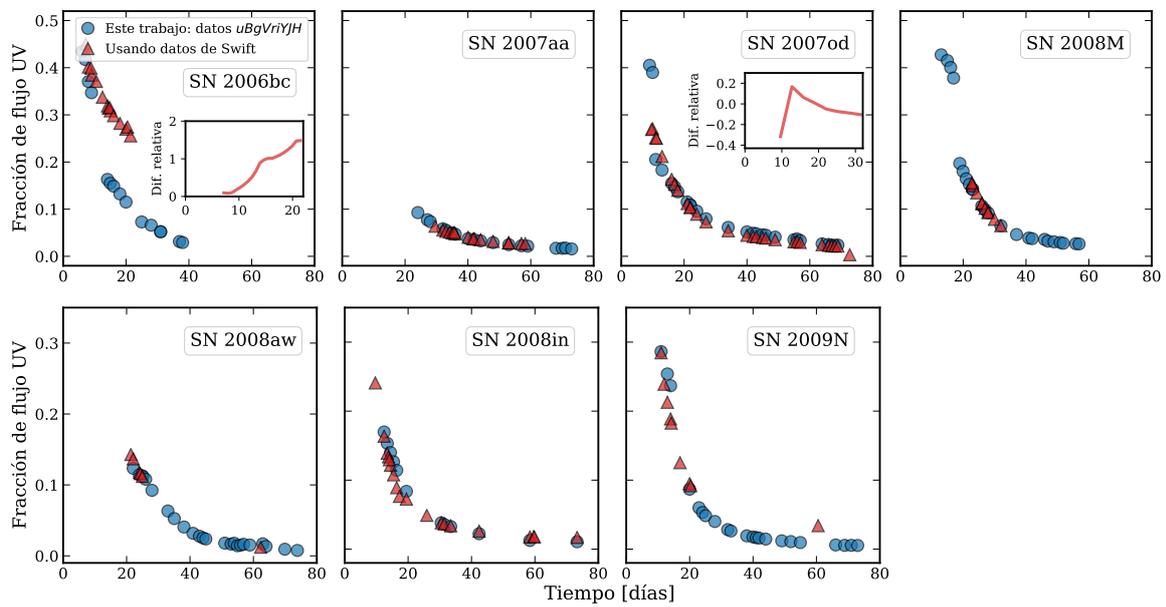


Figura B.2: Fracción del flujo UV respecto al flujo bolométrico en función del tiempo para las SNs II en la muestra del CSP-I con observaciones en el UV del telescopio *Swift*. Los puntos azules representan la extrapolación al UV utilizada en este trabajo para considerar el flujo no observado a longitudes de onda más cortas que la banda u . Los triángulos rojos consideran datos UV de *Swift*. Para los casos de la SN 2006bc y SN 2007od se muestra además la diferencia relativa entre ambas fracciones de flujo ya que estas dos SNs II presentan las diferencias más grandes.

Apéndice C

Figuras adicionales

C.1. Observables de las curvas de luz bolométricas

Las Figuras [C.1–C.7](#) presentan las curvas de luz bolométricas absolutas para las 74 SNs II de la muestra del CSP-I junto con los observables medidos, los cuales se encuentran listados en la Tabla [A.2](#).

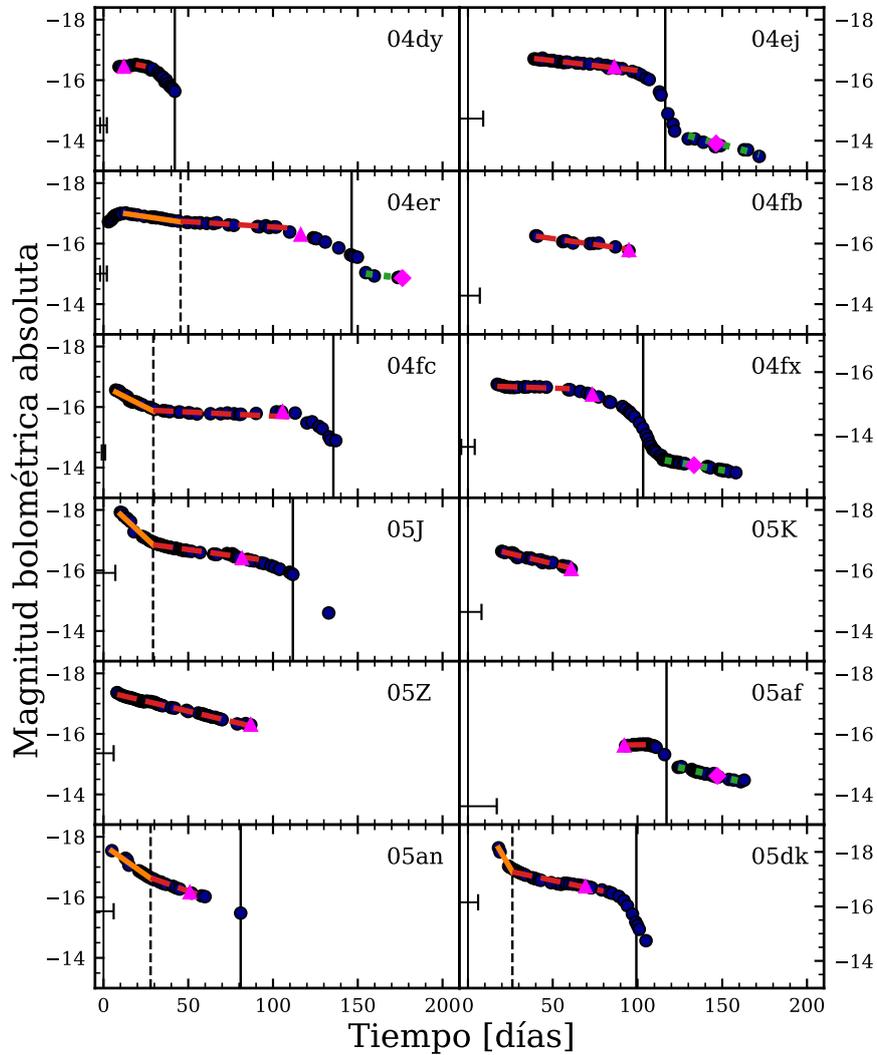


Figura C.1: Curvas de luz bolométricas absolutas de las SNs II en la muestra del CSP-I. Los paneles presentan SNs ordenadas de acuerdo a su fecha de descubrimiento, desde la SN 2004dy hasta la SN 2005dk. Las luminosidades bolométricas se presentan como puntos llenos azules. Los errores no son graficados para una mejor visualización. Los parámetros de las curvas de luz bolométricas también son presentados: M_{end} como triángulos color magenta, M_{tail} como diamantes color magenta, s_1 como líneas continuas color naranja, s_2 como líneas discontinuas color rojo, s_3 como líneas punteadas color verde, t_{PT} como líneas negras continuas verticales y t_{trans} como líneas negras discontinuas verticales. Las líneas negras delgadas verticales muestran la fecha de explosión y su incerteza. Las SNs 2005gk, 2005hd y 2005kh no presentan esta línea delgada ya que no tienen una estimación de la fecha de explosión.

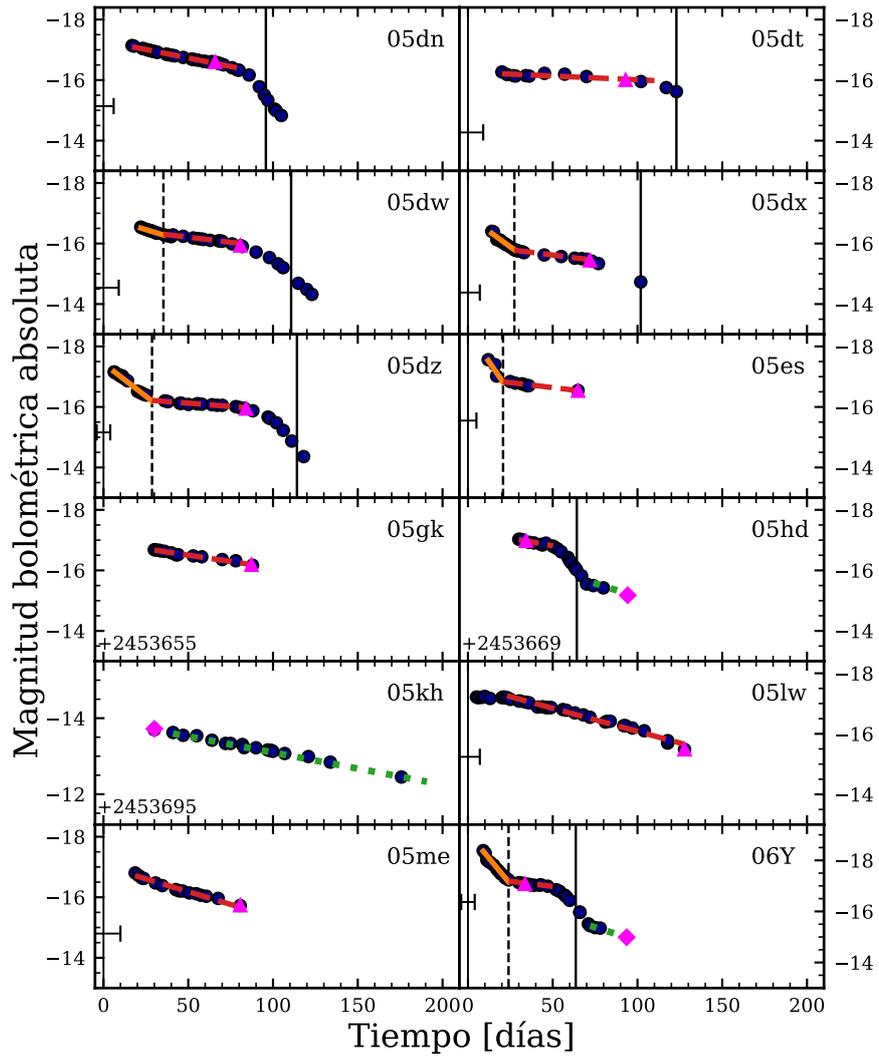


Figura C.2: Ídem Figura C.1 pero desde la SN 2005dn hasta la SN 2006Y.

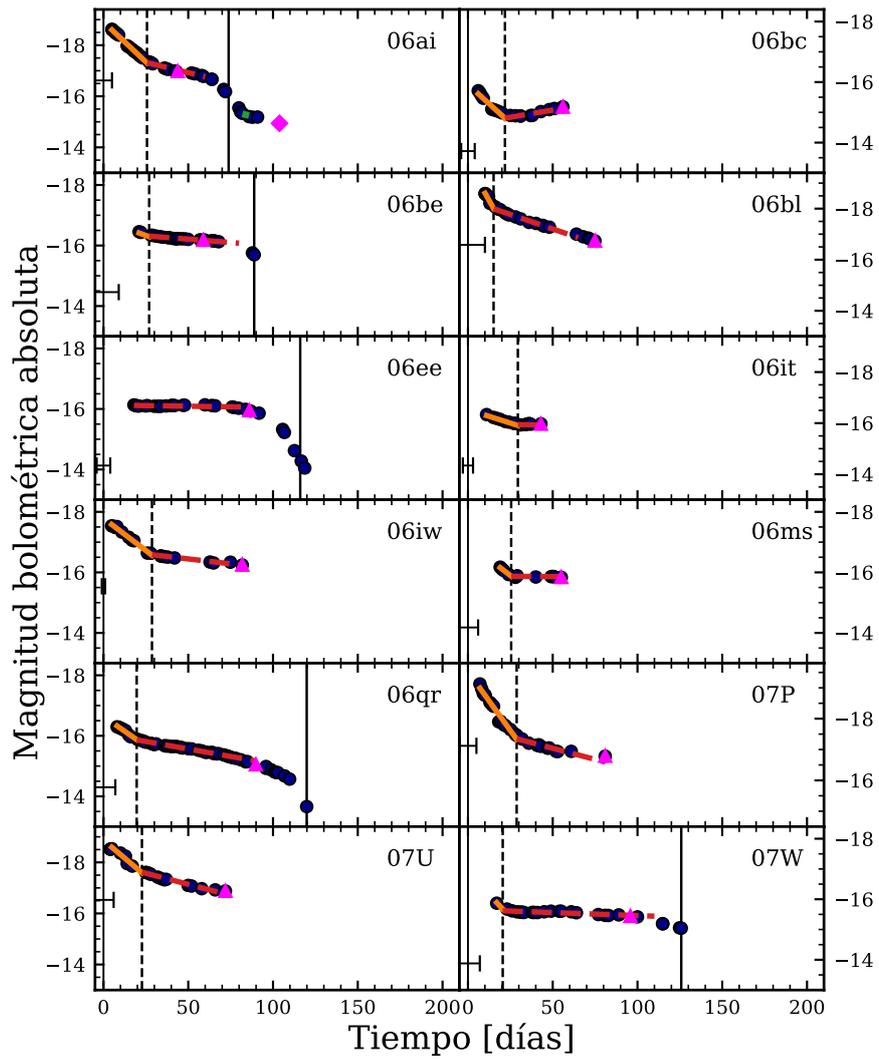


Figura C.3: Ídem Figura C.1 pero desde la SN 2006ai hasta la SN 2007W.

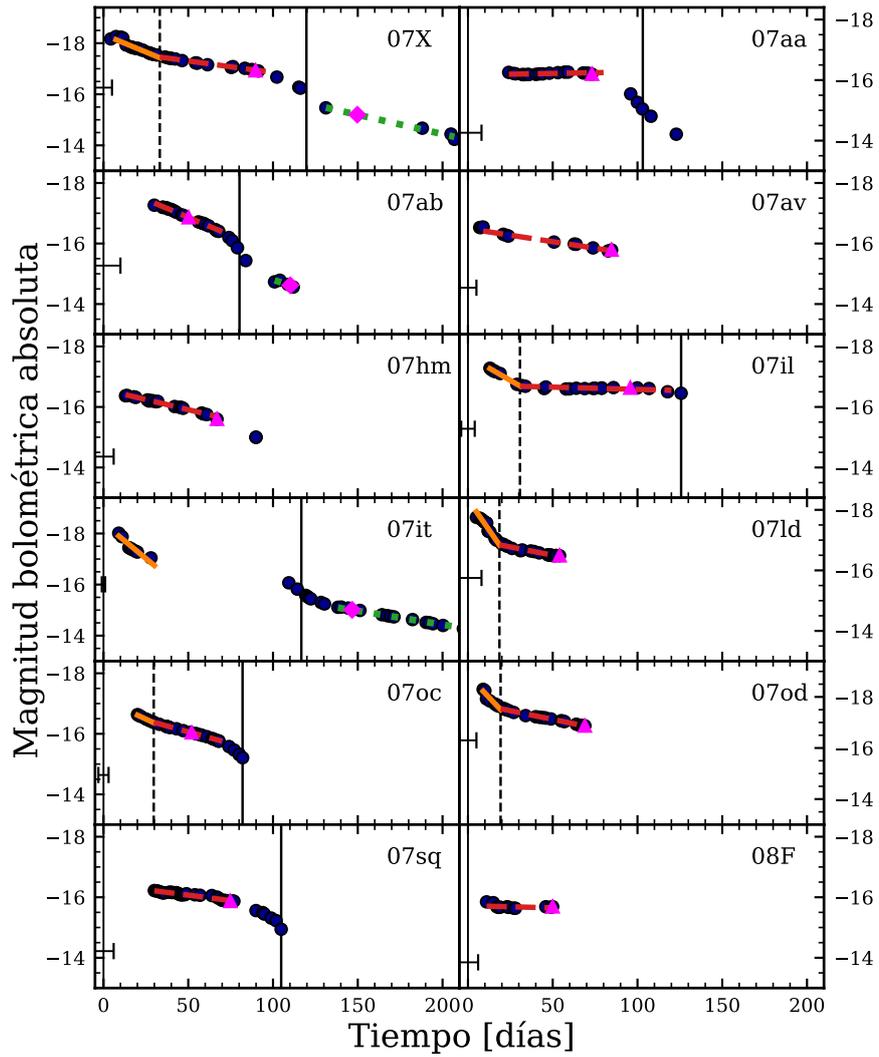


Figura C.4: Ídem Figura C.1 pero desde la SN 2007X hasta la SN 2008F.

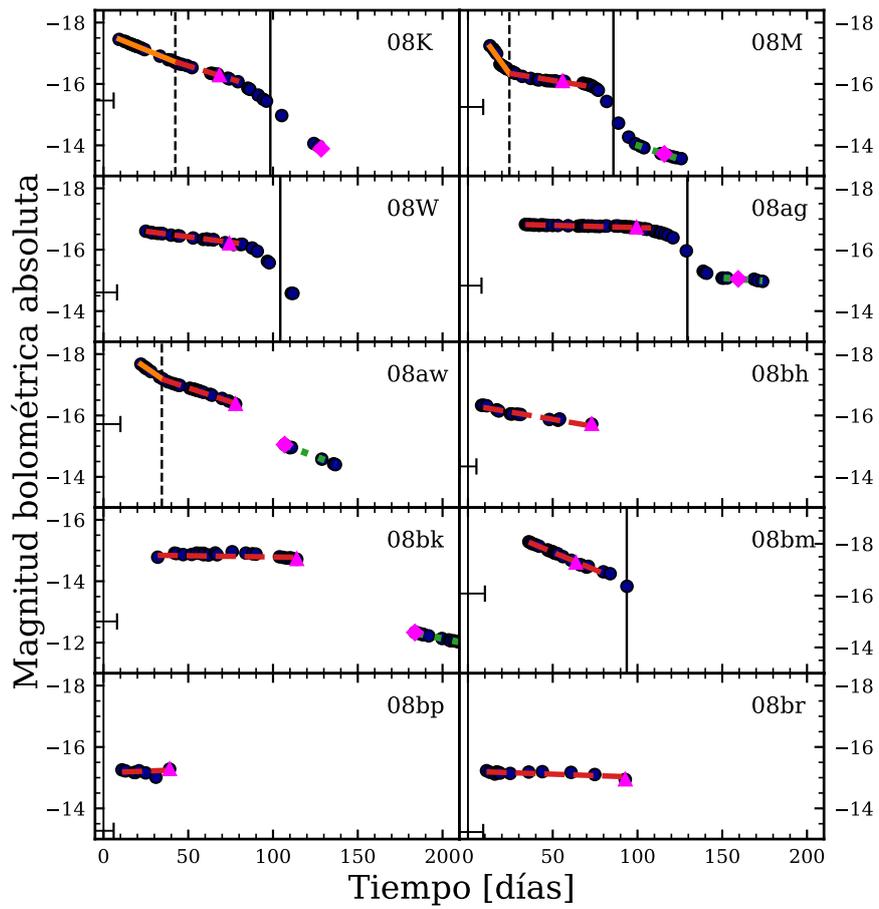


Figura C.5: Ídem Figura C.1 pero desde la SN 2008K hasta la SN 2008br.

