



## Emisión de Rayos X en la burbuja de viento estelar S308

Jesús Alberto Toalá Sáenz

Tesis presentada para obtener el grado de  
Maestro en Ciencias (Astronomía)

Asesora:  
Dra. Sarah Jane Arthur Chadwick

Centro de Radioastronomía y Astrofísica  
UNAM - Campus Morelia



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

# Agradecimientos

Quiero agradecer primeramente a mi asesora la Dra. Jane Arthur, quien me guió durante estos dos años en la maestría y siempre respetó mis decisiones. Gracias a los investigadores que me ofrecieron su amistad y a los que tuve el placer de conocer a través de sus clases. A Gilgo por compartir la comida y sus experiencias en la vida.

Quiero agradecer grandemente a mis Papás, que me han enseñado con el ejemplo el valor del trabajo diario, la dedicación y el esfuerzo. Gracias a ellos por darme su apoyo, respeto y amor incondicional. A mis hermanos que siempre han estado ahí para mí, brindarme su cariño, apoyo y una que otra carcajada burlona necesaria.

A mis amigos de toda la vida, Sharo, Nataly, César, Julián, Ernesto, Natalia, Sofía, Beatriz, Cris, Frida y Andrés, porque aunque estando lejos han hecho de mis días malos algo pasajero y han convertido días normales en extraordinarios. Gracias también a los que he atrapado en el camino, Karla, Vicente, Rosy, Charly, Gaby, Álvaro, Sandra, Yetli, Liz, Alfredo, Karin, porque les ha tocado soportarme en los días de estrés.

A las personas con las cuales conviví en casa como hermanos, a Jessy, Tonatiuh, Lorena, Gisele y muy especialmente a Mimi, por brindarme su amistad y apoyo en todos los sentidos en nuestra estancia en Morelia.

A la UNAM y al CONACyT porque me ha dado la facilidad de una formación de excelencia.

*Jesús*

# Resumen

En esta tesis nuestro objetivo es estudiar y explicar la emisión de rayos X suaves y en el óptico presentada por la burbuja de viento estelar S308 de la estrella Wolf-Rayet 6. Por lo tanto creamos un modelo radiativo-hidrodinámico que sigue la evolución del medio interestelar y circunestelar alrededor de una estrella masiva; tomando los parámetros de tasa de pérdida de masa, velocidad del viento y tasa de fotones ionizantes de modelos de evolución estelar junto con modelos de atmósferas estelares. Investigamos el efecto que tiene la conducción térmica en la evolución de la burbuja. Esto nos permite estudiar la dependencia temporal de la burbuja a lo largo de la vida de la estrella. Con este modelo creamos perfiles de densidad, temperatura, presión y velocidad de expansión del gas en simetría esférica en una dimensión (1D) y en dos dimensiones con simetría axisimétrica (2D). A partir de estos resultados calculamos los perfiles de brillo superficial en rayos X y sus respectivos espectros en el rango de los rayos X suaves. Estos perfiles hidrodinámicos, perfiles de brillo superficial y espectros en rayos X los comparamos con las observaciones hechas hacia S308 con el telescopio espacial *Newton* – *XMM*, las cuales analizamos y presentamos en esta tesis.

Como S308 también ha sido estudiado en el óptico con estudios espectroscópicos del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ , también tomamos nuestros perfiles de densidad en 1D y 2D, y les aplicamos el código de transferencia radiativa *Cloudy* para crear nuestros perfiles del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  y perfiles de brillo superficial de la línea de  $[\text{OIII}]$  para comparar con las observaciones.

De las observaciones en rayos X obtenidas con el telescopio espacial *Newton* – *XMM* hemos completado un estudio de toda la burbuja S308. De éstas se observa el patrón de abrillantamiento al limbo en toda la burbuja. Obtuvimos espectros en el rango de 0.3 – 2 keV que marcan que la nebulosa está enriquecida con Nitrógeno con una temperatura promedio de un poco más de  $10^6$  K con una componente dominante del espectro en el rango de 0.3 – 1 keV para todas las regiones estudiadas. La línea que domina para todos los espectros es la de NIV a 0.42 – 0.43 keV. La luminosidad total obtenida es de  $L_X = 1.46 \times 10^{33}$  erg s $^{-1}$  para éste rango energético suponiendo una distancia de 1.8 kpc.

De nuestros resultados radiativo-hidrodinámicos junto con los modelos de evolución estelar concluimos que los modelos evolutivos estelares de Meynet & Maeder (2003) tienen tiempos en la etapa de pérdida de masa extrema (en la etapa de SGR/LBV) con duraciones demasiado grandes comparados con los tiempos calculados de las observaciones. Esto hace que la formación del perfil de grumos resultado de la interacción del viento de Wolf-Rayet con el viento de SGR/LBV sea muy alejado de la estrella y que la densidad de éstos sea baja. Por comparación con las observaciones calculamos de estos resultados la edad dinámica de la burbuja y tenemos edades de  $\sim 4 \times 10^5$  años para los casos de los modelos de Meynet & Maeder (2003) y de  $\sim 1.5 \times 10^5$  años para los modelos de STARS (Eldridge & Tout 2004).

Nuestros espectros sintéticos obtenidos a partir de las simulaciones radiativo-hidrodinámicas muestran para todos los modelos emisión alrededor de  $\sim 0.8 - 0.9$  keV que corresponde a gas con temperaturas de  $T \sim 10^7$  K. La segunda línea más intensa en los espectros sintéticos obtenidos es la línea de NIV como en las observaciones. También comparamos nuestros espectros contra casos sin tomar el efecto de los fotones ionizantes y este hace una diferencia de hasta un orden de magnitud menor para los modelos sin este efecto. Los valores obtenidos para las luminosidades de los resultados numéricos son del orden de  $\sim 10^{33}$  erg s $^{-1}$

para los casos con conducción térmica, los cuales son del mismo orden que las luminosidades calculadas a partir de las observaciones.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Teoría de Vientos Estelares</b>	<b>5</b>
2.1. Conceptos básicos	5
2.2. Modelo de Viento estelar de Weaver et al. (1977)	7
<b>3. Observaciones de rayos X de S308</b>	<b>11</b>
3.1. Observatorio de rayos X <i>XMM-Newton</i>	11
3.2. Reducción de datos de rayos X de S308	12
3.2.1. Imágenes	13
3.3. Espectros de S308	14
3.3.1. El cascarón y <i>blowout</i> de S308	15
3.3.2. Zona interna del cascarón y franja vertical	17
3.4. Discusión	18
3.4.1. Propiedades del gas	18
3.4.2. Interfase entre la emisión en el óptico y la emisión de Rayos X: Capa conductiva	20
<b>4. Simulaciones Radiativo-Hidrodinámicas</b>	<b>25</b>
4.1. Descripción del Código	25
4.2. Resultados Hidrodinámicos	28
4.2.1. Simulaciones en 1D	29
4.2.2. Simulaciones en 2D	31
4.3. Discusión	53
4.3.1. Propiedades físicas de los grumos	53
4.3.2. Masa eyectada entre las etapas de SGR/LBV y WR	53
<b>5. Confrontación entre Teoría y Observaciones</b>	<b>59</b>
5.1. Emisión óptica de [OIII]	60
5.1.1. Modelos de fotoionización con Cloudy	61
5.2. Espectros Sintéticos y Brillos Superficiales de Rayos X	70
5.2.1. Espectros Sintéticos en rayos X	71
5.2.2. Brillos Superficiales en rayos X	73
5.3. Discusión	73
<b>6. Resumen y Conclusiones</b>	<b>93</b>