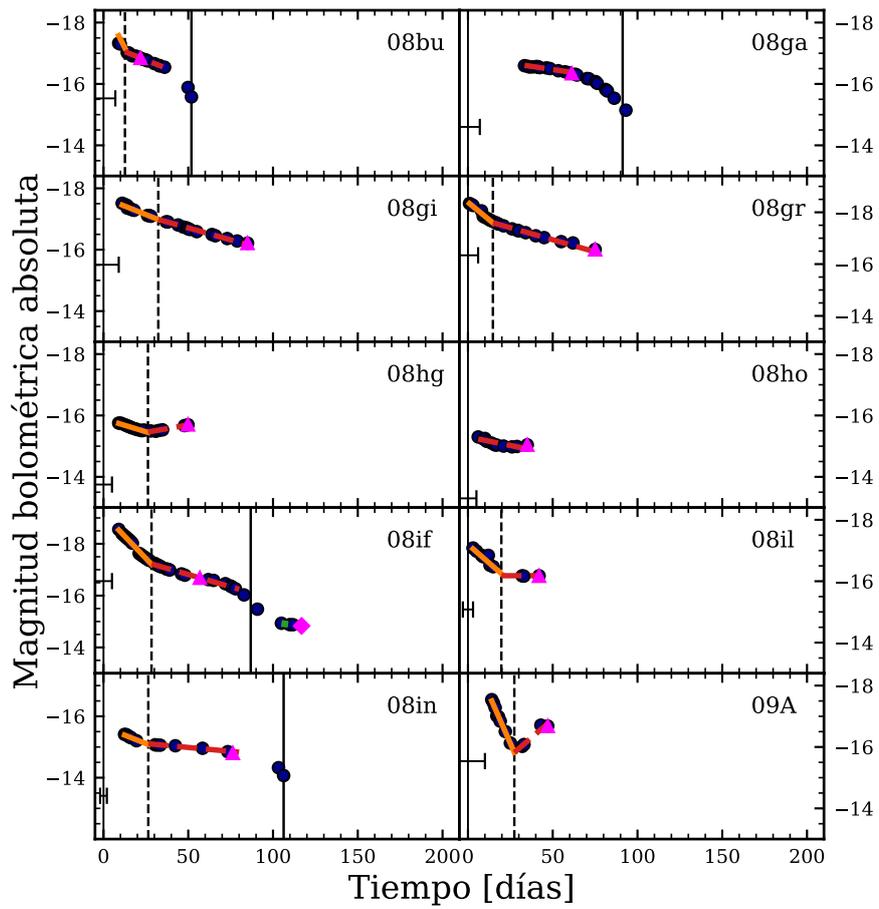


Figura C.6: Ídem Figura C.1 pero desde la SN 2008bu hasta la SN 2009A.

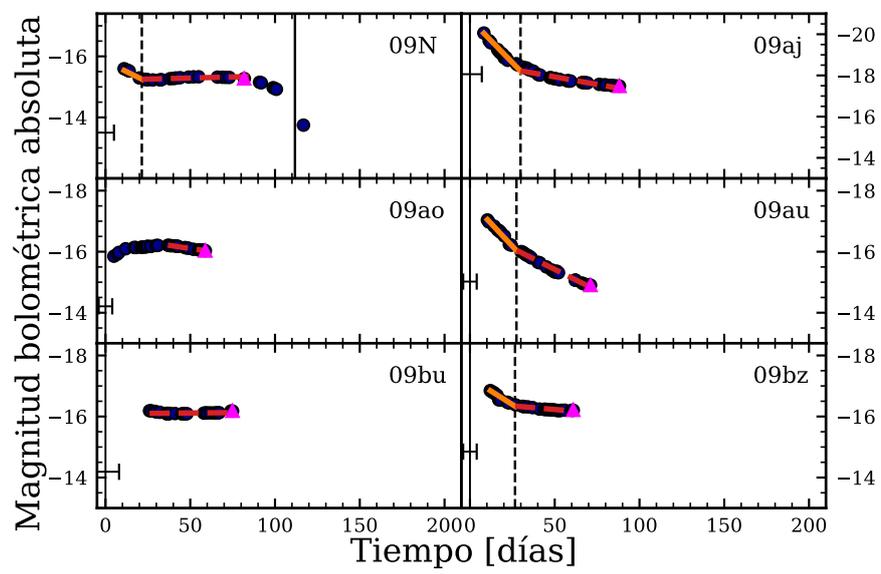


Figura C.7: Ídem Figura C.1 pero desde la SN 2009N hasta la SN 2009bz.

C.2. Ajustes a las SNs II de la muestra completa

Las Figuras C.8–C.16 muestran las curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas de las 53 SNs II cuyas propiedades físicas fueron inferidas, en comparación con los modelos obtenidos a partir de las distribuciones de los parámetros estimadas con nuestro método de ajuste. No existen estimaciones de la velocidad para las SNs 2005af, 2005lw y 2007it.

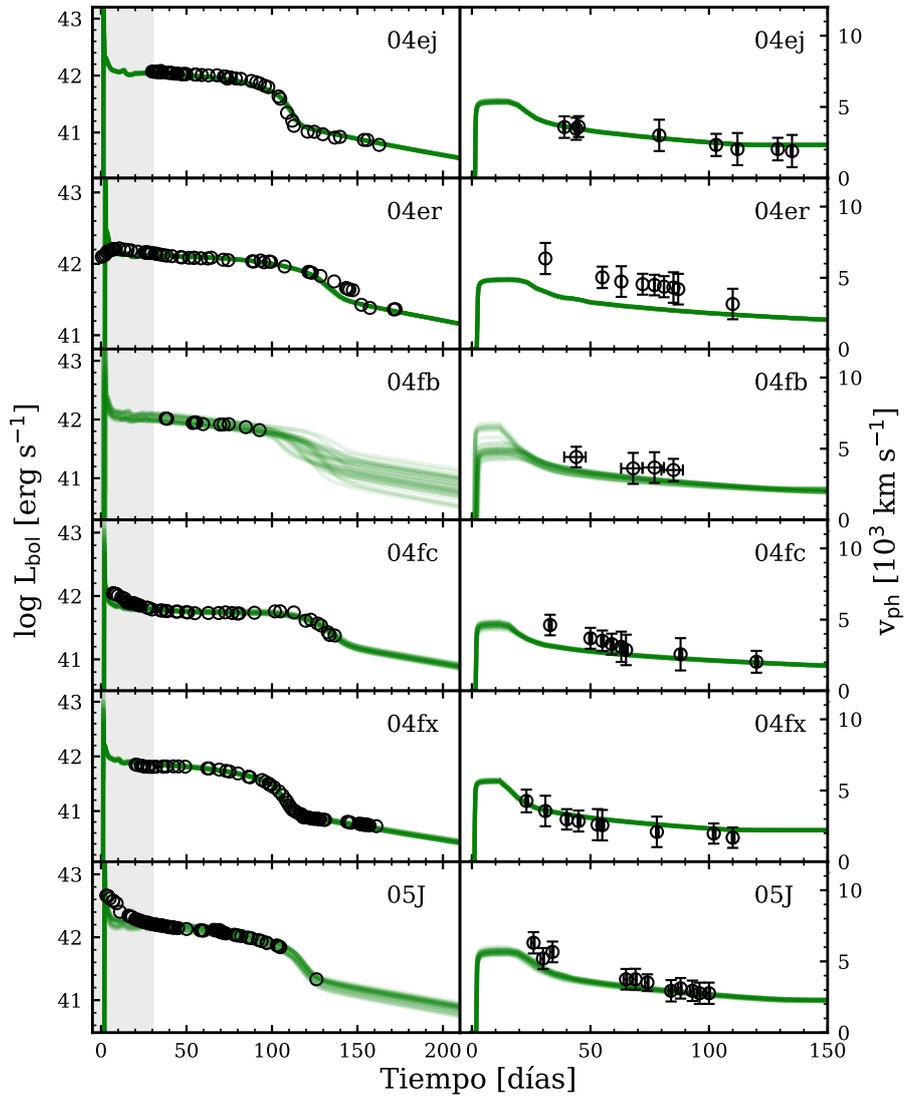


Figura C.8: Comparación entre modelos y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I. Los puntos muestran las curvas de luz bolométricas observadas (*izquierda*) y las velocidades de Fe II $\lambda 5169 \text{ \AA}$ (*derecha*). Las líneas continuas representan 30 modelos aleatoriamente elegidos de las distribuciones de probabilidad. Los paneles presentan SNs en orden de sus descubrimientos, desde la SN 2004ej hasta la SN 2005J. La región gris indica las observaciones excluidas para el modelado. Los errores en las curvas de luz bolométricas observadas no son graficados para una mejor visualización. Notamos que la diferencia de tono en el color verde está relacionada con la superposición de modelos.

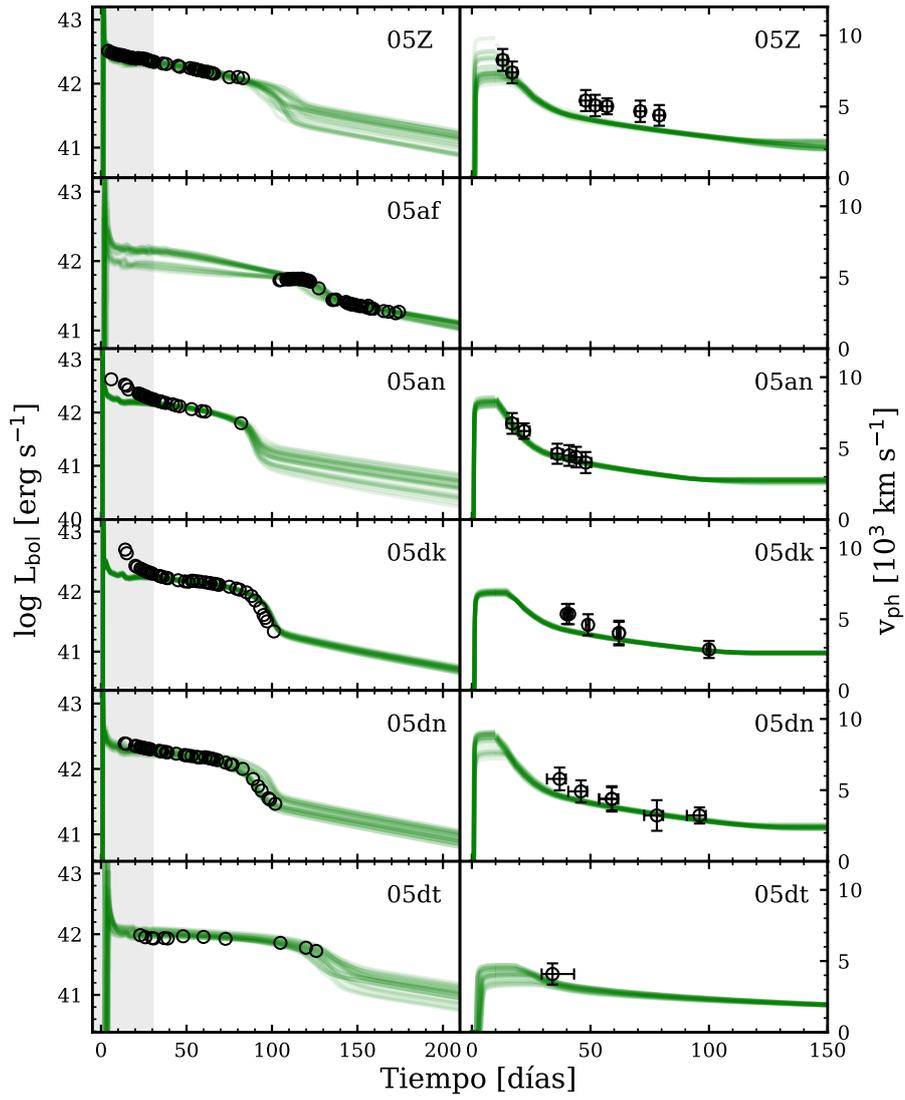


Figura C.9: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2005Z hasta la SN 2005dt.

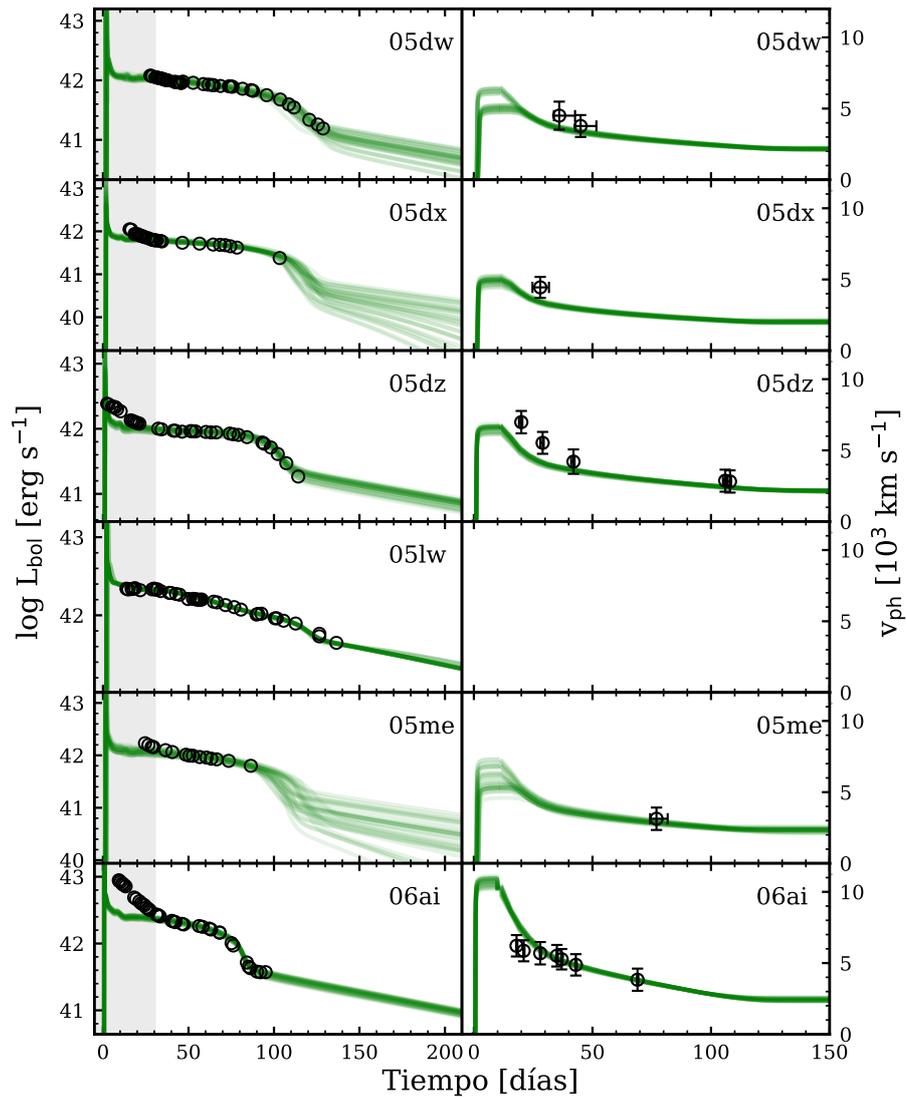


Figura C.10: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2005dw hasta la SN 2006ai.

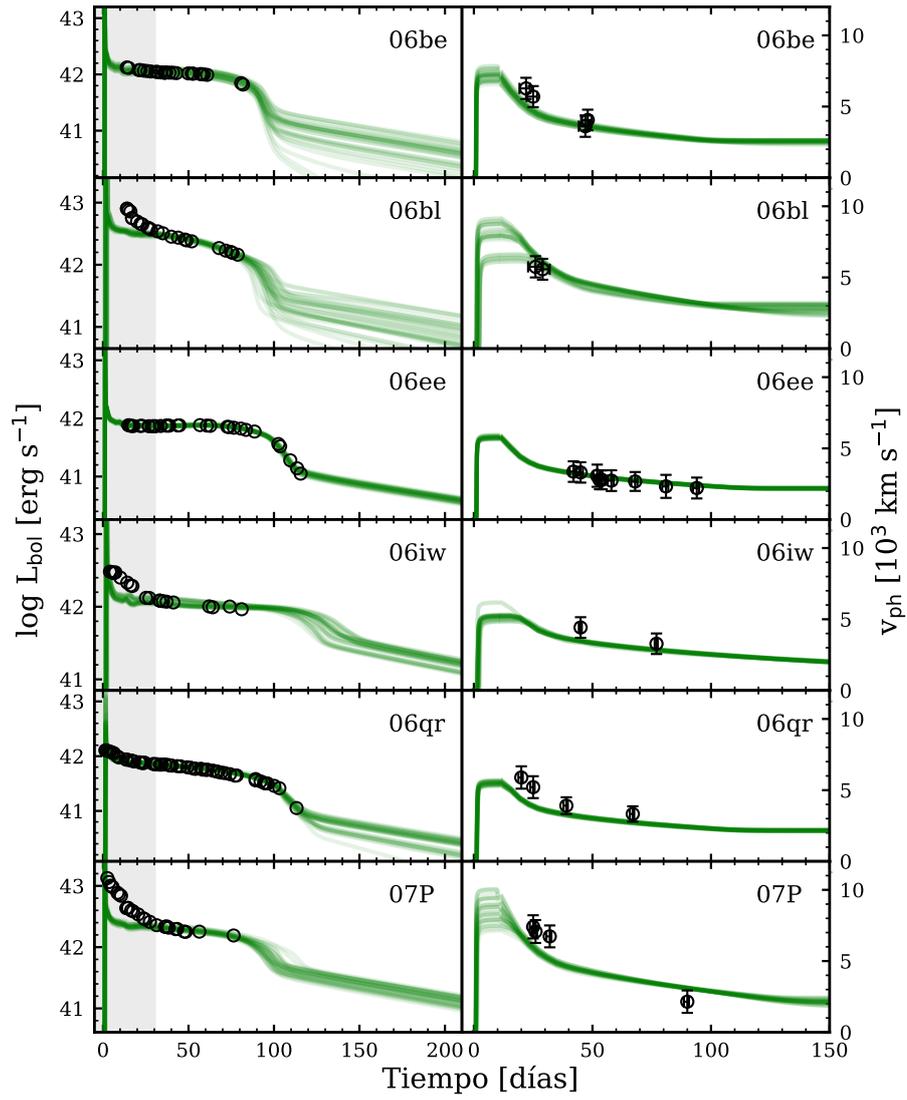


Figura C.11: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2006be hasta la SN 2007P.