# Índice de cuadros

3.1.	Características de las observaciones de S308 . . . . .	14
3.2.	Parámetros utilizados en los modelos para ajustar las observaciones de <i>Newton-XMM</i> a la regiones seleccionadas comparados con los parámetros utilizados por Chu et al. (2003). . . . .	18
3.3.	Flujos obtenidos de los modelos de dos temperaturas de MEKAL y luminosidades correspondientes de las diferentes regiones de S308 para el rango energético de 0.2 – 10 keV. . . . .	20
4.1.	Las columnas 1, 2 y 3 muestran los porcentajes del tiempo total definidos para las diferentes etapas evolutivas para los 9 modelos, mientras que la columna 4 es el tiempo total del modelo evlutivo. . . . .	27
4.2.	Cantidad de masa perdida para diferentes etapas evolutivas en $M_{\odot}$ . Los tiempos estan definidos en <i>años</i> . . . . .	55
4.3.	Tiempos de vida dinámicos calculados desde el inicio del viento de SGR/LBV de los distintos modelos de evolución estelar utilizados en esta tesis para cuando la burbuja de viento estelar alcanza un radio de 9 – 10 pc. La tercer columna se refiere al tiempo que lleva el modelo en la etapa de WR. . . . .	57
5.1.	Abundancias de N,C y O a partir de los modelos evolutivos utilizados en esta tesis. . . . .	74
5.2.	Luminosidades intrínsecas obtenidas de los espectros de las simulaciones numéricas en $ergs^{-2}$ . Los valores presentados para los modelos de MM2003 son a partir de las simulaciones creadas a partir del segundo remapeo. Columna 2 marca la luminosidad cuando la interacción entre el viento de WR contra el de SGR/LBV se encuentra hacia 4 pc. La columna 3 igual que la columna 2 pero hacia 10 pc. La última columna es el parámetro de normalización calculado de nuestras simulaciones a $LogT=6$ . . . . .	75

# Índice de figuras

1.1.	S308: <i>a)</i> Imagen de $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA} + \text{H}\alpha$ , Chu et al. (2007) <i>b)</i> Misma imagen que <i>a)</i> pero de la parte NW de S308 superponiendo los contornos en rayos X (Chu et al., 2003).	3
2.1.	Esquema de las diferentes regiones que componen el MCE de una estrella masiva. A) Región de expansión de viento libre B) Viento Estelar Chocado C) Región HII Barrida D) Región HII E) Medio Interestelar Chocado F) Medio Interestelar NO chocado.	7
2.2.	Perfiles radiales de densidad y temperatura para el modelo de evolución del MCE de Weaver et al. (1977) a un tiempo de $10^6$ años con una tasa de pérdida de masa de $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}$ año $^{-1}$ , velocidad de $V = 2000 \text{ km s}^{-1}$ y con una densidad del medio de $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ .	8
2.3.	Perfiles radiales de densidad y temperatura: ( <i>a</i> ) Modelo de evolución del MCE con $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}$ año $^{-1}$ y una velocidad de $V = 2000 \text{ km s}^{-1}$ a $10^6$ años de evolución con una densidad del medio de $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ <i>b)</i> mismo caso que <i>a)</i> pero con CT.	9
2.4.	Espectros en rayos X de los modelos presentados en la figura 2.3 <i>a)</i> Modelo sin CT <i>b)</i> con CT.	10
3.1.	Representación artística del telescopio espacial <i>Newton-XMM</i> .	12
3.2.	Cámaras EPIC. <i>a)</i> EPIC/MOS <i>b)</i> EPIC/pn.	12
3.3.	Posiciones de las estrellas WR en la Galaxia. El punto central negro corresponde al Centro Galáctico (CG), la posición del Sol ( $\odot$ ) y la estrella WR 6 esta marcada. El radio de cada círculo corresponde a 4, 8 y 12 pc concéntricos al CG. Imagen tomada de Hamann et al.(2003).	13
3.4.	<i>a)</i> Imagen en la banda 0.2 – 1.15 keV de S308 <i>b)</i> misma que <i>a)</i> pero con las regiones de donde se extrajeron los espectros. En la figura se puede apreciar el efecto de las cámaras EPIC de captar mejor los fotones de alta energía hacia las orillas de los detectores (Jansen et al. 2001).	14
3.5.	Espectros de las regiones 1NW, 1NE, 1SW, 1SE, 2NW y tomando toda la región definida en Chu et al. (2003) para S308.	16
3.6.	Espectros obtenidos con <i>Newton-XMM</i> con la cámara EPIC/pn para las regiones 2NW y NW, graficados junto con el mejor ajuste del modelo MEKAL de dos temperaturas.	17
3.7.	Espectros obtenidos con <i>Newton-XMM</i> con la cámara EPIC/pn para las regiones del cascarón marcadas como 1, graficados junto con el mejor ajuste al modelo MEKAL de dos temperaturas. El parámetro $\chi^2$ para estos ajustes es de 1.2.	19
3.8.	Espectros de las regiones internas 5 y 6 definidas para S308 graficadas junto con el mejor ajuste hecho con el modelo MEKAL de dos temperaturas. El parámetro $\chi^2$ de estos ajustes es de 1.02.	20
3.9.	Espectros de las regiones de la franja vertical (regiones 3) definidas para S308. De nuevo nótese la diferencia en el eje vertical.	21
3.10.	Espectro de la estrella central WR6 obtenido de la cámara EPIC/pn a intervalos de un mínimo de 25 cuentas bin $^{-1}$ .	22
3.11.	Imagen de la emisión de $[\text{OIII}]$ (verde), $\text{H}\alpha$ (rojo) y la emisión de rayos X (azul). Imagen cortesía de Guillermo García-Segura.	23
3.12.	Izquierda: Modelo de los cascarones de los diferentes vientos de una estrella masiva justo antes de la destrucción del cascarón de SGR. Derecha: Modelo de los grumos y de la emisión de $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$ creados por la destrucción del cascarón de SGR por el viento rápido de WR.	23
4.1.	<i>a)</i> Tasa de pérdida de masa para los 4 casos evolutivos tomados de MM2003: (1) $40 M_{\odot}$ sin Rotación, (2) $40 M_{\odot}$ con Rotación, (3) $60 M_{\odot}$ sin Rotación y (4) $60 M_{\odot}$ con Rotación. <i>b)</i> Velocidad terminal para los mismos modelos con el mismo patrón de colores que en <i>a)</i> . Nótese el efecto que produce la rotación sobre el modelo evolutivo, esta aumenta la vida de la estrella.	28