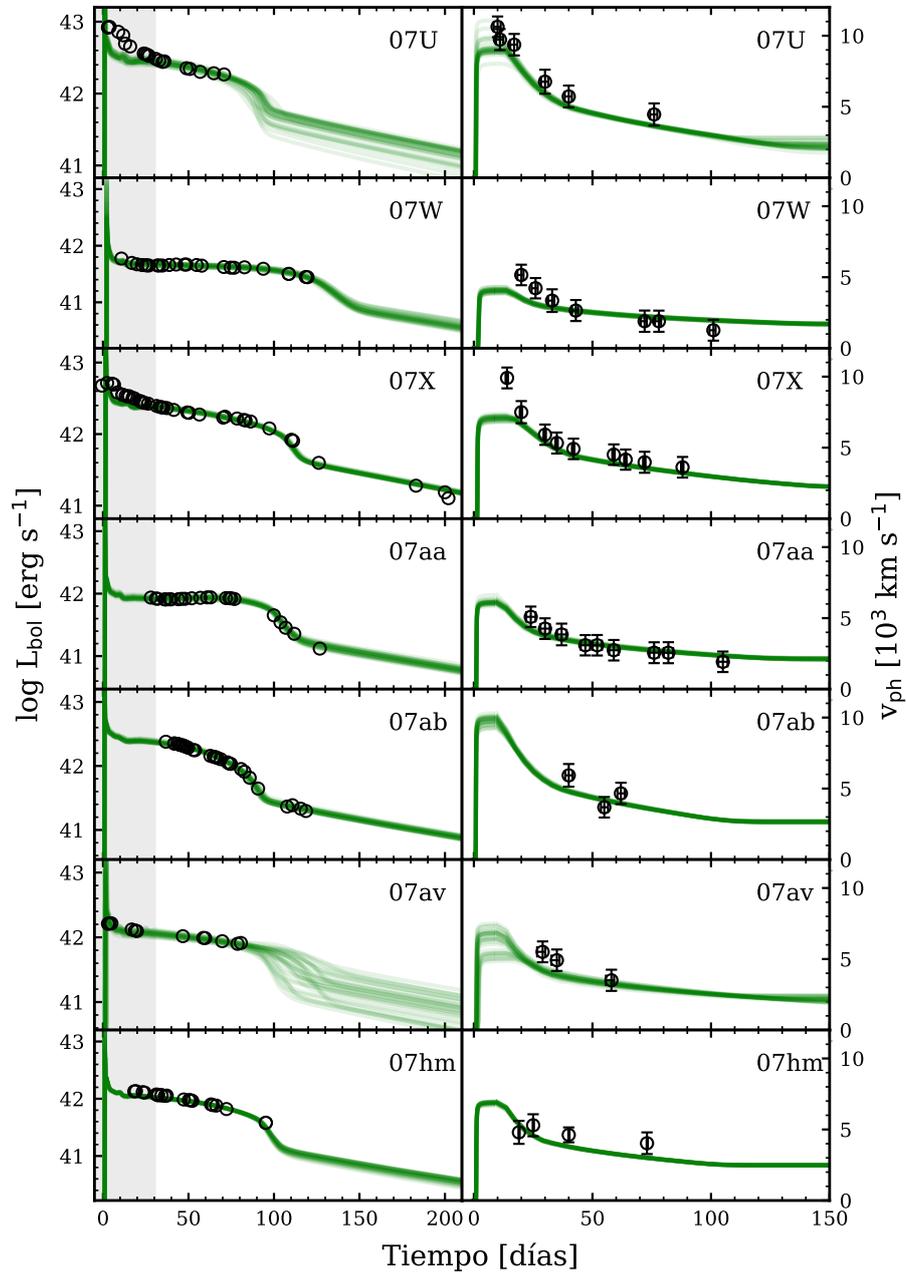


Figura C.12: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2007U hasta la SN 2007hm.

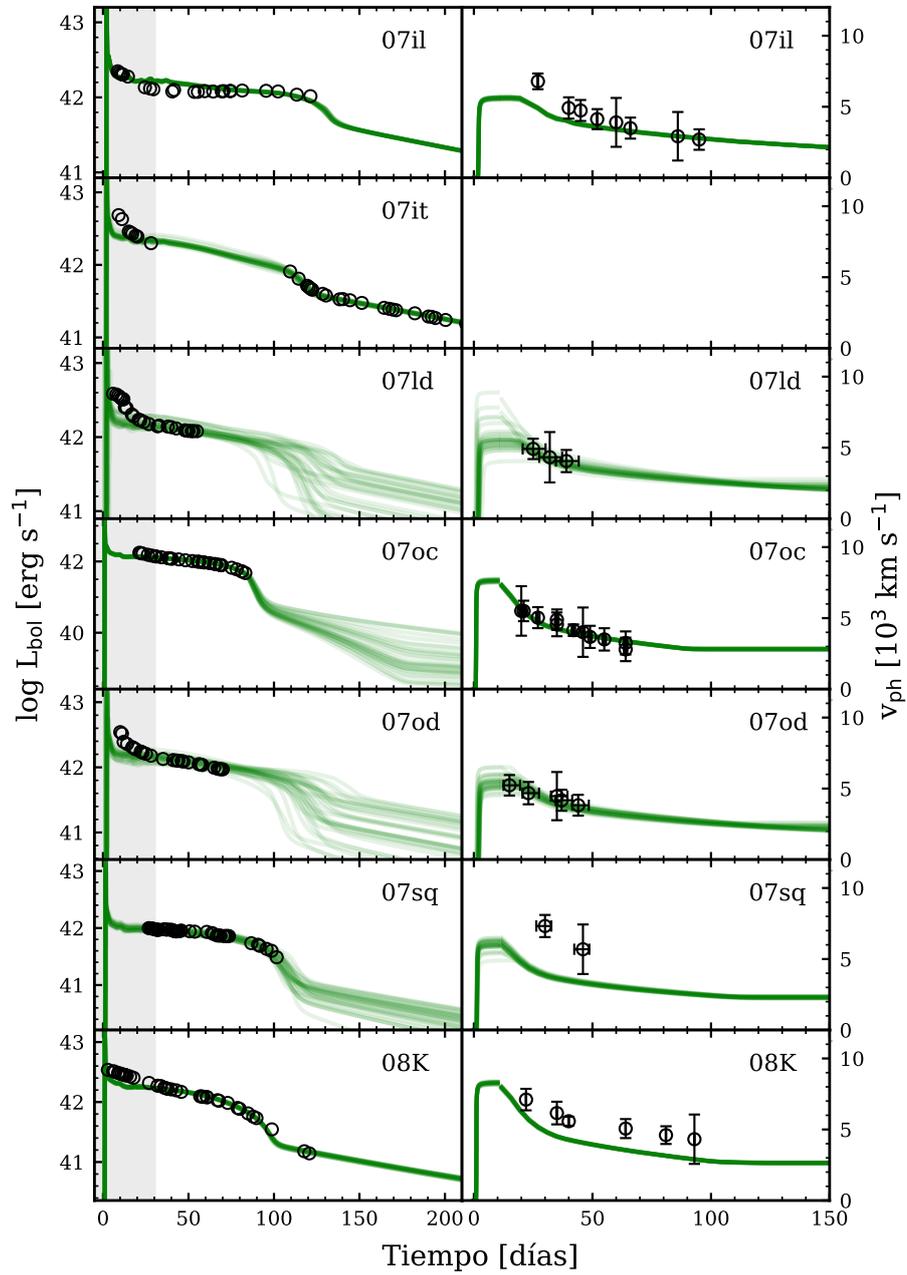


Figura C.13: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2007il hasta la SN 2008K.

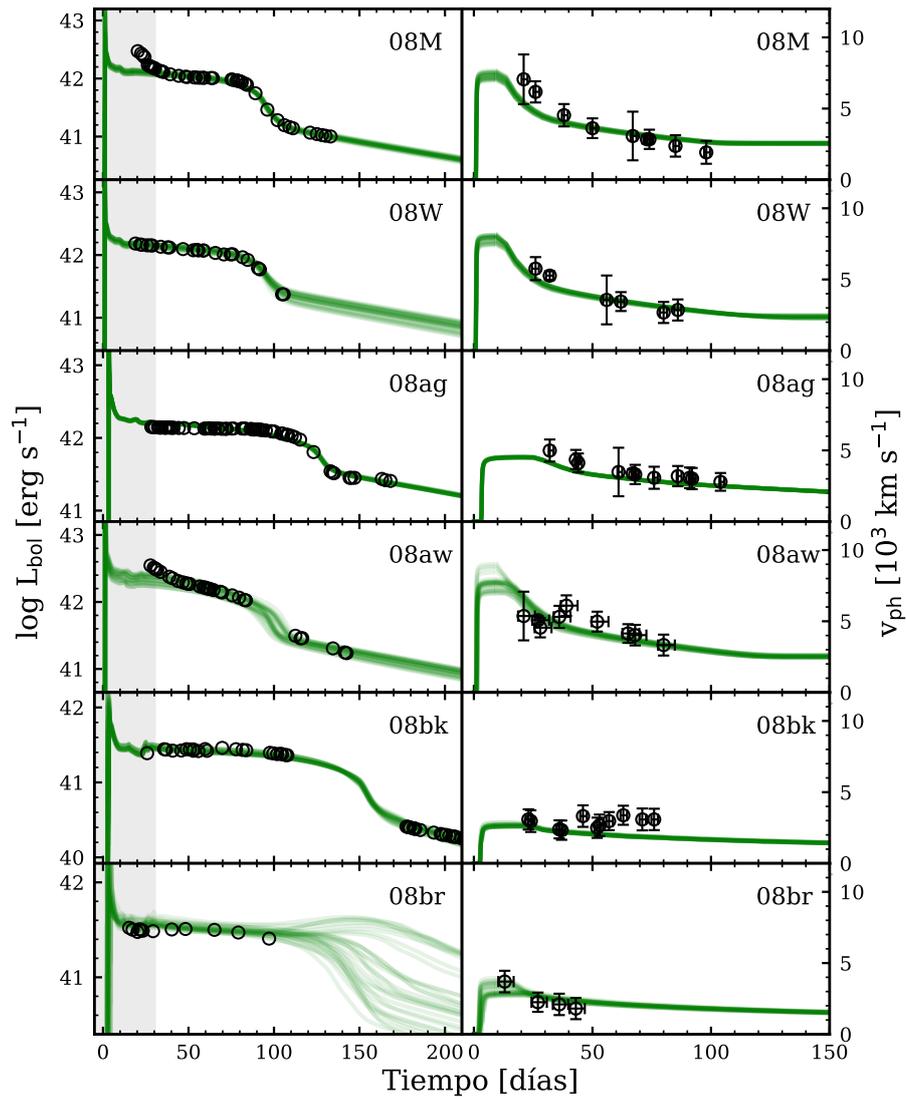


Figura C.14: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2008M hasta la SN 2008br.

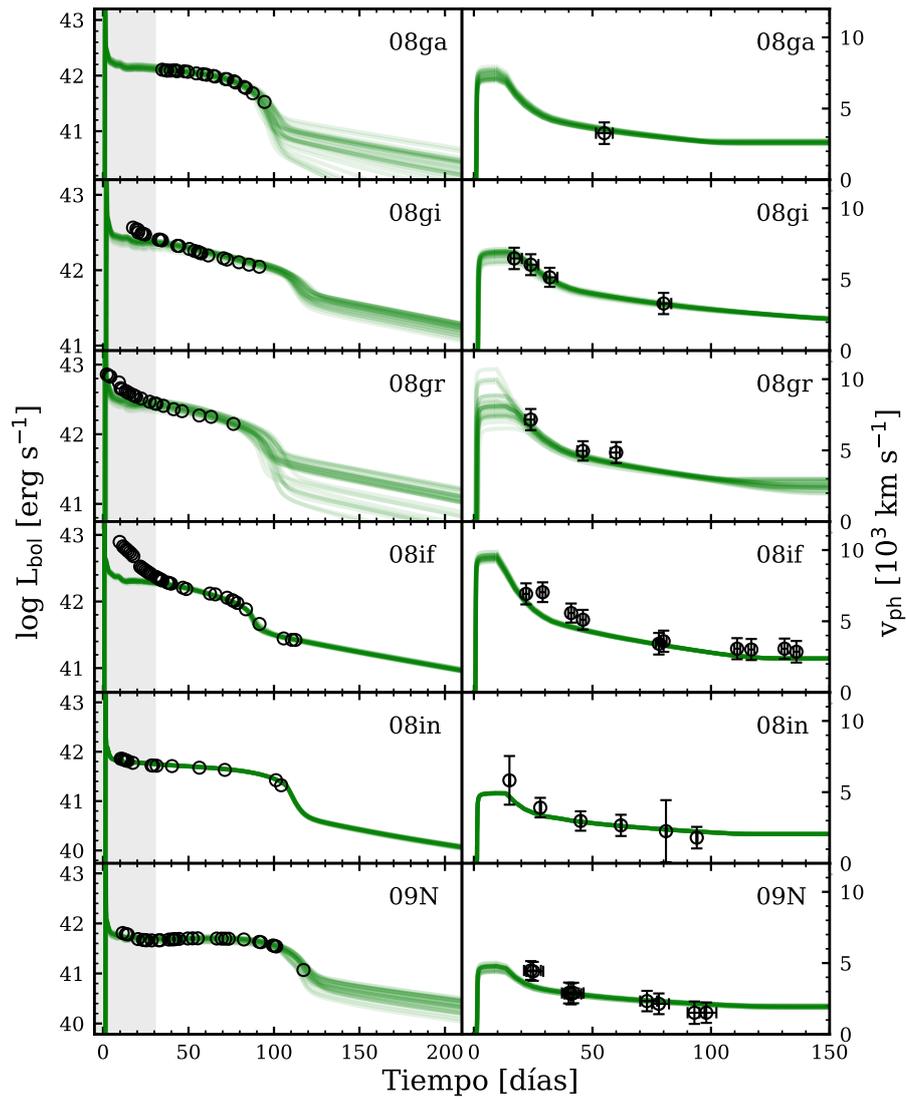


Figura C.15: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2008ga hasta la SN 2009N.

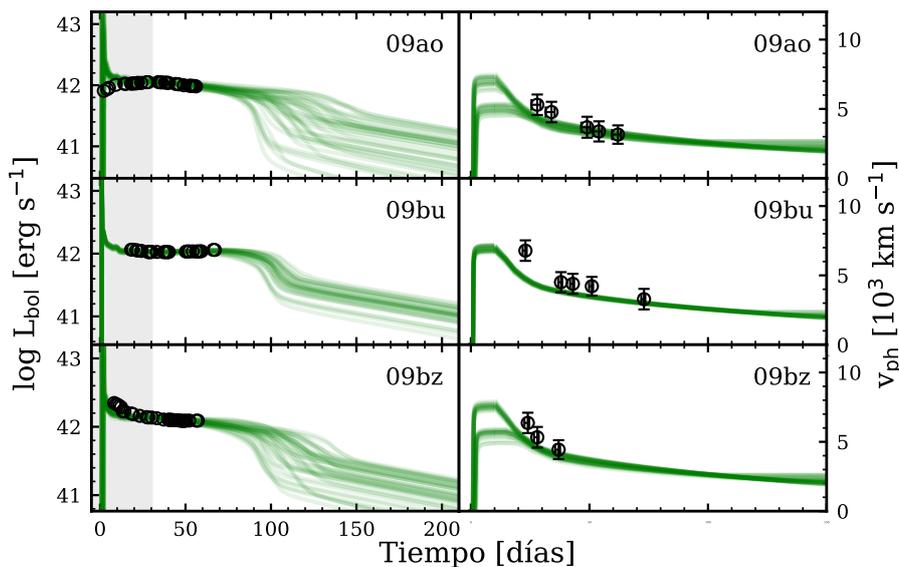


Figura C.16: Ídem Figura C.8 pero desde la SN 2009ao hasta la SN 2009bz.

C.3. Dependencia de los observables en función de los parámetros físicos

En la Sección 8.2.1 presentamos un análisis de correlaciones entre parámetros físicos y observables para las SNs II de la muestra del CSP-I. Además, con el fin de determinar el efecto de cada parámetro físico sobre la diversidad de las SNs II, medimos algunos observables directamente desde nuestra grilla de modelos de curva de luz y velocidades fotosféricas (Sección 8.1). En este apéndice presentamos varias figuras que muestran a los observables medidos de la grilla de modelos de explosión en función del parámetro físico que produce el mayor impacto, siguiendo los resultados de la Tabla 8.1. Cada panel presenta el efecto de un parámetro físico distinto, lo que se puede apreciar de acuerdo a los diversos colores dados por la barra de colores. Los parámetros físicos que no varían son presentados en cada panel junto con los valores que toman.