4.2. Perfiles de tasa de pérdida de masa $\dot{M}$ , velocidad terminal $V_\infty$ , tasa de fotones ionizantes $S_*$ y temperatura efectiva $T_{eff}$ comparados para 40 y 60 $M_\odot$ para los modelos de MM2003 (línea roja sólida) contra los de STARS (línea verde punteada). La columna izquierda corresponden a parámetros para los modelos de 40 $M_\odot$ y la columna derecha a modelos de 60 $M_\odot$ . . . . .	33
4.3. Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SP para los modelos de MM2003: a) 40sSC b) 40cSC c) 60sSC y d) 60cSC e) 50SC f) 60SC. . . . .	34
4.4. Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SGR/LBV para los modelos: a) 40sSC b) 40cSC c) 60sSC d) 60cSC e) 50SC f) 60SC. . . . .	35
4.5. Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SP para los modelos de MM2003: a) 40sCT b) 40cCT c) 60sCT d) 60cCT, para los modelos de STARS e) 50CT f) 60CT. . . . .	36
4.6. Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SGR/LBV para los modelos: a) 40sCT b) 40cCT c) 60sCT d) 60cCT e) 50CT f) 60CT. . . . .	37
4.7. Perfiles en 2D con simetra axisimétrica para la etapa al final de SGR/LBV. Las características de cada modelo están marcadas sobre la imagen. . . . .	38
4.8. Perfiles en 2D con simetra axisimétrica. Para los casos de 40 $M_\odot$ el tiempo es $2 \times 10^4$ años después del inicio del viento de WR y $10^4$ años para los casos de 60 $M_\odot$ . Las características de cada modelo estan marcadas sobre la imagen. . . . .	39
4.9. Perfiles en 2D con simetra axisimétrica. a) a 16 mil años b) 36 mil años c) y d) a 42 mil años e) y f) a 34 mil años después del inicio del viento de WR .Las características de cada modelo están marcadas sobre la imagen. Ya no se muestran las características de los modelos correspondientes a 60 $M_\odot$ con rotación debido a que el choque entre los vientos no se aprecia dentro de los 10 pc x 10 pc de la caja. . . . .	40
4.10. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica para la fase de interacción entre el viento rápido y el viento lento: (a) a 66 mil años (b) a 60 mil años (c) a 158 mil años (d) a 30 mil años (e) 162 mil años (f) 38 mil años. Las características de cada modelo están marcadas sobre la imagen. . . . .	41
4.11. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica justo al final de la fase de SGR/LBV para todos los modelos de STARS estudiados sin CT. . . . .	44
4.12. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica a 30 mil años después del inicio del viento rápido de WR para todos los modelos de STARS estudiados sin CT. . . . .	45
4.13. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica a 60 mil años después del inicio del viento rápido de WR para todos los modelos de STARS estudiados sin CT. . . . .	46
4.14. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica para los casos cuando los grumos creados por la interacción entre vientos son barridos hasta $\sim 10$ pc por el viento de WR para todos los modelos de STARS estudiados sin CT. . . . .	47
4.15. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica justo al final de la fase de SGR/LBV para todos los modelos de STARS estudiados con CT. . . . .	48
4.16. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica a 30 mil años después del inicio del viento rápido de WR para todos los modelos de STARS estudiados con CT. . . . .	49
4.17. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica a 60 mil años después del inicio del viento rápido de WR para todos los modelos de STARS estudiados con CT. . . . .	50
4.18. Perfiles en 2D con simetría axisimétrica para los casos cuando los grumos creados por la interacción entre vientos son barridos hacia $7 - 7.5$ pc por el viento de WR para los casos de STARS de 40 y 50 $M_\odot$ con CT y $\sim 10$ pc para el caso de 60 $M_\odot$ con CT. . . . .	51
4.19. Zoom de los perfiles de la figura 4.18a y b para apreciar mejor la estructura de los grumos generados por la interacción de los vientos. . . . .	52
4.20. Masa de la estrella (en $M_\odot$ ) dependiendo del tiempo evolutivo a) modelos de MM2003 b) modelos de STARS. La parte <i>roja</i> marca la etapa de SP, la <i>verde</i> la se SGR/LBV y la parte <i>azul</i> la fase evolutiva final de WR. . . . .	56

5.1. Posiciones de las rendijas definidas por Esteban et al. (1992) sobrepuestas en la imagen de [OIII]+H $\alpha$ de Chu (2007). La estrella central está marcada con <i>Ec</i> y las estrellas de referencia usadas para identificar las rendijas están marcadas con <i>E1</i> y <i>E2</i> . . . . .	60
5.2. Espectro obtenido de los modelos de Hamann et al.(2006) para WR6. . . . .	62
5.3. Ejemplo de archivo de entrada de Cloudy. Del rengón 1 al 7 está representado el perfil de densidad, la primer columna es Log [ <i>r/cm</i> ] y la 2da columna es Log <i>n</i> . El renglón 8 marca el archivo del espectro de la estrella mostrado en la figura 5.2. El renglón 9 es la luminosidad de la estrella central en Log[ <i>L/L</i> $_{\odot}$ ]. Los renglones 10 y 11 marcan la simetría a representar y el radio mínimo y máximo de integración. Del renglón 12 al 18 se muestran las abundancias de la estrella central. Del 20 al 24 son archivos de salida de Cloudy. . . . .	63
5.4. Comparación entre los <i>tracks</i> evolutivos para los diferentes modelos de evolución estelar: <i>a)</i> modelos de MM2003 <i>b)</i> modelos de STARS. La estrella marca la temperatura efectiva y luminosidad de la estrella central para los ajustes a los modelos de <i>Potsdam Wolf-Rayet</i> y el cuadro marca la posición de los parámetros de los modelos de Esteban et al. (1993). Todos los modelos son con metalicidad solar inicial. . . . .	64
5.5. Perfiles del cociente [OIII]/H $\beta$ resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos correspondientes a los modelos de MM2003 en 1D. Los tiempos de cada modelo son: a) 40 mil años b) 40 mil años c) 10 mil años d) 30 mil años e) 100 mil años f) 70 mil años después del inicio de la etapa de WR. . . . .	65
5.6. Perfiles del cociente [OIII]/H $\beta$ resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos correspondientes a los modelos de STARS tomados de simulaciones en 1D. Los tiempos para cada modelo son: a) 120 mil años b) 90 mil años c) 90 mil años d) 80 mil años e) 140 mil años f) 80 mil años después del inicio del viento de WR. . . . .	66
5.7. Perfiles del cociente [OIII]/H $\beta$ resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos en 2D después de crear un perfil promediando un sector correspondientes a los modelos de MM2003. Estos perfiles corresponden a los resultados numéricos de la figura 4.9. . . . .	67
5.8. Perfiles del cociente [OIII]/H $\beta$ resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos en 2D después de crear un perfil promediando un sector correspondientes a los modelos de STARS sin CT. Estos perfiles corresponden a los resultados numéricos de la figura 4.14. . . . .	68
5.9. Perfiles del cociente [OIII]/H $\beta$ resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos en 2D después de crear un perfil promediando un sector correspondientes a los modelos de STARS con CT. Estos perfiles corresponden a los resultados numéricos de la figura 4.18 . . . . .	69
5.10. Diferential Emission Measure asignada a los bins de temperatura para los modelos de 40CT, 40SC, 40sSC y 40cCT, cuando la interacción entre vientos esta hacia 10 pc. . . . .	70
5.11. Resultado de convolucionar un espectro constante con las matrices de respuesta del telescopio espacial <i>Newton - XMM</i> . a) Todo el rango energético (0 - 10 keV) b) El rango energético en el que estamos interesados para S308. Los valores del eje <i>Y</i> son valores sin ningún interés. . . . .	71
5.12. a) Espectro Intrínseco (sin tomar en cuenta absorción debida a H ni efectos instrumentales b) Mismo que a) pero restringiendo el eje <i>Y</i> a menor escala c) Resultado de convolucionar el espectro intrínseco con las matrices del telescopio de rayos X y tomar en cuenta la absorción debida a H con una densidad columnar de $N_H = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . . . . .	72
5.13. Espectros resultados de los modelos en 1D de MM2003 cuando la interacción de los vientos rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc. . . . .	77
5.14. Espectros resultados de los modelos en 1D de STARS cuando la interacción de los vientos rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc. . . . .	78
5.15. Espectros resultados de los modelos en 2D de MM2003 1er remapeo. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.9. . . . .	79
5.16. Espectros resultados de los modelos en 2D de MM2003 2do remapeo. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.10. . . . .	80
5.17. Espectros sintéticos correspondientes a los modelos de STARS en 2D sin CT. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.14 . . . . .	81
5.18. Espectros sintéticos correspondientes a los modelos de STARS en 2D con CT. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.18. . . . .	82

5.19. Perfiles de brillo superficial de los modelos en 1D de MM2003 cuando la interacción del viento rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc. . . . .	83
5.20. Perfiles de brillo superficial de los modelos en 1D de STARS cuando la interacción de los vientos rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc. . . . .	84
5.21. Comparación entre el perfil de brillo superficial de [OIII] con el perfil de brillo superficial en rayos X para algunos modelos de MM2003. Los perfiles están normalizados a su valor máximo por comparación. . . . .	85
5.22. Comparación entre el perfil de brillo superficial de [OIII] con el perfil de brillo superficial en rayos X para algunos modelos STARS. Los perfiles están normalizados a su valor máximo por comparación. . . . .	86
5.23. Perfiles de brillo superficial en rayos X de los resultados de los modelos en 2D de MM2003 rotados 30° con respecto al eje de simetría de las simulaciones. La posición de la estrella central está representada por el triángulo negro al centro de cada imagen. . . . .	87
5.24. Perfiles de brillo superficial en rayos X de los resultados de los modelos en 2D de STARS sin CT rotados 30° con respecto al eje de simetría de las simulaciones. La posición de la estrella central está representada por el triángulo negro al centro de cada imagen. . . . .	88
5.25. Perfiles de brillo superficial en rayos X de los resultados de los modelos en 2D de STARS con CT rotados 30° con respecto al eje de simetría de las simulaciones. La posición de la estrella central está representada por el triángulo negro al centro de cada imagen. . . . .	89
5.26. Abundancias de N, C y O para el modelo de 40 M <sub>⊙</sub> de STARS. El círculo, estrella y cuadro marcan las abundancias para N, C y O. Los posicionados a un tiempo de $4.2 \times 10^6$ años son los valores solares utilizados por Cloudy (Allende Prieto, 2001 y 2002; Holweger, 2001) y los posicionados a un tiempo de $4.94 \times 10^6$ años son los obtenidas por el modelo MEKAL de Chu et al. (2003) correspondientes al tiempo del final de la etapa de SGR/LBV. . . . .	90
5.27. Características de perfiles hidrodinámicos en 2D correspondientes al modelos de 60 M <sub>⊙</sub> MM2003 sin Rotación. La columna A muestra el resultado hidrodinámico con los fotones ionizantes apagados junto con su espectro sintético correspondientes para el caso con CT y la columna B mismo caso pero sin CT. . . . .	91
6.1. Espectro sintético calculado a partir del modelo de 40CT para el caso en que el cascarón de SGR/LBV está siendo barrido hacia 2 pc. . . . .	96