La Figura C.17 muestra que el gran rango de valores de $OPTd$ observado se encuentra principalmente producido por M_{ZAMS} y E_{exp} , en línea con los estudios teóricos previos. El panel superior izquierdo indica claramente la gran dependencia de estos dos parámetros sobre $OPTd$, mientras que los dos paneles restantes muestran el efecto de M_{Ni} y su mezcla en la relación entre E_{exp} y $OPTd$, respectivamente. Como era de esperar, una mayor cantidad de ^{56}Ni extiende la fase de recombinación, aunque su distribución en el material eyectado por la explosión no pareciera producir cambios significativos sobre $OPTd$.

M_{end} se ve altamente afectado por E_{exp} , con explosiones más energéticas produciendo SNs II más luminosas (Figura C.18). M_{ZAMS} es el parámetro físico que produce la desviación más grande a la relación entre E_{exp} y M_{end} (panel superior izquierdo), mientras que M_{Ni} y su distribución alteran esta relación pero en escalas más pequeñas. Sin embargo, M_{Ni} tiene su mayor efecto sobre M_{end} en el régimen de baja E_{exp} donde las SNs II son menos luminosas y los efectos del decaimiento del ^{56}Co son más notables durante la fase fotosférica tardía, provocando luminosidades más altas durante esta fase (Figura C.18, panel superior derecho). La Figura C.19 indica que M_{tail} está mayormente afectado por la cantidad de ^{56}Ni presente en el material eyectado por la explosión. La energía de la explosión y la mezcla del material

radiactivo no contribuyen significativamente sobre M_{tail} .

La Figura C.20 indica que E_{exp} produce el efecto más grande sobre la pendiente s_2 , seguido de M_{Ni} , al menos con los modelos convencionales utilizados en esta tesis. M_{ZAMS} también muestra variaciones sobre s_2 , aunque su efecto es menor que el de E_{exp} . Sin embargo, el análisis presentado en este apéndice sólo incluye modelos convencionales, donde ninguno de los progenitores fue evolucionado con una mayor tasa de pérdida de masa. La relación entre E_{exp} y s_2 además posee una dispersión adicional producida por la mezcla del ^{56}Ni , donde las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau son consistentes con ^{56}Ni más concentrado en las regiones internas del material eyectado.

La pendiente de la fase radiactiva (s_3) toma el valor teórico de $0.98 \text{ mag } 100 \text{ d}^{-1}$ al suponer que la radiación γ debida al decaimiento del ^{56}Co es completamente termalizada (líneas discontinuas en la Figura C.21). Sin embargo, un número considerable de SNs II poseen valores más grandes de este observable (Anderson et al. 2014b; Gutiérrez et al. 2017a, Sección 5.4.1). En esta tesis encontramos que M_{ZAMS} es el parámetro físico que produce el mayor impacto en s_3 (Tabla 8.1, Figura C.21). Al menos dentro del rango de M_{ZAMS} de nuestros modelos preSN convencionales, estrellas inicialmente más masivas implican una mayor masa al momento del colapso nuclear, y por lo tanto, una mayor cantidad de masa eyectada por la explosión. Es decir, los grandes valores de s_3 encontrados son consistentes con las M_{ey} más pequeñas. Un material eyectado poco masivo es menos eficiente en termalizar la radiación γ producto del decaimiento del ^{56}Co , originando una disminución más rápida de la luminosidad durante la fase radiactiva. El grado de mezcla del ^{56}Ni también contribuye a la diversidad de s_3 . Esto se observa en el panel superior derecho de la Figura C.21 donde un ^{56}Ni más extendido dentro del material eyectado produce una pendiente más empinada de la fase radiactiva de las SNs II.

Finalmente, la Figura C.22 muestra que E_{exp} y M_{ZAMS} son los únicos dos parámetros físicos que producen cambios en las velocidades fotosféricas medidas a 50 días desde la explosión.

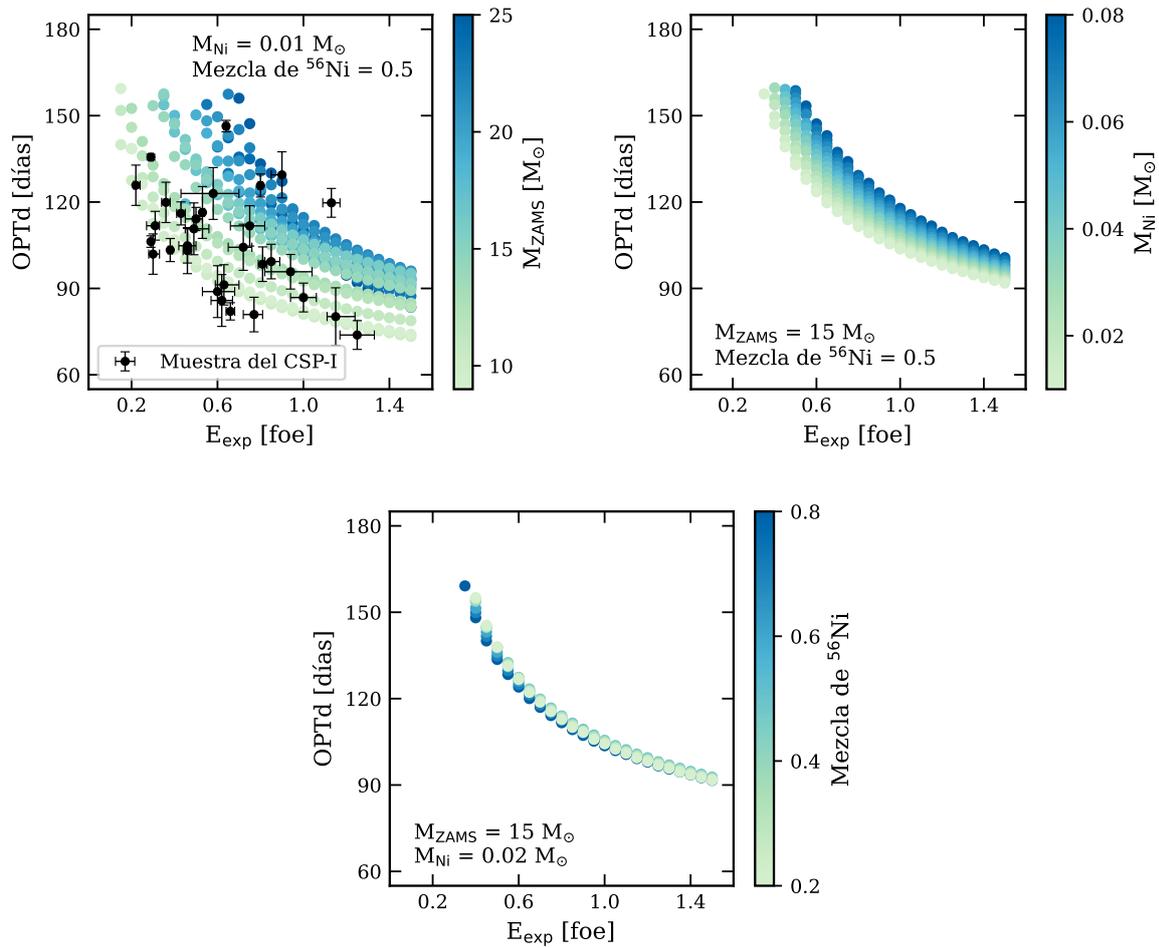


Figura C.17: $OPTd$ medido de los modelos en función de E_{exp} . Los parámetros físicos que no varían se muestran en cada subfigura junto con el valor fijo adoptado. Cada subfigura muestra la influencia de otro parámetro físico. Sólo se analizan los modelos con $OPTd$ más chicos que 160 días. Los marcadores negros representan las observaciones de la muestra de SNs II del CSP-I. Algunas observaciones se encuentran por fuera del rango de los parámetros medidos de los modelos, lo que es debido a los parámetros físicos fijos. Cualquier cambio en estos valores producen diferentes rangos en los parámetros medidos de los modelos.

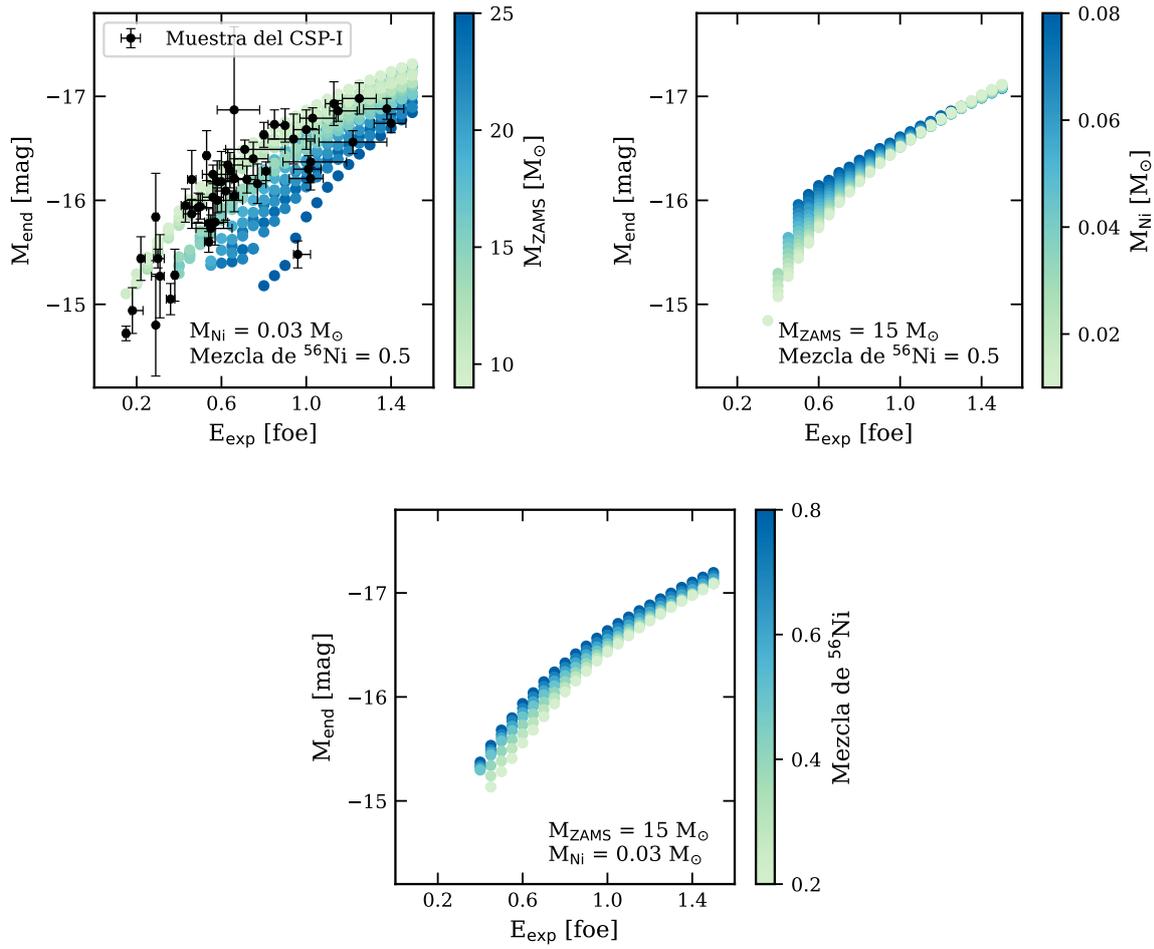


Figura C.18: Ídem Figura C.17 pero para los valores de M_{end} medidos de los modelos en función de E_{exp} .

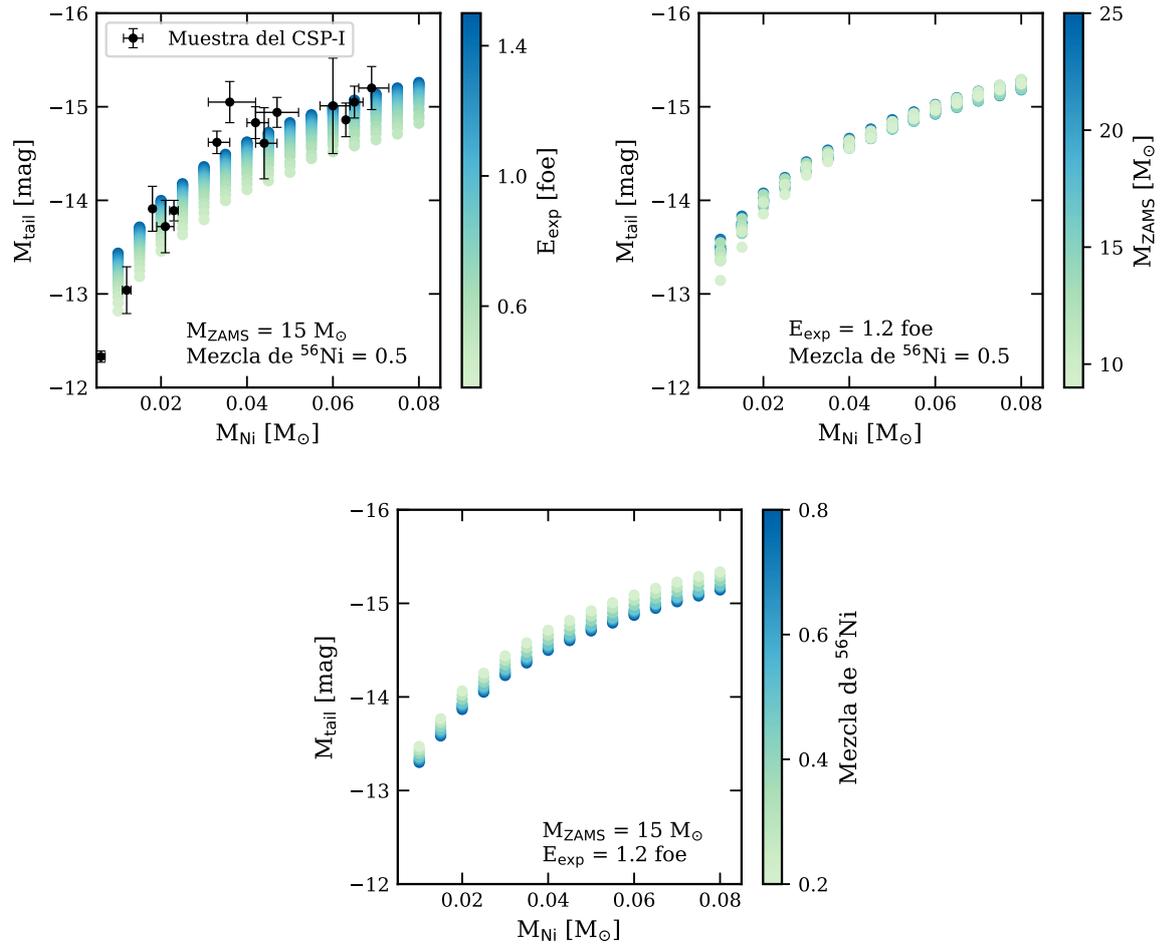


Figura C.19: Ídem Figura C.17 pero para los valores de M_{tail} medidos de los modelos en función de M_{Ni} .

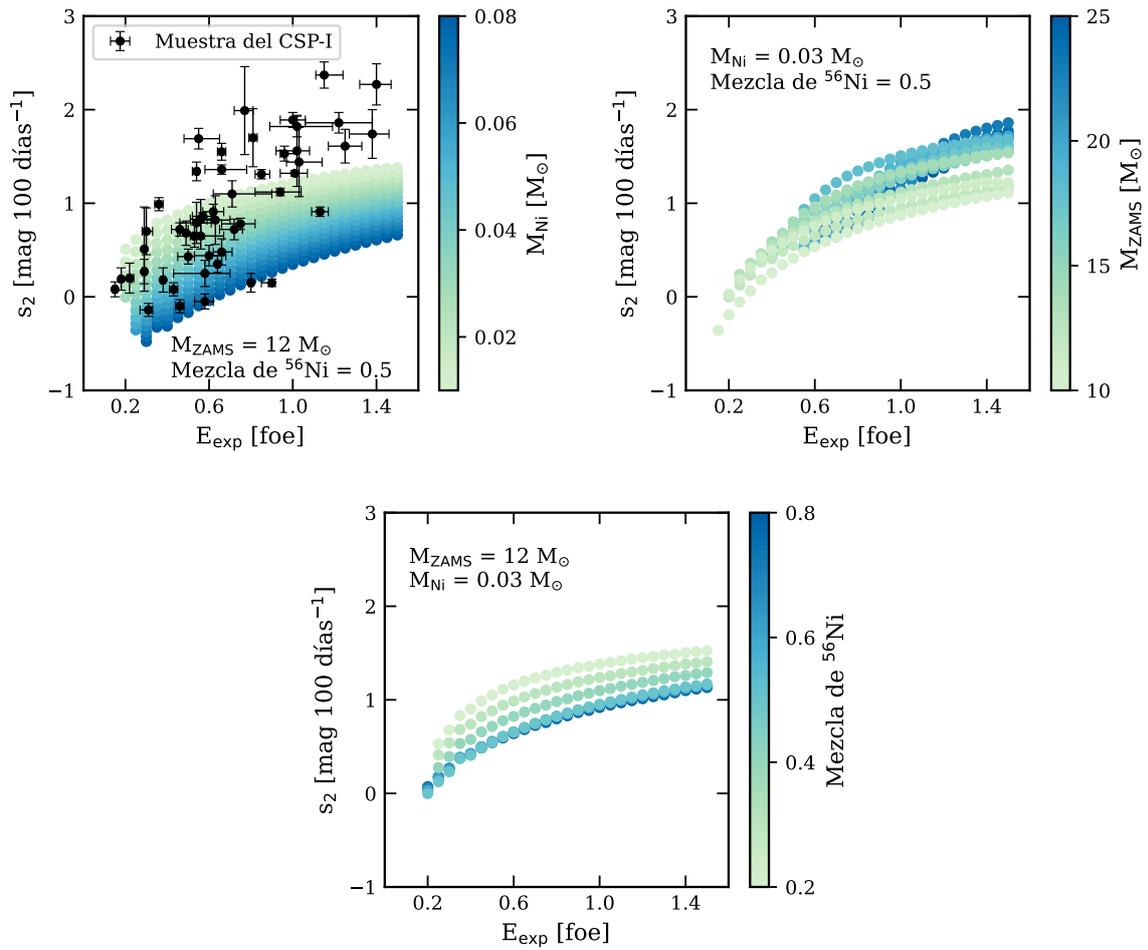


Figura C.20: Ídem Figura C.17 pero para los valores de s_2 medidos de los modelos en función de E_{exp} .