# Acrónimos

**CT** Conducción Térmica

**LBV** *Luminous Blue Variable* (Variable Azul Luminosa)

**MCE** Medio Circunestelar

**MIE** Medio Interestelar

**MM2003** Meynet & Maeder (2003)

**SGA** Súper Gigante Amarilla

**SGR** Súper Gigante Roja

**SP** Secuencia Principal

**WR** Wolf-Rayet

## Abreviaturas de los modelos utilizados

- 40CT** Modelo de STARS de  $40 M_{\odot}$  Con Conducción Térmica
- 40SC** Modelo de STARS de  $40 M_{\odot}$  Sin Conducción Térmica
- 45CT** Modelo de STARS de  $45 M_{\odot}$  Con Conducción Térmica
- 45SC** Modelo de STARS de  $40 M_{\odot}$  Sin Conducción Térmica
- 50CT** Modelo de STARS de  $50 M_{\odot}$  Con Conducción Térmica
- 50SC** Modelo de STARS de  $50 M_{\odot}$  Sin Conducción Térmica
- 55CT** Modelo de STARS de  $55 M_{\odot}$  Con Conducción Térmica
- 55SC** Modelo de STARS de  $55 M_{\odot}$  Sin Conducción Térmica
- 60CT** Modelo de STARS de  $60 M_{\odot}$  Con Conducción Térmica
- 60SC** Modelo de STARS de  $60 M_{\odot}$  Sin Conducción Térmica
- 40sCT** Modelo de MM2003 de  $40 M_{\odot}$  Sin Rotación Con CT
- 40cCT** Modelo de MM2003 de  $40 M_{\odot}$  Con Rotación Con CT
- 40sSC** Modelo de MM2003 de  $40 M_{\odot}$  Sin Rotación Sin CT
- 40cSC** Modelo de MM2003 de  $40 M_{\odot}$  Con Rotación Sin CT
- 60sCT** Modelo de MM2003 de  $60 M_{\odot}$  Sin Rotación Con CT
- 60cCT** Modelo de MM2003 de  $60 M_{\odot}$  Con Rotación Con CT
- 60sSC** Modelo de MM2003 de  $60 M_{\odot}$  Sin Rotación Sin CT
- 60cSC** Modelo de MM2003 de  $60 M_{\odot}$  Con Rotación Sin CT

# 1

## Introducción

Esta tesis tiene como objetivo primordial estudiar la emisión de rayos X y la evolución radiativo-hidrodinámica de las burbujas de vientos estelares para estrellas masivas. A través de modelos de evolución estelar y de atmósferas estelares podemos hacer un buen estudio evolutivo de las características de la estrella que definen las propiedades de su nebulosa, esto es, la velocidad de expansión del viento, tasa de pérdida de masa y la tasa de fotones ionizantes. Los factores que harán diferencia sobre los modelos son la masa inicial de la estrella, la ausencia o presencia de rotación y el efecto de la conducción térmica.

Las estrellas masivas comienzan su vida en la Secuencia Principal (SP) con un viento con una velocidad de  $\sim 2 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$  y una tasa de pérdida de masa de  $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Al ir evolucionando (después de algunos millones de años), la estrella pasa de la etapa de SP a la etapa de Súper Gigante Roja (SGR). Aquí su tasa de pérdida de masa se hace más grande (hasta valores de  $10^{-4} - 10^{-3.5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ) y la velocidad de su viento baja hasta ser del orden de  $10 - 10^2 \text{ km s}^{-1}$ , perdiendo grandes cantidades de masa en solo  $\sim 10^5$  años, lo cual ocasiona que se creen cascarones densos alrededor de estas estrellas. Cuando la estrella pasa a la etapa evolutiva final de Wolf-Rayet (WR), la etapa antes de explotar como Supernova, su viento vuelve a incrementarse hasta ser del orden de  $2000 \text{ km s}^{-1}$ . Esto hace que el cascarón dejado por la etapa evolutiva anterior sea barrido y comprimido por este nuevo viento (García-Segura et al. 1996a y b; Freyer et al. 2003 y 2006). Esta interacción entre el viento rápido de WR y el cascarón denso de SGR crea una cavidad alrededor de la estrella WR de radio del orden de  $\lesssim 10 \text{ pc}$  típicamente observadas en el óptico y se les ha denominado burbujas de viento estelar (Chu et al. 1982; Esteban et al. 1992; Esteban et al. 1993; Gruendl et al. 2000). Es importante señalar que la evolución del MCE es afectada por la masa perdida por la estrella, principalmente en la etapa de SGR, en la cual se puede llegar a perder hasta  $20 M_{\odot}$ .

Debido a los diferentes vientos producidos por la estrella dependiendo de su etapa evolutiva, esta modifica el MIE dejando cáscaras de material por los choques que se producen entre los vientos y la interacción con el MIE. Aparte de la inyección de energía mecánica (de masa) a través de estos vientos, otra manera en que las estrellas masivas modifican el MIE es a través de los fotones ionizantes. Aunque no es claro cuándo las estrellas masivas comienzan a crear regiones HII a su alrededor, esto es, cuándo los fotones ionizantes comienzan a interactuar con el MIE, estas nebulosas fotoionizadas se detectan alrededor de estrellas jóvenes. El efecto de los fotones ionizantes en la etapa de SP es la de crear una región HII alrededor de la estrella. En la etapa de SGR la tasa de fotones ionizantes disminuye y deja de tener un impacto sobre el MCE, pero cuando la estrella pasa a la etapa de WR su tasa de fotones ionizantes vuelve a aumentar y comienza a interactuar con el cascarón de la etapa de SGR y cuando este cascarón se destruye (creando un patrón de

grumos) los fotones comienzan a fotoevaporar estos grumos. La combinación de estos efectos traen consigo diferentes perfiles de densidad y temperatura en el MCE dependiendo de la etapa evolutiva de la estrella.

El primer modelo analítico de la interacción entre el viento y el MCE de una estrella WR fue presentado por Avedisova (1972) y la primera vez que se tomó el término *burbuja* fue por Castor et al. (1975). Weaver et al. (1977) predicen un plasma de  $10^7 - 10^8$  K formado por el viento chocado en contacto con un viento tibio de una temperatura de  $10^4$ . Ellos proponen que un mecanismo para bajar esta temperatura y aumentar la densidad a rangos observables en rayos X es la conducción térmica (Cowie & McKee, 1977), bajando la temperatura a  $T \sim 10^6$  K. García-Segura et al. (1996a y b) modelaron la formación de las burbujas de viento estelar con un modelo hidrodinámico incluyendo la interacción de los vientos de las diferentes etapas evolutivas, pero sin considerar la evolución del MCE debido a la interacción con los fotones ionizantes. Posteriormente Freyer et al. (2003 y 2006) incluyeron este efecto. En éstos dos últimos trabajos se aprecia que los grumos formados por la interacción de los vientos se localizan a distancias menores de 10 pc desde la estrella central. Ninguno pretende dar explicación a la emisión de rayos X.

De alrededor de 200 estrellas WR que han sido detectadas en nuestra Galaxia, solo se ha detectado emisión de rayos X en su nebulosas a dos de éstas estrellas, WR6 (HD 50896) y WR136 (HD 192163), cuyas burbujas de viento estelar son S308 y NGC 6888, respectivamente (Bochkarev, 1988; Wrigge et al., 1994; Wrigge et al., 1999; Chu et al. 2003). Como objeto específico, esta tesis pretende estudiar la nebulosa alrededor de la estrella WR 6 (HD 50896), S308. Las primeras observaciones que se hicieron de S308 fueron hechas por Sharpless (1959) y fue de las tres primeras burbujas alrededor de estrellas WR descubiertas con una morfología redonda (Chu et al. 1982). Se ha calculado que su masa ionizada detectada en [OIII] es de  $22 M_{\odot}$  con una velocidad de expansión de entre  $60 - 65 \text{ km s}^{-1}$ . En 1999 se reportó por primera vez que S308 tenía emisión en rayos X suaves con el satélite de rayos X *ROSAT*. Dado que S308 es una nebulosa rica en metales (producto del proceso CNO), con abundancias aumentadas de N y He se cree que está constituida por material eyectado de la estrella durante la fase de SGR/LBV (Esteban et al., 1992).

Arnal & Cappa (1996) derivaron una distancia de 1 kpc a la burbuja de HII asociada a S308. Contreras et al. (2001) obtuvieron observaciones con el VLA a 3.6 cm buscando un viento anisotrópico utilizando 4 épocas para la estrella central pero no encontraron evidencia de éste. Con un tamaño angular en el óptico de S308 de 38 arcmin (Ver figura 1.1a), la distancia a la estrella central WR6 ha sido motivo de debate. Desde 0.6 kpc reportado por el satélite Hipparcos (Perryman et al., 1997) hasta  $\geq 1.8$  kpc determinada por líneas de absorción interestelar (Howarth & Schmutz, 1995). Chu et al. (2003) han hecho un análisis de las distancias calculadas para S308 y han determinado que esta no puede ser menor a 1 kpc, estimando la distancia cinemática como  $1.5 \pm 0.2$  kpc. Si se supone una distancia de 1.5 kpc el radio de la burbuja es de 8.3 pc, pero si se toma 1.8 kpc como la distancia, entonces su radio es de  $\sim 10$  pc.

Chu et al. (2003) presentaron observaciones de en rayos X de S308 con el telescopio espacial *Newton-XMM*. Debido a la resolución espacial de éste solo hicieron un estudio de la parte Noroeste (Ver figura 1.1b). Ellos señalan que la emisión de rayos X está constituida por dos componentes, una a  $1.03 \times 10^6$  K y otra a  $7.7 \times 10^6$  K, en donde la componente más fría es la que domina la emisión. Esta componente a más alta temperatura puede deberse por una combinación de efectos de la baja señal a ruido de las observaciones y por contaminación de fuentes puntuales proyectadas hacia las orillas de S308 (Chu et al. 2003). Ellos deducen del espectro que este gas que emite en rayos X suaves está enriquecido con nitrógeno (Chu et al., 2003; Ver capítulo 3) y proponen que el mecanismo por el cual la emisión en rayos X es suave es debido al frente de conducción que se encuentra entre las dos capas observadas en el óptico y en rayos X.

Dado que la conducción térmica se ha señalado como la causante de la emisión en el rango de rayos X suaves, nosotros hemos completado a partir del modelo radiativo-hidrodinámico con conducción térmica

de Arthur (2008) para comparar entre los diferentes efectos que puedan hacer cambios significativos sobre la evolución del MCE; por ejemplo, la rotación de la estrella, su masa, modelo evolutivo, etc. Obtenemos espectros sintéticos y perfiles de brillo superficial de la emisión en rayos X de la nebulosa para comparar con las observaciones disponibles en el óptico y en rayos X.

La estructura de esta tesis es la siguiente: en el capítulo §2 se da una breve introducción de los parámetros más importantes que afectan la evolución de un viento estelar; §3 damos una breve descripción del telescopio espacial de rayos X *Newton-XMM* con el cual fueron hechas las observaciones para mapear la burbuja S308 en su totalidad, la manera en que fueron reducidos los datos de las observaciones y hacemos una breve discusión sobre las características de los espectros obtenidos y la luminosidad de la burbuja; en §4 describimos el código radiativo-hidrodinámico que utilizamos para realizar nuestras simulaciones de evolución de vientos estelares, explicamos los resultados en 1 dimensión (1D) y en 2 dimensiones (2D); en §5 hacemos una comparación entre las observaciones y la teoría, creando espectros sintéticos y perfiles de brillo superficial a partir de nuestros resultados hidrodinámicos.

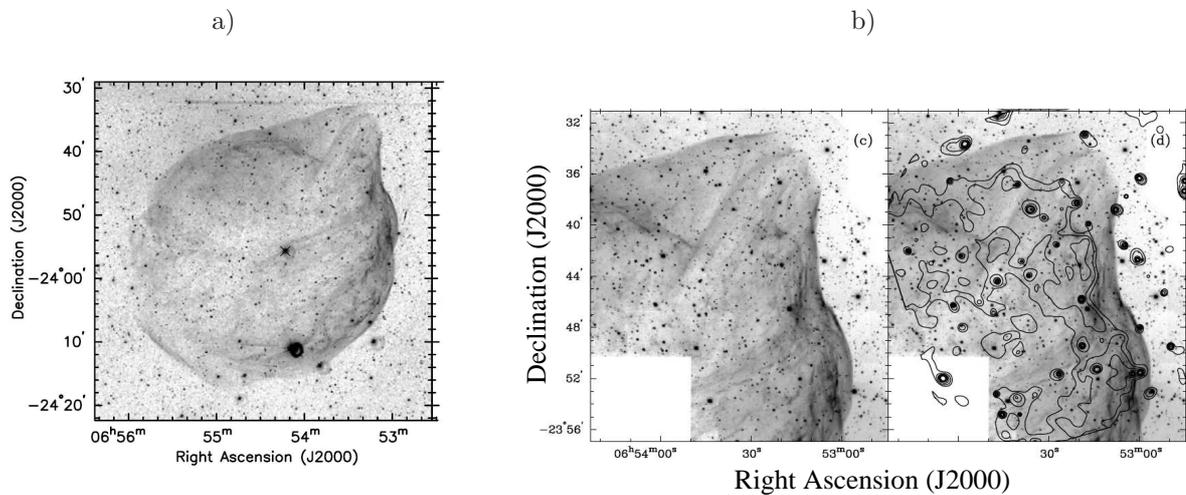


Figura 1.1: S308: *a*) Imagen de  $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA} + \text{H}\alpha$ , Chu et al. (2007) *b*) Misma imagen que *a*) pero de la parte NW de S308 superponiendo los contornos en rayos X (Chu et al., 2003).

# 2

## Teoría de Vientos Estelares

### 2.1. Conceptos básicos

Las estrellas a parte de emitir radiación, emiten materia a través de vientos estelares. Los parámetros de mayor importancia en la teoría de vientos estelares son la tasa de pérdida de masa de la estrella  $\dot{M}$  y la velocidad terminal del viento  $V_\infty$ , así mismo la evolución estelar puede estar ligada a otros parámetros como la masa inicial de la estrella ( $M_{\text{ini}}$ ), la rotación de la estrella ( $V_{\text{rot}}$ ) y la metalicidad ( $Z$ ).