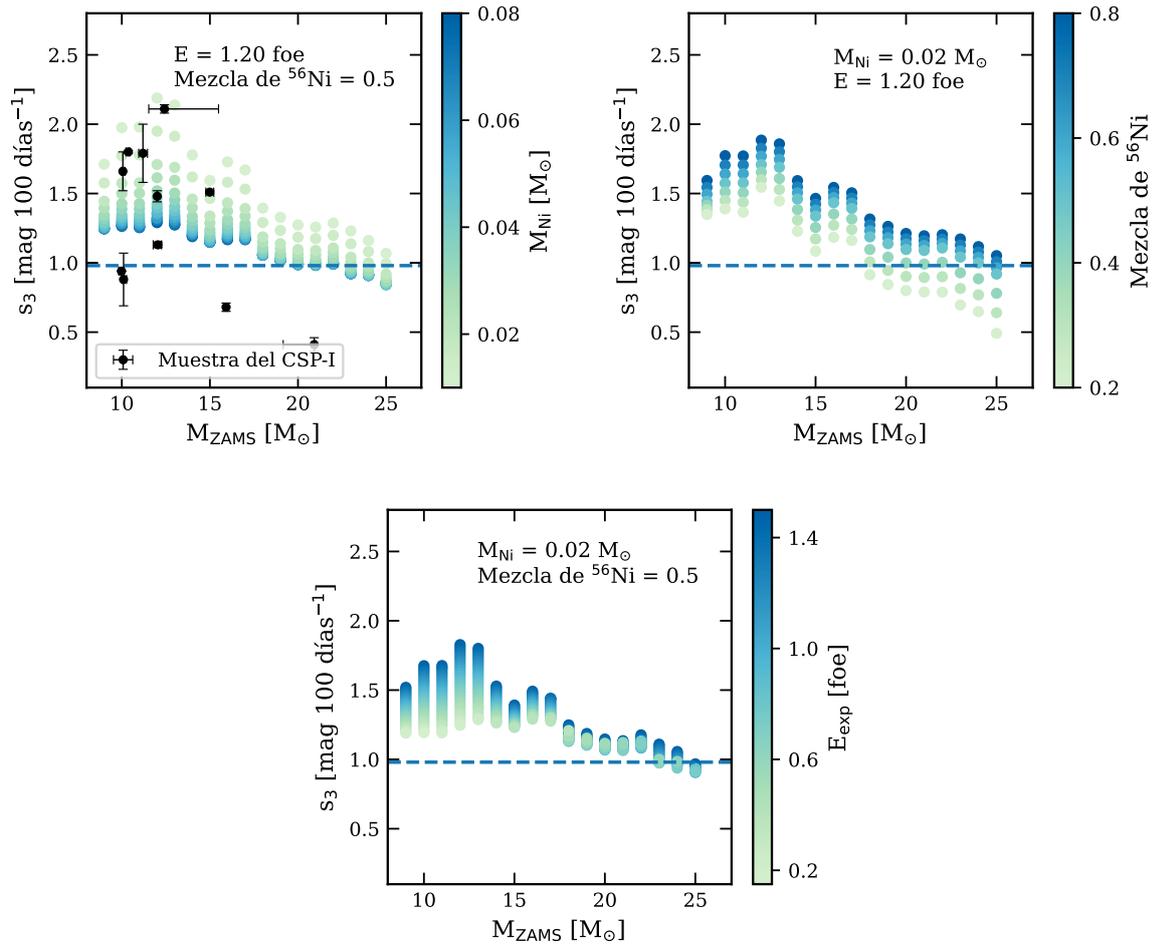


Figura C.21: Ídem Figura C.17 pero para los valores de s_3 medidos de los modelos en función de M_{ZAMS} . La línea horizontal discontinua indica la tasa de declinación esperada si todos los fotones γ producto del decaimiento del ^{56}Co son termalizados.

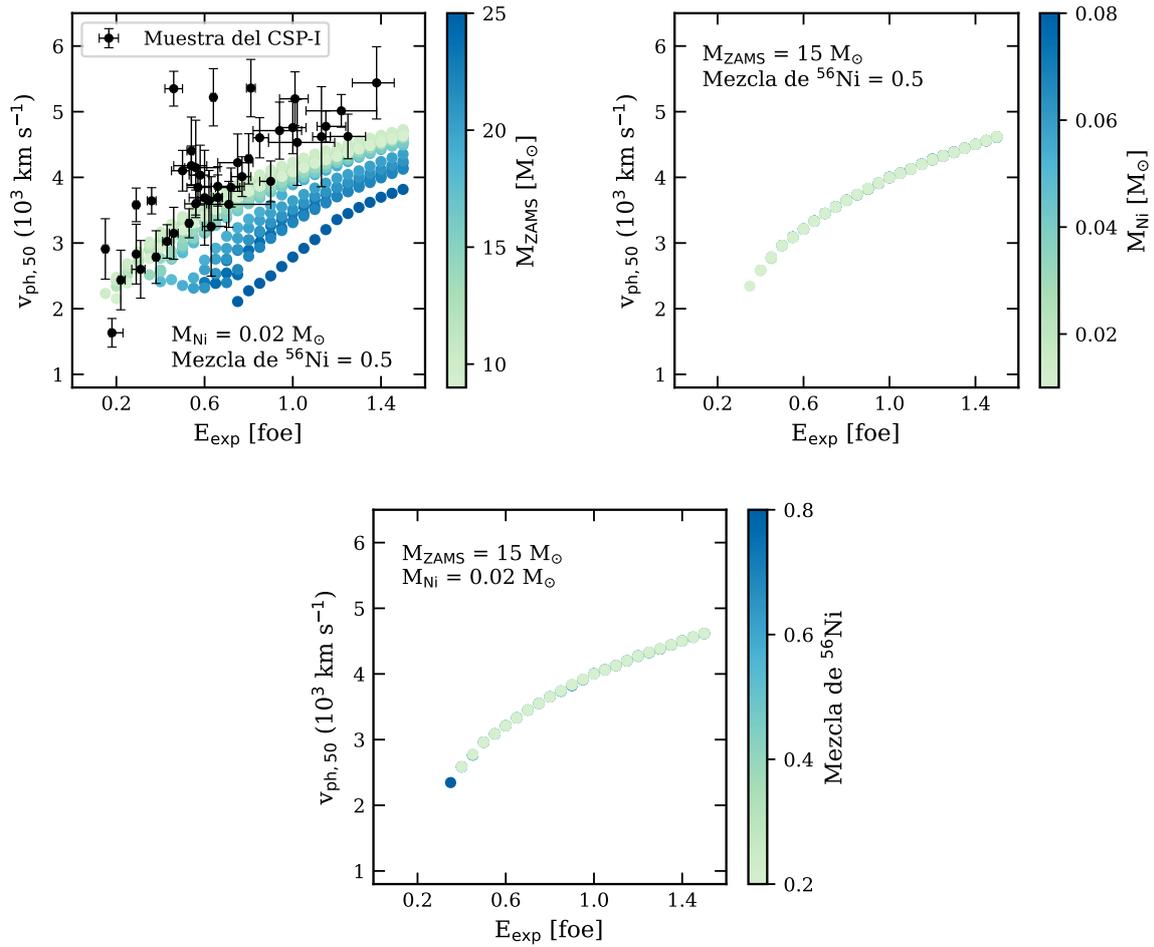


Figura C.22: Ídem Figura C.17 pero para los valores de $v_{\text{ph},50}$ medidos de los modelos en función de E_{exp} .

C.4. Correlaciones

En el Capítulo 8, presentamos un análisis de las correlaciones encontradas entre parámetros físicos y observables de las SNs II en la muestra del CSP-I, pero sin discutir las relaciones entre observables. Por completitud, en este apéndice presentamos correlaciones entre propiedades de las curvas de luz bolométricas, colores a diferentes épocas y velocidades de expansión y pEWs medidos a 50 días desde la explosión. Análisis similares han sido llevados a cabo en la literatura utilizando principalmente la misma muestra ([Anderson et al. 2014b](#); [Gutiérrez et al. 2017a](#); [de Jaeger et al. 2018](#)). La diferencia es que en esos estudios se utilizaron observables medidos de las curvas de luz en la banda V , mientras que en esta tesis usamos las curvas de luz bolométricas para medir dichos observables. Los valores de estos parámetros se encuentran en la Tabla [A.2](#).

En la Figura [C.23](#) presentamos la matriz de correlación con los observables analizados en esta tesis, algunos de los cuales han sido medidos en trabajos previos (ver la Sección [8.1](#)). La mayoría de las correlaciones encontradas en los estudios previos son recuperadas con similar grado de correlación. Al igual que en [Gutiérrez et al. \(2017a\)](#), encontramos que las SNs II con fases de plateau más cortas son más brillantes, declinan más rápido durante las tres fases medidas, tienen pEWs de la componente de absorción de H_α y a/e más pequeños, y se expanden más rápidamente. Además, encontramos que las SNs II que declinan más rápido durante la fase de plateau tienen índices de color más azules a épocas tempranas y rojos a épocas más tardías, similar a lo encontrado en [de Jaeger et al. \(2018\)](#). Dado que los resultados son similares a aquellos analizados en los estudios previos, no se hizo hincapié en las correlaciones ni en sus posibles explicaciones.

Además, en este apéndice adjuntamos la matriz de correlación entre los parámetros físicos y observables cuando se incorporan los resultados provenientes de los modelos no convencionales. Esto se observa en la Figura [C.24](#).

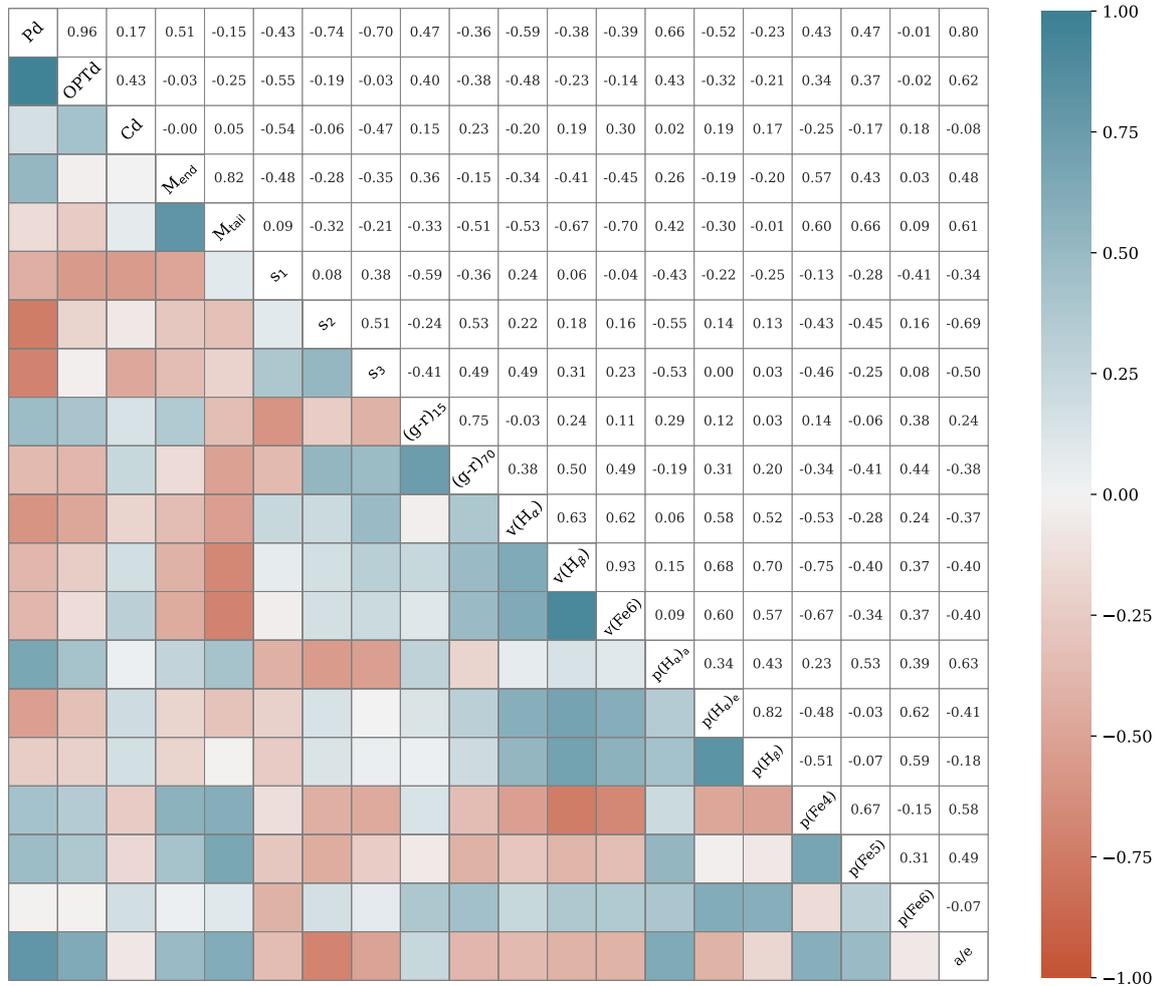


Figura C.23: Matriz de correlación entre los observables medidos de las curvas de luz bolométricas, espectros y curvas de color. Los coeficientes de correlación son presentados en el triángulo superior, mientras que en el triángulo inferior estos coeficientes están coloreados de acuerdo a la fuerza de la correlación. La diagonal que divide ambos triángulos muestra el nombre de los observables utilizados: Pd , $OPTd$, Cd , M_{end} , M_{tail} , s_1 , s_2 , s_3 , el índice de color $(g - r)$ medido a 15 y 70 días desde la explosión, la velocidad de las líneas de H_α , H_β , $Fe II \lambda 5169\text{\AA}$, pEW de la componente de absorción de H_α , pEW de la componente de emisión de H_α , los pEWs de H_β , $Fe II \lambda 4924\text{\AA}$, $Fe II \lambda 5018\text{\AA}$ y $Fe II \lambda 5169\text{\AA}$ y a/e .

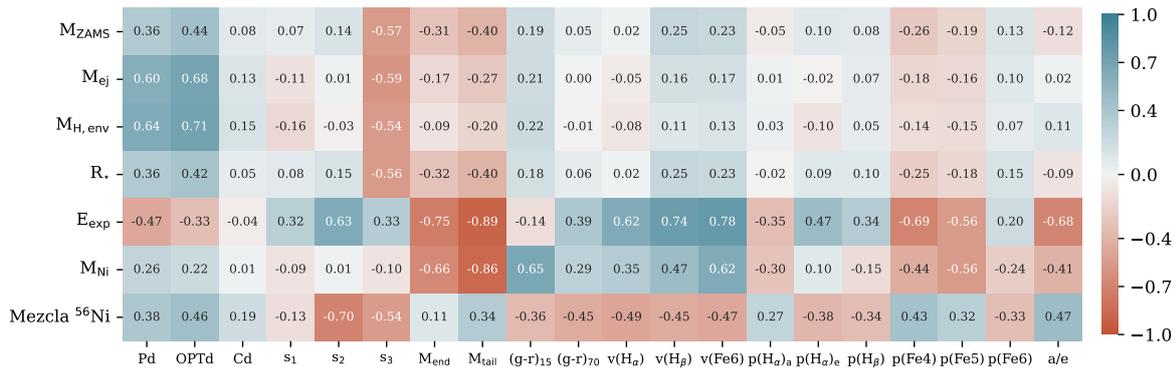


Figura C.24: Matriz de correlación entre propiedades físicas y observables cuando se incluye la grilla de modelos no convencionales. Los observables presentados son: Pd , $OPTd$, Cd , s_1 , s_2 , s_3 , M_{end} , M_{tail} , $(g-r)_{15}$, $(g-r)_{70}$, velocidades de H_{α} , H_{β} y $Fe\ II\ \lambda 5169\text{\AA}$, pEW de la componente de absorción de H_{α} , de la componente de emisión de H_{α} , H_{β} , $Fe\ II\ \lambda 4924\text{\AA}$, $Fe\ II\ \lambda 5018\text{\AA}$, $Fe\ II\ \lambda 5169\text{\AA}$ y a/e .

C.5. Ajustes a SNs II con modelos no convencionales

Las Figuras C.25 y C.26 comparan las curvas de luz bolométricas y velocidades fotosféricas con los modelos obtenidos a partir de las distribuciones de los parámetros estimadas con nuestro método de ajuste para las 11 SNs II modeladas utilizando modelos de progenitor evolucionados con mayor pérdida de masa, es decir, nuestra grilla de modelos no convencionales.