Para el caso estacionario esféricamente simétrico, la tasa de pérdida de masa se puede expresar con la ecuación de continuidad:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r), \quad (2.1)$$

en donde  $r$  es la distancia de la estrella a un punto en el viento,  $\rho$  es la densidad y  $v$  es la velocidad, ambas evaluadas en el punto  $r$ . En el caso del perfil de velocidad, se ha hecho una aproximación meramente cualitativa de las observaciones y se ha encontrado que una *ley de Beta* ajusta de manera buena. Esta aproximación es:

$$v(r) \simeq v_0 + (v_\infty - v_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \quad (2.2)$$

con la cual se describe el incremento de la velocidad  $v$  con la distancia desde la fotosfera (en donde  $r = R_*$  y  $v(R_*) = v_0$ ) hasta  $v_\infty$  a grandes distancias. Los valores típicos para  $\beta$  que concuerdan con las observaciones para estrellas tipo O y WR son de entre 0.5 – 0.8.

La *Luminosidad Mecánica* se define de la forma:

$$L_w = \frac{1}{2} \dot{M} v_\infty^2, \quad (2.3)$$

que es la cantidad de energía mecánica por unidad de tiempo que el viento imprime en el medio.

Dado que los procesos que impulsan los vientos son diferentes para las diferentes etapas evolutivas las velocidades terminales  $v_\infty$  son diferentes en cada etapa. Por ejemplo para estrellas luminosas (en el caso de esta tesis las estrellas de masas entre 40 y 60  $M_\odot$  son estrellas luminosas en las etapas de SP y WR) los vientos

son impulsados por la presión de radiación de transiciones atómicas de líneas espectrales. Para los casos de las estrellas en la etapa evolutiva de SGR, los vientos son impulsados por la absorción y emisión de fotones debido a granos de polvo que se pueden formar en los exteriores de las atmósferas de estas estrellas dado que tienen temperaturas muy bajas. Los granos de polvo pueden absorber radiación en un amplio rango de longitudes de onda, por lo tanto estos vientos también se les conoce como *impulsados por continuo*. Aunque el rango de velocidades alcanzadas para los distintos procesos que impulsan los vientos es muy amplio, las tasas de pérdida de masa pueden alcanzar rangos muy altos, del orden de  $10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (del orden de  $10^{-3.5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  para estrellas de  $60 M_{\odot}$ ).

Por comparación entre la velocidad de escape  $v_0$  y la velocidad terminal  $v_{\infty}$ , podemos calcular la velocidad de escape del viento de una estrella caliente y luminosa, esto como:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2(1 - \Gamma_e)GM_*}{R_*}}, \quad (2.4)$$

en donde  $\Gamma_e$  es el término de corrección para la fuerza radiativa debido a la dispersión de electrones,  $M_*$  y  $R_*$  son la masa y el radio de la estrella y  $G$  es la constante de gravitación universal. Por ejemplo para el caso de una estrella de  $40 M_{\odot}$  en SP su velocidad de escape es de  $1100 \text{ km s}^{-1}$  mientras que la velocidad terminal para este caso es de  $\sim 2600 \text{ km s}^{-1}$ , si esta no fuera mayor no habría expansión ni aceleración en el viento.

Cuando el viento de SP comienza a penetrar dentro de la región HII de densidad  $n \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  y temperatura de  $10^4 \text{ K}$  este es *supersónico*, dado que la velocidad del sonido<sup>1</sup> en esta región es de  $c_s \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ . Cuando la estrella pasa a la etapa de SGR este viento se expande dentro la burbuja caliente creada por el viento de SP con densidad de  $n \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$  y temperatura de  $10^7 \text{ K}$ , aquí la velocidad de expansión de este viento de SGR es de  $\sim 100 - 200 \text{ km s}^{-1}$  (dependiendo de la masa de la estrella) y la velocidad del sonido dentro de esta burbuja es de  $c_s \sim 300 \text{ km s}^{-1}$ , por lo tanto aquí la velocidad de expansión de este viento es *subsónica* con respecto al MCE. En la etapa de WR este viento se expande dentro de la burbuja densa y fría ( $n \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y  $T \sim 10^4 \text{ K}$ ) de nuevo el viento se vuelve supersónico dado que la velocidad del sonido aquí es de entre  $c_s \sim 10 - 30 \text{ km s}^{-1}$ .

Los primeros estudios sobre la interacción de vientos alrededor de estrellas masivas fueron realizados por Matthews (1966), Pikel'Ner (1968), Pikel'Ner & Shcheglov (1969), en donde estudian los movimientos de las nebulosas alrededor de estrellas bajo la influencia de sus vientos, describiendo el perfil de choque entre el viento chocado y el MIE barrido. Pikel'Ner & Shcheglov (1969) hacen el estudio por separado del viento chocado y del MIE barrido y concluyen que el viento chocado debe tener una temperatura de entre  $3 - 5 \times 10^7 \text{ K}$  con densidades bajas ( $n \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ) fuera del rango observable en rayos X. En cuanto a vientos alrededor de estrellas WR, en 1965 Johnson & Hogg reportaron por primera vez que las nebulosas con forma de cascarón de grumos NGC 2359, NGC 6888 y S308 estaban asociadas a este tipo de estrellas y que se habían formado por la interacción entre su viento y el MCE (Johnson & Hogg, 1965). A estas nebulosas alrededor de estrellas WR ahora las llamamos burbujas de viento estelar (o simplemente burbujas). El primer modelo analítico de la interacción entre el viento y el MCE de una estrella WR fue presentado por Avedisova (1972) y los primeros cálculos numéricos de esta interacción fueron realizados por Falle (1975), los cuales concuerdan con los resultados autosimilares de Dyson & de Vries (1972) en el cual sugieren que el gas nebuloso barrido ocupa una capa delgada y densa de volumen, dado que el choque con el MIE es isotérmico y tiene una compresión alta (por lo tanto la densidad será alta) con una temperatura baja. La temperatura del gas chocado se puede obtener de las condiciones de salto (tomando en cuenta una ecuación de estado para un gas ideal monoatómico) como:

$$T_{choque} = \frac{3}{16} \frac{\mu m_H}{k} v^2, \quad (2.5)$$

<sup>1</sup>La definición de velocidad del sonido es  $c_s = (\gamma p/\rho)^{1/2}$

en donde  $\mu$  es el peso molecular medio del gas,  $m_H$  es la masa del hidrógeno,  $k$  la constante de Boltzmann y  $v$  la velocidad del choque.