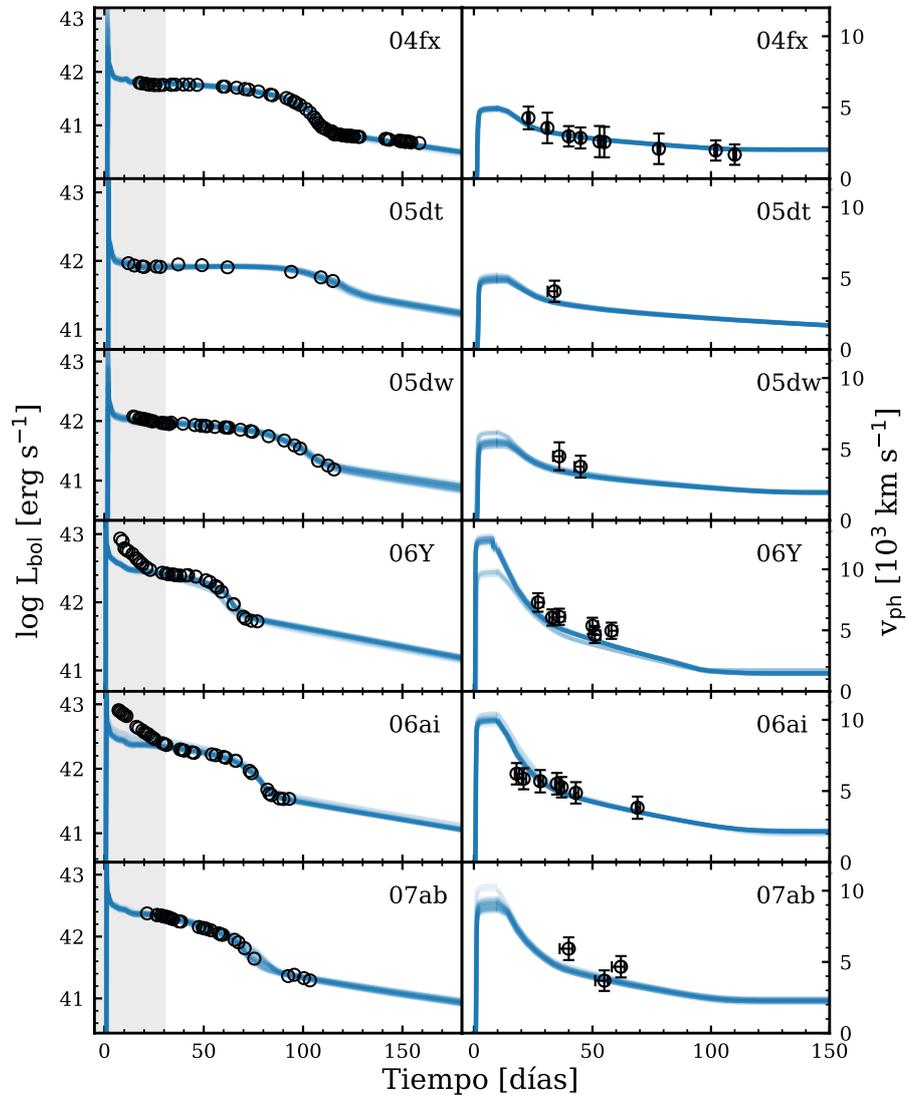


Figura C.25: Comparación entre modelos no convencionales y observaciones de las SNs II en la muestra del CSP-I que pudieron ser reproducidas con estos modelos. Los puntos muestran las curvas de luz bolométricas observadas (*izquierda*) y las velocidades de Fe II $\lambda 5169 \text{ \AA}$ (*derecha*). Las líneas continuas representan 30 modelos aleatoriamente elegidos de las distribuciones de probabilidad. Los paneles presentan SNs en orden de sus descubrimientos, desde la SN 2004fx hasta la SN 2007ab. La región gris indica las observaciones excluidas para el modelado. Los errores en las curvas de luz bolométricas observadas no son graficados para una mejor visualización. Notamos que la diferencia de tono en el color azul está relacionada con la superposición de modelos.

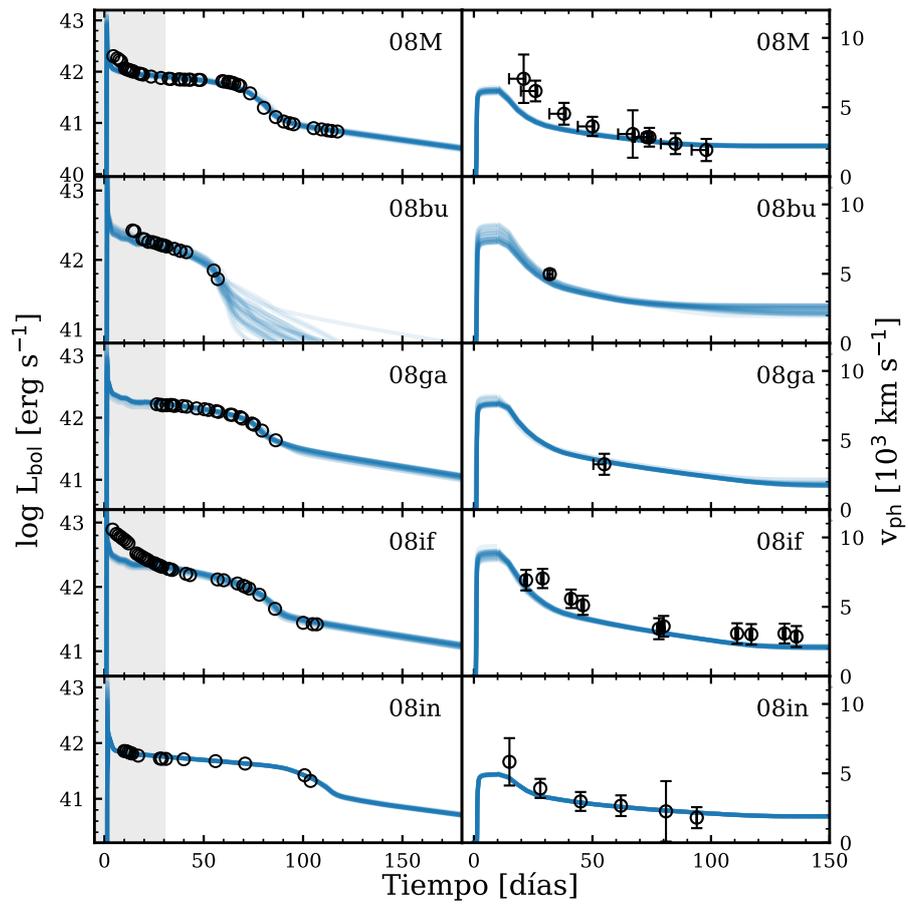


Figura C.26: Ídem Figura C.25 pero desde la SN 2008M hasta la SN 2008in.

Apéndice D

Influencia de la selección de la muestra dorada en los resultados

Como describimos en el Capítulo 6, una SN II pertenece a la muestra dorada si sus observaciones tienen buena cobertura temporal y si existen modelos dentro de nuestra grilla que reproduzcan satisfactoriamente las observaciones. La clasificación de la muestra dorada fue realizada visualmente. En la mayoría de los casos no hubo inconvenientes con la clasificación, excepto por un pequeño número de eventos controversiales. En este apéndice analizamos si la inclusión o exclusión de algunos eventos debatibles afectan los parámetros de la IMF encontrados.

Comenzamos por incluir tres SNs II adicionales a la muestra dorada, alcanzando un total de 27 eventos. Estas SNs II no fueron incluidas inicialmente a la muestra dorada por las siguientes razones: la SN 2005dw presenta dos mediciones de la velocidad de línea del Fe II pero muy cercanas en tiempo; la SN 2007hm no muestra una clara terminación de la fase de plateau; y la SN 2008K muestra algunas diferencias en los ajustes tanto a la curva de luz bolométrica como a las velocidades fotosféricas. La inclusión de estas SNs II a la muestra dorada lleva a los siguientes parámetros de la IMF: $M_{\min} = 9.3^{+0.1}_{-0.1} M_{\odot}$, $M_{\max} = 24.5^{+4.3}_{-3.0} M_{\odot}$ ($M_{\max}^{\text{moda}} = 21.0^{+3.4}_{-0.6} M_{\odot}$) y $\Gamma = -6.48^{+0.51}_{-0.52}$.

Luego excluimos tres eventos de la auténtica muestra dorada definida en el Capítulo 6. Las SNs 2006be y 2007W tienen observaciones al inicio de la transición entre la fase de plateau y la fase radiactiva, aunque pudiera no ser claro. Además excluimos a la SN 2008bk, la cual no satisface las condiciones para ser considerada dentro de la muestra dorada ya que no hay fotometría del CSP-I durante la fase de transición (se utilizaron datos publicados para restringir el final del plateau). Con las exclusiones de estas tres SNs II, los resultados son: $M_{\min} = 9.3^{+0.1}_{-0.1} M_{\odot}$, $M_{\max} = 25.1^{+4.0}_{-3.5} M_{\odot}$ ($M_{\max}^{\text{moda}} = 22.7^{+2.8}_{-1.7} M_{\odot}$) y $\Gamma = -6.39^{+0.65}_{-0.64}$.

Como conclusión, este análisis sugiere que aunque esos casos límites fueran incluidos o excluidos de la muestra dorada, los parámetros derivados para la IMF no son estadísticamente diferentes con los resultados presentados en la Sección 7.1.

Bibliografía

- Adams, S. M., Kochanek, C. S., Gerke, J. R., Stanek, K. Z., & Dai, X. 2017, MNRAS, 468, 4968
- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., & Kurtz, D. W. 2010, *Asteroseismology* (Springer Dordrecht)
- Aglietta, M., Badino, G., Bologna, G., et al. 1987, EPL (Europhysics Letters), 3, 1315
- Aldering, G., Humphreys, R. M., & Richmond, M. 1994, AJ, 107, 662
- Allan, A. P., Groh, J. H., Mehner, A., et al. 2020, MNRAS, 496, 1902
- Alp, D. & Larsson, J. 2020, ApJ, 896, 39
- Anand, G. S., Rizzi, L., & Tully, R. B. 2018, AJ, 156, 105
- Anderson, J. P. 2019, A&A, 628, A7
- Anderson, J. P., Dessart, L., Gutiérrez, C. P., et al. 2014a, MNRAS, 441, 671
- Anderson, J. P., Dessart, L., Gutiérrez, C. P., et al. 2018, Nature Astronomy, 2, 574
- Anderson, J. P., González-Gaitán, S., Hamuy, M., et al. 2014b, ApJ, 786, 67
- Anderson, J. P., Gutiérrez, C. P., Dessart, L., et al. 2016, A&A, 589, A110
- Arnett, D. 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis: An Investigation of the History of Matter from the Big Bang to the Present* (Princeton University Press)
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934a, Proceedings of the National Academy of Science, 20, 259
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934b, Proceedings of the National Academy of Science, 20, 254
- Bailey, S. I. 1921, Popular Astronomy, 29, 553
- Barbarino, C., Dall’Ora, M., Botticella, M. T., et al. 2015, MNRAS, 448, 2312
- Barbon, R., Ciatti, F., & Rosino, L. 1979, A&A, 72, 287
- Barbon, R., Ciatti, F., Rosino, L., Ortolani, S., & Rafanelli, P. 1982, A&A, 116, 43
- Baron, E., Nugent, P. E., Branch, D., & Hauschildt, P. H. 2004, ApJ, 616, L91
- Bartunov, O. S. & Blinnikov, S. I. 1992, Soviet Astronomy Letters, 18, 43
- Bastian, N., Covey, K. R., & Meyer, M. R. 2010, ARA&A, 48, 339
- Beasor, E. R., Davies, B., & Smith, N. 2021, ApJ, 922, 55
- Beasor, E. R., Davies, B., Smith, N., et al. 2020, MNRAS, 492, 5994
- Benvenuto, O. G., Bersten, M. C., & Nomoto, K. 2013, ApJ, 762, 74
- Bersten, M. C. 2013, arXiv e-prints, arXiv:1303.0639
- Bersten, M. C., Benvenuto, O., & Hamuy, M. 2011, ApJ, 729, 61
- Bersten, M. C., Benvenuto, O. G., Folatelli, G., et al. 2014, AJ, 148, 68
- Bersten, M. C., Folatelli, G., García, F., et al. 2018, Nature, 554, 497
- Bersten, M. C. & Hamuy, M. 2009, ApJ, 701, 200
- Bertaud, C. 1964, Annales d’Astrophysique, 27, 548
- Bethe, H. A. & Wilson, J. R. 1985, ApJ, 295, 14
- Bianco, F. B., Modjaz, M., Hicken, M., et al. 2014, ApJS, 213, 19

- Bisnovatyi-Kogan, G. S. 1971, *Soviet Ast.*, 14, 652
- Blinnikov, S. I. & Bartunov, O. S. 1993, *A&A*, 273, 106
- Blinnikov, S. I., Eastman, R., Bartunov, O. S., Popolitov, V. A., & Woosley, S. E. 1998, *ApJ*, 496, 454
- Blondin, S. & Tonry, J. L. 2007, *ApJ*, 666, 1024
- Bose, S., Kumar, B., Sutaria, F., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 1871
- Bouchet, P., Moneti, A., Slezak, E., Le Bertre, T., & Manfroid, J. 1989, *A&AS*, 80, 379
- Breeveld, A. A., Landsman, W., Holland, S. T., et al. 2011, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1358, *Gamma Ray Bursts 2010*, ed. J. E. McEnery, J. L. Racusin, & N. Gehrels, 373–376
- Brott, I., de Mink, S. E., Cantiello, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A115
- Bruch, R. J., Gal-Yam, A., Schulze, S., et al. 2021, *ApJ*, 912, 46
- Burrows, A., Radice, D., Vartanyan, D., et al. 2020, *MNRAS*, 491, 2715
- Burrows, A. & Vartanyan, D. 2021, *Nature*, 589, 29
- Burrows, A., Vartanyan, D., Dolence, J. C., Skinner, M. A., & Radice, D. 2018, *Space Sci. Rev.*, 214, 33
- Campana, S., Mangano, V., Blustin, A. J., et al. 2006, *Nature*, 442, 1008
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Cassisi, S., Potekhin, A. Y., Pietrinferni, A., Catelan, M., & Salaris, M. 2007, *ApJ*, 661, 1094
- Catchpole, R. M., Menzies, J. W., Monk, A. S., et al. 1987, *MNRAS*, 229, 15P
- Catchpole, R. M., Whitelock, P. A., Feast, M. W., et al. 1988, *MNRAS*, 231, 75P
- Chandrasekhar, S. 1939, *An introduction to the study of stellar structure* (University of Chicago Press)
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., Vinko, J., Horvath, Z. L., & Nagy, A. 2013, *ApJ*, 773, 76
- Cheng, Y.-C., Chen, T.-W., & Prentice, S. 2017, *The Astronomer's Telegram*, 10374, 1
- Chevalier, R. A. 1976, *ApJ*, 207, 872
- Chevalier, R. A. & Irwin, C. M. 2011, *ApJ*, 729, L6
- Chieffi, A., Domínguez, I., Höflich, P., Limongi, M., & Straniero, O. 2003, *MNRAS*, 345, 111
- Childress, M., Scalzo, R., Yuan, F., & Schmidt, B. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4306, 1
- Chun, S.-H., Yoon, S.-C., Jung, M.-K., Kim, D. U., & Kim, J. 2018, *ApJ*, 853, 79
- Clocchiatti, A., Benetti, S., Wheeler, J. C., et al. 1996, *AJ*, 111, 1286
- Colgate, S. A. & McKee, C. 1969, *ApJ*, 157, 623
- Colgate, S. A. & White, R. H. 1966, *ApJ*, 143, 626
- Contreras, C., Hamuy, M., Phillips, M. M., et al. 2010, *AJ*, 139, 519
- Crockett, R. M., Eldridge, J. J., Smartt, S. J., et al. 2008, *MNRAS*, 391, L5
- Crockett, R. M., Smartt, S. J., Pastorello, A., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 2767
- Curtis, S., Wolfe, N., Fröhlich, C., et al. 2021, *ApJ*, 921, 143
- Dall'Ora, M., Botticella, M. T., Pumo, M. L., et al. 2014, *ApJ*, 787, 139
- Davies, B. & Beasor, E. R. 2018, *MNRAS*, 474, 2116
- Davies, B. & Beasor, E. R. 2020, *MNRAS*, 493, 468
- Davis, S., Hsiao, E. Y., Ashall, C., et al. 2019, *ApJ*, 887, 4
- de Jaeger, T., Anderson, J. P., Galbany, L., et al. 2018, *MNRAS*, 476, 4592
- de Jaeger, T., González-Gaitán, S., Anderson, J. P., et al. 2015, *ApJ*, 815, 121
- de Jaeger, T., Zheng, W., Stahl, B. E., et al. 2019, *MNRAS*, 490, 2799
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. 1988, *A&AS*, 72, 259

- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Buta, R., Ables, H. D., & Hewitt, A. V. 1981, *PASP*, 93, 36
- DeLaney, T., Rudnick, L., Stage, M. D., et al. 2010, *ApJ*, 725, 2038
- Dessart, L. & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 439, 671
- Dessart, L. & Hillier, D. J. 2006, *A&A*, 447, 691
- Dessart, L. & Hillier, D. J. 2019, *A&A*, 625, A9
- Dessart, L., Hillier, D. J., Waldman, R., & Livne, E. 2013, *MNRAS*, 433, 1745
- Dexter, J. & Kasen, D. 2013, *ApJ*, 772, 30
- Doggett, J. B. & Branch, D. 1985, *AJ*, 90, 2303
- Drilling, J. S. & Landolt, A. U. 2000, *Normal Stars* (Springer), 381
- Drout, M. R., Soderberg, A. M., Gal-Yam, A., et al. 2011, *ApJ*, 741, 97
- Dufton, P. L., Langer, N., Dunstall, P. R., et al. 2013, *A&A*, 550, A109
- Eastman, R. G., Schmidt, B. P., & Kirshner, R. 1996, *ApJ*, 466, 911
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, *A&A*, 537, A146
- Eldridge, J. J., Fraser, M., Maund, J. R., & Smartt, S. J. 2015, *MNRAS*, 446, 2689
- Eldridge, J. J., Guo, N. Y., Rodrigues, N., Stanway, E. R., & Xiao, L. 2019, *PASA*, 36, e041
- Eldridge, J. J., Izzard, R. G., & Tout, C. A. 2008, *MNRAS*, 384, 1109
- Eldridge, J. J., Mattila, S., & Smartt, S. J. 2007, *MNRAS*, 376, L52
- Eldridge, J. J., Stanway, E. R., Xiao, L., et al. 2017, *PASA*, 34, e058
- Eldridge, J. J. & Xiao, L. 2019, *MNRAS*, 485, L58
- Eldridge, J. J., Xiao, L., Stanway, E. R., Rodrigues, N., & Guo, N. Y. 2018, *PASA*, 35, 49
- Elias, J. H., Matthews, K., Neugebauer, G., & Persson, S. E. 1985, *ApJ*, 296, 379
- Elmhamdi, A., Danziger, I. J., Chugai, N., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 939
- Ergon, M., Sollerman, J., Fraser, M., et al. 2014, *A&A*, 562, A17
- Ertl, T., Janka, H. T., Woosley, S. E., Sukhbold, T., & Ugliano, M. 2016, *ApJ*, 818, 124
- Evans, J. D. 1996, *Straightforward Statistics for Behavioral Sciences* (Pacific Grove, CA: Brooks/Cole Publishing)
- Fagotti, P., Dimai, A., Quadri, U., et al. 2012, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 3054, 1
- Falk, S. W. & Arnett, W. D. 1977, *ApJS*, 33, 515
- Faran, T., Nakar, E., & Poznanski, D. 2018, *MNRAS*, 473, 513
- Faran, T., Poznanski, D., Filippenko, A. V., et al. 2014a, *MNRAS*, 442, 844
- Faran, T., Poznanski, D., Filippenko, A. V., et al. 2014b, *MNRAS*, 445, 554
- Farmer, R., Fields, C. E., Petermann, I., et al. 2016, *ApJS*, 227, 22
- Farrell, E. J., Groh, J. H., Meynet, G., & Eldridge, J. J. 2020, *MNRAS*, 494, L53
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, *ApJ*, 623, 585
- Filippenko, A. V. 1988, *AJ*, 96, 1941
- Filippenko, A. V. 1989, *AJ*, 97, 726
- Filippenko, A. V. 1997, *ARA&A*, 35, 309
- Filippenko, A. V., Matheson, T., & Barth, A. J. 1994, *AJ*, 108, 2220
- Filippenko, A. V., Matheson, T., & Ho, L. C. 1993, *ApJ*, 415, L103
- Fischer, T., Whitehouse, S. C., Mezzacappa, A., Thielemann, F. K., & Liebendörfer, M. 2010, *A&A*, 517, A80
- Folatelli, G., Bersten, M. C., Benvenuto, O. G., et al. 2014, *ApJ*, 793, L22

- Folatelli, G., Morrell, N., Phillips, M. M., et al. 2013, *ApJ*, 773, 53
- Folatelli, G., Van Dyk, S. D., Kuncarayakti, H., et al. 2016, *ApJ*, 825, L22
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306
- Förster, F., Moriya, T. J., Maureira, J. C., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 808
- Fowler, W. A. & Hoyle, F. 1964, *ApJS*, 9, 201
- Fraser, M. 2016, *MNRAS*, 456, L16
- Fraser, M., Kotak, R., Pastorello, A., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 3886
- Fraser, M., Maund, J. R., Smartt, S. J., et al. 2012, *ApJ*, 759, L13
- Fryer, C. L. 1999, *ApJ*, 522, 413
- Fuller, J. 2017, *MNRAS*, 470, 1642
- Gal-Yam, A. 2012, *Science*, 337, 927
- Gal-Yam, A. 2017, in *Handbook of Supernovae*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin (Springer Cham), 195
- Gal-Yam, A. & Leonard, D. C. 2009, *Nature*, 458, 865
- Gal-Yam, A., Leonard, D. C., Fox, D. B., et al. 2007, *ApJ*, 656, 372
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670
- Galbany, L., Hamuy, M., Phillips, M. M., et al. 2016, *AJ*, 151, 33
- Gall, E. E. E., Polshaw, J., Kotak, R., et al. 2015, *A&A*, 582, A3
- Ganot, N., Ofek, E. O., Gal-Yam, A., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2011.12261
- Garnavich, P. M., Tucker, B. E., Rest, A., et al. 2016, *ApJ*, 820, 23
- Georgy, C. 2012, *A&A*, 538, L8
- Georgy, C., Meynet, G., Walder, R., Folini, D., & Maeder, A. 2009, *A&A*, 502, 611
- Gilmozzi, R., Cassatella, A., Clavel, J., et al. 1987, *Nature*, 328, 318
- Goldberg, J. A., Bildsten, L., & Paxton, B. 2019, *ApJ*, 879, 3
- Goldman, S. R., van Loon, J. T., Zijlstra, A. A., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 403
- González-Gaitán, S., Tominaga, N., Molina, J., et al. 2015, *MNRAS*, 451, 2212
- Goodman, J. & Weare, J. 2010, *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, 5, 65
- Grassberg, E. K., Imshennik, V. S., & Nadyozhin, D. K. 1971, *Ap&SS*, 10, 28
- Green, D. A. & Gull, S. F. 1984, *Nature*, 312, 527
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998, *Space Sci. Rev.*, 85, 161
- Guillochon, J., Parrent, J., Kelley, L. Z., & Margutti, R. 2017, *ApJ*, 835, 64
- Gurugubelli, U. K., Sahu, D. K., Anupama, G. C., & Chakradhari, N. K. 2008, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 36, 79
- Gutiérrez, C. P., Anderson, J. P., Hamuy, M., et al. 2014, *ApJ*, 786, L15
- Gutiérrez, C. P., Anderson, J. P., Hamuy, M., et al. 2017a, *ApJ*, 850, 90
- Gutiérrez, C. P., Anderson, J. P., Hamuy, M., et al. 2017b, *ApJ*, 850, 89
- Gutiérrez, C. P., Anderson, J. P., Sullivan, M., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 3232
- Gutiérrez, C. P., Sullivan, M., Martinez, L., et al. 2020, *MNRAS*, 496, 95
- Haas, M. R., Colgan, S. W. J., Erickson, E. F., et al. 1990, *ApJ*, 360, 257
- Hamuy, M. 2003, *ApJ*, 582, 905
- Hamuy, M., Folatelli, G., Morrell, N. I., et al. 2006, *PASP*, 118, 2
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al. 1996, *AJ*, 112, 2398

- Hamuy, M. & Pinto, P. A. 2002, *ApJ*, 566, L63
- Hamuy, M. & Suntzeff, N. B. 1990, *AJ*, 99, 1146
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Gonzalez, R., & Martin, G. 1988, *AJ*, 95, 63
- Hamuy, M. A. 2001, PhD thesis, The University of Arizona
- Harkness, R. P., Wheeler, J. C., Margon, B., et al. 1987, *ApJ*, 317, 355
- Haynie, A. & Piro, A. L. 2021, *ApJ*, 910, 128
- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, *ApJ*, 591, 288
- Heger, A. & Woosley, S. E. 2002, *ApJ*, 567, 532
- Hendry, M. A., Smartt, S. J., Crockett, R. M., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 1303
- Herant, M. & Benz, W. 1991, *ApJ*, 370, L81
- Hillebrandt, W. 1987, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 26, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, 301
- Hillebrandt, W. 1994, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 32, 75
- Hillier, D. J. & Dessart, L. 2019, *A&A*, 631, A8
- Hiramatsu, D., Howell, D. A., Moriya, T. J., et al. 2021, *ApJ*, 913, 55
- Hirata, K., Kajita, T., Koshiba, M., et al. 1987, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 1490
- Hirschi, R., Meynet, G., & Maeder, A. 2004, *A&A*, 425, 649
- Hobbs, L. M. 1974, *ApJ*, 191, 381
- Hoflich, P. 1991, *A&A*, 246, 481
- Humphreys, R. M., Helmelt, G., Jones, T. J., & Gordon, M. S. 2020, *AJ*, 160, 145
- Iben, I., J. & Tutukov, A. V. 1984, *ApJS*, 54, 335
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Imshenik, V. S. & Nadezhin, D. K. 1965, *Soviet Ast.*, 8, 664
- Inserra, C., Pastorello, A., Turatto, M., et al. 2013, *A&A*, 555, A142
- Janka, H.-T. 2012, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62, 407
- Janka, H.-T., Melson, T., & Summa, A. 2016, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 66, 341
- Janka, H. T. & Müller, E. 1993, in *Frontiers of Neutrino Astrophysics*, 203–217
- Jeffreys, H. 1998, *The theory of probability* (OUP Oxford)
- Jerkstrand, A., Ertl, T., Janka, H. T., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 277
- Jerkstrand, A., Fransson, C., Maguire, K., et al. 2012, *A&A*, 546, A28
- Jerkstrand, A., Smartt, S. J., Fraser, M., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 3694
- Jerkstrand, A., Smartt, S. J., Sollerman, J., et al. 2015, *MNRAS*, 448, 2482
- Jones, M. I., Hamuy, M., Lira, P., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1176
- Jones, S., Andrassy, R., Sandalski, S., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 2991
- Karp, A. H., Lasher, G., Chan, K. L., & Salpeter, E. E. 1977, *ApJ*, 214, 161
- Kasen, D. & Bildsten, L. 2010, *ApJ*, 717, 245
- Kasen, D. & Woosley, S. E. 2009, *ApJ*, 703, 2205
- Kawakita, H., Kinugasa, K., Ayani, K., & Yamaoka, H. 2004, *IAU Circ.*, 8266, 2
- Khazov, D., Yaron, O., Gal-Yam, A., et al. 2016, *ApJ*, 818, 3
- Kifonidis, K., Plewa, T., Janka, H. T., & Müller, E. 2003, *A&A*, 408, 621
- Kilpatrick, C. D., Drout, M. R., Achetttl, K., et al. 2021, *MNRAS*, 504, 2073
- Kilpatrick, C. D. & Foley, R. J. 2018, *MNRAS*, 481, 2536

- Kilpatrick, C. D., Takaro, T., Foley, R. J., et al. 2018, *MNRAS*, 480, 2072
- Kirshner, R. P. & Kwan, J. 1974, *ApJ*, 193, 27
- Kitaura, F. S., Janka, H. T., & Hillebrandt, W. 2006, *A&A*, 450, 345
- Kloehr, W., Muendlein, R., Li, W., Yamaoka, H., & Itagaki, K. 2005, *IAU Circ.*, 8553, 1
- Kochanek, C. S., Khan, R., & Dai, X. 2012, *ApJ*, 759, 20
- Koplitz, B., Johnson, J., Williams, B. F., et al. 2021, *ApJ*, 916, 58
- Kotak, R., Meikle, W. P. S., Farrah, D., et al. 2009, *ApJ*, 704, 306
- Kozyreva, A., Nakar, E., & Waldman, R. 2019, *MNRAS*, 483, 1211
- Kozyreva, A., Nakar, E., Waldman, R., Blinnikov, S., & Baklanov, P. 2020, *MNRAS*, 494, 3927
- Krisciunas, K., Contreras, C., Burns, C. R., et al. 2017, *AJ*, 154, 211
- Kruskal, W. 1987, *The American Statistician*, 41, 6
- Kumagai, S., Shigeyama, T., Nomoto, K., et al. 1989, *ApJ*, 345, 412
- Kushnir, D. 2015, arXiv e-prints, arXiv:1506.02655
- LeBlanc, J. M. & Wilson, J. R. 1970, *ApJ*, 161, 541
- Leonard, D. C. & Filippenko, A. V. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 342, 1604-2004: Supernovae as Cosmological Lighthouses, ed. M. Turatto, S. Benetti, L. Zampieri, & W. Shea, 330
- Leonard, D. C., Filippenko, A. V., Gates, E. L., et al. 2002, *PASP*, 114, 35
- Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, *ApJ*, 628, 973
- Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1102
- Levesque, E. M., Massey, P., Plez, B., & Olsen, K. A. G. 2009, *AJ*, 137, 4744
- Li, W., Leaman, J., Chornock, R., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 1441
- Li, W., Van Dyk, S. D., Filippenko, A. V., & Cuillandre, J.-C. 2005, *PASP*, 117, 121
- Li, W., Van Dyk, S. D., Filippenko, A. V., et al. 2006, *ApJ*, 641, 1060
- Li, W., van Dyk, S. D., Filippenko, A. V., et al. 2008, *The Astronomer's Telegram*, 1448, 1
- Lisakov, S. M., Dessart, L., Hillier, D. J., Waldman, R., & Livne, E. 2017, *MNRAS*, 466, 34
- Lisakov, S. M., Dessart, L., Hillier, D. J., Waldman, R., & Livne, E. 2018, *MNRAS*, 473, 3863
- Litvinova, I. I. & Nadezhin, D. K. 1983, *Ap&SS*, 89, 89
- Litvinova, I. Y. & Nadezhin, D. K. 1985, *Soviet Astronomy Letters*, 11, 145
- Liu, Y.-Q., Modjaz, M., Bianco, F. B., & Graur, O. 2016, *ApJ*, 827, 90
- Lovegrove, E. & Woosley, S. E. 2013, *ApJ*, 769, 109
- Lusk, J. A. & Baron, E. 2017, *PASP*, 129, 044202
- Lyman, J. D., Bersier, D., & James, P. A. 2014, *MNRAS*, 437, 3848
- Lyman, J. D., Bersier, D., James, P. A., et al. 2016, *MNRAS*, 457, 328
- Maguire, K. 2017, in *Handbook of Supernovae*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin (Springer Cham), 293
- Maguire, K., Di Carlo, E., Smartt, S. J., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 981
- Maguire, K., Jerkstrand, A., Smartt, S. J., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 3451
- Maoz, D. & Mannucci, F. 2008, *The Astronomer's Telegram*, 1464, 1
- Martinez, L., Anderson, J. P., Bersten, M. C., et al. 2022a, *A&A*, 660, A42
- Martinez, L. & Bersten, M. C. 2019, *A&A*, 629, A124
- Martinez, L., Bersten, M. C., Anderson, J. P., et al. 2020, *A&A*, 642, A143
- Martinez, L., Bersten, M. C., Anderson, J. P., et al. 2022b, *A&A*, 660, A41

- Martinez, L., Bersten, M. C., Anderson, J. P., et al. 2022c, *A&A*, 660, A40
- Martins, F. & Palacios, A. 2013, *A&A*, 560, A16
- Matheson, T., Filippenko, A. V., Ho, L. C., Barth, A. J., & Leonard, D. C. 2000, *AJ*, 120, 1499
- Mattila, S., Smartt, S., Maund, J., Benetti, S., & Ergon, M. 2010, arXiv e-prints, arXiv:1011.5494
- Mattila, S., Smartt, S. J., Eldridge, J. J., et al. 2008, *ApJ*, 688, L91
- Maund, J. R. 2017, *MNRAS*, 469, 2202
- Maund, J. R., Arcavi, I., Ergon, M., et al. 2015, *MNRAS*, 454, 2580
- Maund, J. R., Fraser, M., Ergon, M., et al. 2011, *ApJ*, 739, L37
- Maund, J. R., Fraser, M., Smartt, S. J., et al. 2013, *MNRAS*, 431, L102
- Maund, J. R., Mattila, S., Ramirez-Ruiz, E., & Eldridge, J. J. 2014a, *MNRAS*, 438, 1577
- Maund, J. R., Reilly, E., & Mattila, S. 2014b, *MNRAS*, 438, 938
- Maund, J. R., Smartt, S. J., & Danziger, I. J. 2005, *MNRAS*, 364, L33
- Maund, J. R., Smartt, S. J., Kudritzki, R. P., Podsiadlowski, P., & Gilmore, G. F. 2004, *Nature*, 427, 129
- Maza, J. & van den Bergh, S. 1976, *ApJ*, 204, 519
- McKenzie, E. H. & Schaefer, B. E. 1999, *PASP*, 111, 964
- Melson, T., Janka, H.-T., & Marek, A. 2015, *ApJ*, 801, L24
- Menzies, J. W., Catchpole, R. M., van Vuuren, G., et al. 1987, *MNRAS*, 227, 39P
- Minkowski, R. 1941, *PASP*, 53, 224
- Misra, K., Pooley, D., Chandra, P., et al. 2007, *MNRAS*, 381, 280
- Miyaji, S., Nomoto, K., Yokoi, K., & Sugimoto, D. 1980, *PASJ*, 32, 303
- Modjaz, M., Liu, Y. Q., Bianco, F. B., & Graur, O. 2016, *ApJ*, 832, 108
- Moe, M. & Di Stefano, R. 2017, *ApJS*, 230, 15
- Moiseenko, S. G., Bisnovatyi-Kogan, G. S., & Ardeljan, N. V. 2006, *MNRAS*, 370, 501
- Moll, R., Garaud, P., & Stellmach, S. 2016, *ApJ*, 823, 33
- Monard, L. A. G. 2008, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 1315, 1
- Monard, L. A. G., Childress, M., Scalzo, R., Yuan, F., & Schmidt, B. 2012, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 3201, 1
- Moriya, T., Tominaga, N., Blinnikov, S. I., Baklanov, P. V., & Sorokina, E. I. 2011, *MNRAS*, 415, 199
- Moriya, T. J., Förster, F., Yoon, S.-C., Gräfener, G., & Blinnikov, S. I. 2018, *MNRAS*, 476, 2840
- Morozova, V., Piro, A. L., Fuller, J., & Van Dyk, S. D. 2020, *ApJ*, 891, L32
- Morozova, V., Piro, A. L., Renzo, M., et al. 2015, *ApJ*, 814, 63
- Morozova, V., Piro, A. L., & Valenti, S. 2017, *ApJ*, 838, 28
- Morozova, V., Piro, A. L., & Valenti, S. 2018, *ApJ*, 858, 15
- Morrell, N. & Stritzinger, M. 2008, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 1335, 1
- Mueller, E., Fryxell, B., & Arnett, D. 1991, *A&A*, 251, 505
- Müller, T., Prieto, J. L., Pejcha, O., & Clocchiatti, A. 2017, *ApJ*, 841, 127
- Munari, U., Vagnozzi, A., & Castellani, F. 2012, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 3054, 3
- Munari, U. & Zwitter, T. 1997, *A&A*, 318, 269
- Murphy, J. W., Khan, R., Williams, B., et al. 2018, *ApJ*, 860, 117
- Nadyozhin, D. K. 2003, *MNRAS*, 346, 97
- Nakano, S., Itagaki, K., Kushida, R., & Kushida, Y. 2004, *IAU Circ.*, 8265, 1

- Nakar, E., Poznanski, D., & Katz, B. 2016, *ApJ*, 823, 127
- Nazarov, S. V., Okhmat, D. N., Sokolovsky, K. V., & Denisenko, D. V. 2018, *The Astronomer's Telegram*, 11498
- Neugent, K. F., Massey, P., Georgy, C., et al. 2020, *ApJ*, 889, 44
- Neustadt, J. M., Kochanek, C. S., Stanek, K. Z., et al. 2021, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 53, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 409.03
- Nicholl, M. 2021, *Astronomy and Geophysics*, 62, 5.34
- Noels, A., Grevesse, N., Magain, P., et al. 1991, *A&A*, 247, 247
- Nomoto, K. 1984, *ApJ*, 277, 791
- Nomoto, K. 1987, *ApJ*, 322, 206
- Nomoto, K., Hashimoto, M., Tsujimoto, T., et al. 1997, *Nucl. Phys. A*, 616, 79
- Nomoto, K. & Sugimoto, D. 1977, *PASJ*, 29, 765
- Nomoto, K., Thielemann, F. K., & Yokoi, K. 1984, *ApJ*, 286, 644
- O'Connor, E. & Ott, C. D. 2011, *ApJ*, 730, 70
- Olivares E., F., Hamuy, M., Pignata, G., et al. 2010, *ApJ*, 715, 833
- O'Neill, D., Kotak, R., Fraser, M., et al. 2019, *A&A*, 622, L1
- Parrent, J. T., Howell, D. A., Friesen, B., et al. 2012, *ApJ*, 752, L26
- Parrent, J. T., Milisavljevic, D., Soderberg, A. M., & Parthasarathy, M. 2016, *ApJ*, 820, 75
- Pastorello, A., Kochanek, C. S., Fraser, M., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 197
- Pastorello, A., Sauer, D., Taubenberger, S., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 1752
- Pastorello, A., Valenti, S., Zampieri, L., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 2266
- Pastorello, A., Zampieri, L., Turatto, M., et al. 2004, *MNRAS*, 347, 74
- Patat, F., Barbon, R., Cappellaro, E., & Turatto, M. 1993, *A&AS*, 98, 443
- Patat, F., Barbon, R., Cappellaro, E., & Turatto, M. 1994, *A&A*, 282, 731
- Patat, F., Cappellaro, E., Danziger, J., et al. 2001, *ApJ*, 555, 900
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *ApJS*, 192, 3
- Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, *ApJS*, 208, 4
- Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., et al. 2015, *ApJS*, 220, 15
- Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B., et al. 2018, *ApJS*, 234, 34
- Paxton, B., Smolec, R., Schwab, J., et al. 2019, *ApJS*, 243, 10
- Pedregosa, F., Varoquaux, G., Gramfort, A., et al. 2011, *Journal of Machine Learning Research*, 12, 2825
- Pejcha, O. & Prieto, J. L. 2015a, *ApJ*, 799, 215
- Pejcha, O. & Prieto, J. L. 2015b, *ApJ*, 806, 225
- Pejcha, O. & Thompson, T. A. 2015, *ApJ*, 801, 90
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Pessi, P. J., Folatelli, G., Anderson, J. P., et al. 2019, *MNRAS*, 488, 4239
- Phillips, M. M. 1993, *ApJ*, 413, L105
- Phillips, M. M., Simon, J. D., Morrell, N., et al. 2013, *ApJ*, 779, 38
- Pierce, M. J. & Tully, R. B. 1992, *ApJ*, 387, 47
- Pignata, G. 2013, in *Massive Stars: From alpha to Omega*, 176
- Pignata, G., Maza, J., Antezana, R., et al. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1111, *Probing Stellar Populations Out to the Distant Universe: Cefalu 2008*, *Proceedings of the*

- International Conference, ed. G. Giobbi, A. Tornambe, G. Raimondo, M. Limongi, L. A. Antonelli, N. Menci, & E. Brocato, 551–554
- Podsiadlowski, P. 1992, *PASP*, 104, 717
- Podsiadlowski, P., Joss, P. C., & Hsu, J. J. L. 1992, *ApJ*, 391, 246
- Podsiadlowski, P., Langer, N., Poelarends, A. J. T., et al. 2004, *ApJ*, 612, 1044
- Poelarends, A. J. T., Herwig, F., Langer, N., & Heger, A. 2008, *ApJ*, 675, 614
- Popov, D. V. 1993, *ApJ*, 414, 712
- Potekhin, A. Y. & Chabrier, G. 2010, *Contributions to Plasma Physics*, 50, 82
- Poznanski, D., Ganeshalingam, M., Silverman, J. M., & Filippenko, A. V. 2011, *MNRAS*, 415, L81
- Pritchard, T. A., Roming, P. W. A., Brown, P. J., Bayless, A. J., & Frey, L. H. 2014, *ApJ*, 787, 157
- Pskovskii, I. P. 1978, *Soviet Ast.*, 22, 201
- Pskovskii, Y. P. 1967, *Soviet Ast.*, 11, 63
- Puls, J., Vink, J. S., & Najarro, F. 2008, *A&A Rev.*, 16, 209
- Pumo, M. L., Turatto, M., Botticella, M. T., et al. 2009, *ApJ*, 705, L138
- Pumo, M. L. & Zampieri, L. 2011, *ApJ*, 741, 41
- Pumo, M. L., Zampieri, L., Spiro, S., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 3013
- Pun, C. S. J., Kirshner, R. P., Sonneborn, G., et al. 1995, *ApJS*, 99, 223
- Quimby, R. M., Aldering, G., Wheeler, J. C., et al. 2007, *ApJ*, 668, L99
- Ramírez-Agudelo, O. H., Simón-Díaz, S., Sana, H., et al. 2013, *A&A*, 560, A29
- Reynolds, T. M., Fraser, M., Mattila, S., et al. 2020, *MNRAS*, 493, 1761
- Rho, J., Geballe, T. R., Banerjee, D. P. K., et al. 2018, *ApJ*, 864, L20
- Richardson, D., Branch, D., Casebeer, D., et al. 2002, *AJ*, 123, 745
- Richmond, M. W., Treffers, R. R., Filippenko, A. V., et al. 1994, *AJ*, 107, 1022
- Ricks, W. & Dwarkadas, V. V. 2019, *ApJ*, 880, 59
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Riess, A. G., Nugent, P. E., Gilliland, R. L., et al. 2001, *ApJ*, 560, 49
- Ripero, J., Garcia, F., Rodriguez, D., et al. 1993, *IAU Circ.*, 5731, 1
- Rodríguez, Ó. 2022, *MNRAS*, 515, 897
- Rodríguez, Ó., Clocchiatti, A., & Hamuy, M. 2014, *AJ*, 148, 107
- Rodríguez, Ó., Pignata, G., Anderson, J. P., et al. 2020, *MNRAS*, 494, 5882
- Rodríguez, Ó., Pignata, G., Hamuy, M., et al. 2019, *MNRAS*, 483, 5459
- Rogers, F. J. & Nayfonov, A. 2002, *ApJ*, 576, 1064
- Rubin, A. & Gal-Yam, A. 2016, *ApJ*, 828, 111
- Rui, L., Wang, X., Mo, J., et al. 2019, *MNRAS*, 485, 1990
- Sahu, D. K., Anupama, G. C., Srividya, S., & Muneer, S. 2006, *MNRAS*, 372, 1315
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sana, H., de Koter, A., de Mink, S. E., et al. 2013, *A&A*, 550, A107
- Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, *Science*, 337, 444
- Sanders, N. E., Soderberg, A. M., Gezari, S., et al. 2015, *ApJ*, 799, 208
- Saumon, D., Chabrier, G., & van Horn, H. M. 1995, *ApJS*, 99, 713
- Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103
- Schlegel, E. M. 1990, *MNRAS*, 244, 269

- Schlegel, E. M. 1996, *AJ*, 111, 1660
- Schmidt, B. P., Kirshner, R. P., Eastman, R. G., et al. 1993a, *Nature*, 364, 600
- Schmidt, B. P., Kirshner, R. P., Eastman, R. G., et al. 1994, *ApJ*, 432, 42
- Schmidt, B. P., Kirshner, R. P., Schild, R., et al. 1993b, *AJ*, 105, 2236
- Shigeyama, T. & Nomoto, K. 1990, *ApJ*, 360, 242
- Shigeyama, T., Nomoto, K., & Hashimoto, M. 1988, *A&A*, 196, 141
- Shivvers, I., Modjaz, M., Zheng, W., et al. 2017, *PASP*, 129, 054201
- Silverman, B. W. 1986, *Density estimation for statistics and data analysis* (Chapman and Hall/CRC)
- Silverman, J. M., Kong, J. J., & Filippenko, A. V. 2012, *MNRAS*, 425, 1819
- Silverman, J. M., Pickett, S., Wheeler, J. C., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 369
- Siviero, A., Tomasella, L., Pastorello, A., et al. 2012, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 3054, 4
- Smartt, S. J. 2009, *ARA&A*, 47, 63
- Smartt, S. J. 2015, *PASA*, 32, e016
- Smartt, S. J., Eldridge, J. J., Crockett, R. M., & Maund, J. R. 2009, *MNRAS*, 395, 1409
- Smith, K. W., Smartt, S. J., Young, D. R., et al. 2020, *arXiv e-prints*, arXiv:2003.09052
- Smith, N. 2014, *ARA&A*, 52, 487
- Sobolev, V. V. 1960, *Moving envelopes of stars* (Harvard University Press)
- Soderberg, A. M., Berger, E., Page, K. L., et al. 2008, *Nature*, 453, 469
- Sorokina, E. I. & Blinnikov, S. I. 2002, in *Nuclear Astrophysics*, ed. W. Hillebrandt & E. Müller, 57–62
- Spiro, S., Pastorello, A., Pumo, M. L., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 2873
- Stephenson, F. R. 2017, in *Handbook of Supernovae*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin (Springer Cham), 49
- Stockdale, C. J., Weiler, K. W., van Dyk, S. D., et al. 2004, *IAU Circ.*, 8415, 1
- Straniero, O., Dominguez, I., Piersanti, L., Giannotti, M., & Mirizzi, A. 2019, *ApJ*, 881, 158
- Stritzinger, M., Mazzali, P. A., Sollerman, J., & Benetti, S. 2006, *A&A*, 460, 793
- Stritzinger, M. D., Phillips, M. M., Boldt, L. N., et al. 2011, *AJ*, 142, 156
- Stritzinger, M. D., Taddia, F., Burns, C. R., et al. 2018, *A&A*, 609, A135
- Sukhbold, T. & Adams, S. 2020, *MNRAS*, 492, 2578
- Sukhbold, T., Ertl, T., Woosley, S. E., Brown, J. M., & Janka, H. T. 2016, *ApJ*, 821, 38
- Suntzeff, N. B. & Bouchet, P. 1990, *AJ*, 99, 650
- Szalai, T., Vinkó, J., Könyves-Tóth, R., et al. 2019, *ApJ*, 876, 19
- Taddia, F., Moquist, P., Sollerman, J., et al. 2016a, *A&A*, 587, L7
- Taddia, F., Sollerman, J., Fremling, C., et al. 2016b, *A&A*, 588, A5
- Taddia, F., Stritzinger, M. D., Bersten, M., et al. 2018, *A&A*, 609, A136
- Taddia, F., Stritzinger, M. D., Sollerman, J., et al. 2013, *A&A*, 555, A10
- Taddia, F., Stritzinger, M. D., Sollerman, J., et al. 2012, *A&A*, 537, A140
- Takáts, K., Pignata, G., Pumo, M. L., et al. 2015, *MNRAS*, 450, 3137
- Takáts, K., Pumo, M. L., Elias-Rosa, N., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 368
- Takáts, K. & Vinkó, J. 2006, *MNRAS*, 372, 1735
- Tammann, G. A. 1974, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 45, *Supernovae and Supernova Remnants*, ed. C. B. Cosmovici, 155
- Tammann, G. A. & Schroeder, A. 1990, *A&A*, 236, 149

- Tanaka, M., Kawabata, K. S., Hattori, T., et al. 2012, *ApJ*, 754, 63
- Taubenberger, S., Valenti, S., Benetti, S., et al. 2009, *MNRAS*, 397, 677
- Thielemann, F.-K., Nomoto, K., & Hashimoto, M.-A. 1996, *ApJ*, 460, 408
- Timmes, F. X. & Swesty, F. D. 2000, *ApJS*, 126, 501
- Tonry, J. L., Denneau, L., Heinze, A. N., et al. 2018, *PASP*, 130, 064505
- Trampedach, R., Stein, R. F., Christensen-Dalsgaard, J., Nordlund, Å., & Asplund, M. 2014, *MNRAS*, 445, 4366
- Tsvetkov, D. Y., Shugarov, S. Y., Volkov, I. M., et al. 2013, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 43, 94
- Ugliano, M., Janka, H.-T., Marek, A., & Arcones, A. 2012, *ApJ*, 757, 69
- Umeda, H. & Nomoto, K. 2002, *ApJ*, 565, 385
- Umeda, H. & Yoshida, T. 2017, *Nucleosynthesis in Spherical Explosion Models of Core-Collapse Supernovae* (Springer Cham), 1753
- Utrobin, V. P. 1996, *A&A*, 306, 219
- Utrobin, V. P. 2004, *Astronomy Letters*, 30, 293
- 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. 2019, *MNRAS*, 490, 2042
- Valenti, S., Elias-Rosa, N., Taubenberger, S., et al. 2008, *ApJ*, 673, L155
- Valenti, S., Fraser, M., Benetti, S., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 3138
- Valenti, S., Howell, D. A., Stritzinger, M. D., et al. 2016, *MNRAS*, 459, 3939
- van Dyk, S. D. 1992, *AJ*, 103, 1788
- Van Dyk, S. D. 2013, *AJ*, 146, 24
- Van Dyk, S. D., Cenko, S. B., Poznanski, D., et al. 2012b, *ApJ*, 756, 131
- Van Dyk, S. D., Davidge, T. J., Elias-Rosa, N., et al. 2012, *AJ*, 143, 19
- Van Dyk, S. D., de Graw, A., Baer-Way, R., et al. 2023, *MNRAS*, 519, 471
- van Dyk, S. D., Hamuy, M., & Filippenko, A. V. 1996, *AJ*, 111, 2017
- Van Dyk, S. D., Li, W., Cenko, S. B., et al. 2011, *ApJ*, 741, L28
- Van Dyk, S. D., Li, W., & Filippenko, A. V. 2003, *PASP*, 115, 1289
- Van Dyk, S. D., Peng, C. Y., Barth, A. J., & Filippenko, A. V. 1999, *AJ*, 118, 2331
- Van Dyk, S. D., Zheng, W., Brink, T. G., et al. 2018, *ApJ*, 860, 90
- Van Dyk, S. D., Zheng, W., Fox, O. D., et al. 2014, *AJ*, 147, 37
- Van Dyk, S. D., Zheng, W., Maund, J. R., et al. 2019, *ApJ*, 875, 136
- van Loon, J. T. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 353, *Stellar Evolution at Low Metallicity: Mass Loss, Explosions, Cosmology*, ed. H. J. G. L. M. Lamers, N. Langer, T. Nugis, & K. Annuk, 211
- van Ravenzwaaij, D., Cassey, P., & D., B. S. 2018, *Psychonomic Bulletin & Review*, 25, 143
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, *A&A*, 369, 574
- Von Neumann, J. & Richtmyer, R. D. 1950, *Journal of Applied Physics*, 21, 232
- Weaver, T. A., Zimmerman, G. B., & Woosley, S. E. 1978, *ApJ*, 225, 1021
- Wheeler, J. C. & Harkness, R. P. 1990, *Reports on Progress in Physics*, 53, 1467
- Wheeler, J. C., Harkness, R. P., Barker, E. S., Cochran, A. L., & Wills, D. 1987, *ApJ*, 313, L69

- Wheeler, J. C. & Levreault, R. 1985, *ApJ*, 294, L17
- Whelan, J. & Iben, Icko, J. 1973, *ApJ*, 186, 1007
- Wiggins, P. 2017, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 4391, 2
- Williams, B. F., Peterson, S., Murphy, J., et al. 2014, *ApJ*, 791, 105
- Willson, L. A. 2000, *ARA&A*, 38, 573
- Wongwathanarat, A., Müller, E., & Janka, H. T. 2015, *A&A*, 577, A48
- Woosley, S. E. & Bloom, J. S. 2006, *ARA&A*, 44, 507
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015
- Woosley, S. E., Pinto, P. A., & Hartmann, D. 1989, *ApJ*, 346, 395
- Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- Yamanaka, M. 2018, *Transient Name Server Classification Report*, 432
- Yamaoka, H., Itagaki, K., Klotz, A., Pollas, C., & Boer, M. 2004, *IAU Circ.*, 8413, 2
- Yaron, O. & Gal-Yam, A. 2012, *PASP*, 124, 668
- Yaron, O., Perley, D. A., Gal-Yam, A., et al. 2017, *Nature Physics*, 13, 510
- Yoon, S.-C. & Cantiello, M. 2010, *ApJ*, 717, L62
- Young, T. R. 2004, *ApJ*, 617, 1233
- Young, T. R. & Branch, D. 1989, *ApJ*, 342, L79
- Zampieri, L., Pastorello, A., Turatto, M., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 711
- Zapartas, E., de Mink, S. E., Justham, S., et al. 2019, *A&A*, 631, A5
- Zwitter, T., Munari, U., & Moretti, S. 2004, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 95, 1