Castor et al. (1975) proponen un modelo de interacción de vientos alrededor de estrellas del tipo temprano y proponen que existe una región de transición dominada por la conducción térmica entre el cascarón frío ( $\sim 10^4$  K) y el viento chocado caliente interno al cascarón ( $\sim 10^7$  K), el cual lo presentan como una explicación a las observaciones de absorción en el UV de O VI hacia estrellas de este tipo (Jenkins & Meloy, 1974; Castor et al, 1975). Dos años después Weaver et al. (1977) hacen este mismo estudio pero ahora incluyendo pérdidas radiativa tratando el efecto de la conducción térmica de manera clásica (Spitzer, 1962; Cowie & McKee, 1977). Con estos modelos señalan que a través del efecto conductivo pueden aumentar la densidad en la discontinuidad de contacto y disminuir la temperatura en la burbuja caliente a rangos detectables en rayos X.

## 2.2. Modelo de Viento estelar de Weaver et al. (1977)

Este modelo hace el estudio de las burbujas de viento producidas por estrellas masivas en interacción con el gas del MIE. El modelo comienza con una estrella con un viento constante simétricamente esférico en el MIE con una densidad  $n_0$ . Cuando el viento comienza a interactuar con el MIE se crean varias zonas de interés. En la figura 2.1 se marcan las diferentes zonas: A) zona de expansión del viento supersónico, B) región del viento chocado, C) un cascarón de la región HII barrida, D) Región HII, E) Medio Interestelar (MIE) chocado y F) MIE no chocado.

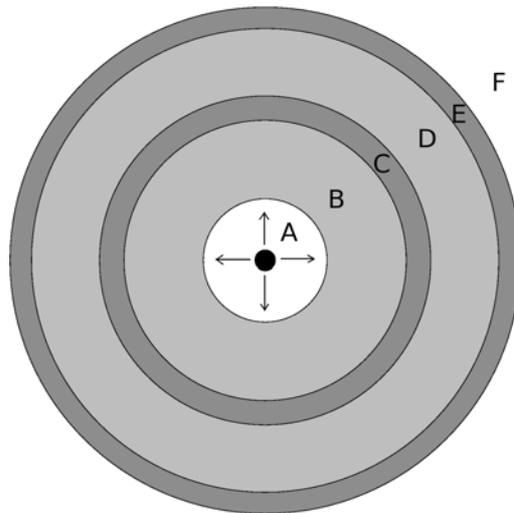


Figura 2.1: Esquema de las diferentes regiones que componen el MCE de una estrella masiva. A) Región de expansión de viento libre B) Viento Estelar Chocado C) Región HII Barrida D) Región HII E) Medio Interestelar Chocado F) Medio Interestelar NO chocado.

En la figura 2.2 se muestran las características según el modelo de Weaver et al. (1977) para la creación de las burbujas de viento estelar, con una tasa de pérdida de masa de  $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , velocidad de  $V = 2000 \text{ km s}^{-1}$  y una densidad para el medio de  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$  a un tiempo de  $10^6$  años. Claramente se puede ver la zona correspondiente a la región HII creada por la estrella y en especial, el llamado *frente de conducción* que es la región en donde la densidad sube y la temperatura baja suavemente. Chu et al. (1995)

calcularon la luminosidad de manera analítica para el modelo evolutivo de Weaver et al. (1977) aplicado a superburbujas en la *Gran Nube de Magallanes* como:

$$L_X = 1.1 \times 10^{35} I(\tau) L_{37}^{33/35} n_0^{17/35} t_6^{19/35} [\text{erg/s}], \quad (2.6)$$

en donde  $n_0$  es la densidad del medio,  $L_{37}$  es la luminosidad mecánica del viento en unidades de  $10^{37}$  erg  $\text{s}^{-1}$ ,  $t_6$  es el tiempo en unidades de  $10^6$  años e  $I(\tau)$  es la integral adimensionalizada:

$$I(\tau) = 125/33 - 5\tau^{1/2} + (5/3)\tau^3 - (5/11)\tau^{11/3}, \quad (2.7)$$

con  $\tau = 0.16 L_{37}^{-8/35} n_0^{-2/35} t_6^{6/35}$ . Esto nos da una luminosidad en rayos X para los parámetros descritos para el modelo de Weaver et al. (1977) de  $\sim 3.16 \times 10^{34}$  erg  $\text{s}^{-1}$ . Pero si suponemos un valor más parecido a las observaciones para  $n_0$  de entre  $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$  el rango de luminosidades sería  $L_X = 3 - 9 \times 10^{35}$  erg  $\text{s}^{-1}$ , mientras que para los casos de las burbujas observadas alrededor de estrellas WR en nuestra galaxia, sus luminosidades son del orden de  $10^{33}$  erg  $\text{s}^{-1}$ , lo cual hace esta estimación analítica muy alta.

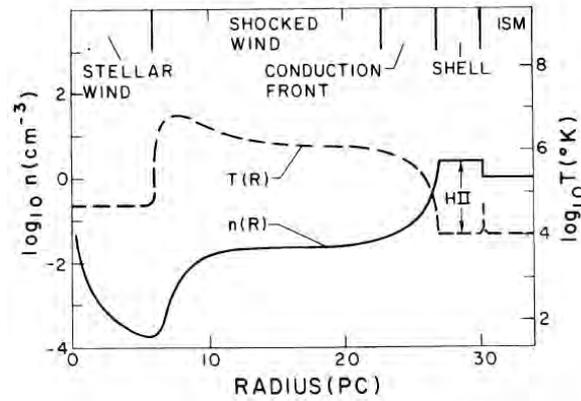


Figura 2.2: Perfiles radiales de densidad y temperatura para el modelo de evolución del MCE de Weaver et al. (1977) a un tiempo de  $10^6$  años con una tasa de pérdida de masa de  $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , velocidad de  $V = 2000 \text{ km s}^{-1}$  y con una densidad del medio de  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ .

Por comparación con el modelo de Weaver et al. (1977) en la figura 2.3 se muestran resultados radiativo-hidrodinámicos en 1D obtenidos con el modelo descrito en el Capítulo 4. Los parámetros utilizados son  $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ,  $V \sim 2500 \text{ km s}^{-1}$  y tasa de fotones ionizantes  $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$  para una densidad del medio de  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$  a un tiempo de  $10^6$  años sin y con CT. En la figura 2.3a se muestra el caso sin CT para la densidad, temperatura y presión; aquí podemos apreciar una estructura muy delimitada entre cada región, por ejemplo, la región del viento en expansión libre hacia un poco antes de 5 pc, la burbuja caliente de viento chocado con un radio máximo de  $\sim 22$  y la región HII delante de esta. El problema con la emisión en rayos X de este modelo es que las densidades correspondientes a la zona de temperaturas para la emisión de rayos X es muy baja ( $n \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ). Para el caso del modelo con CT (figura 2.3b) hemos utilizado el efecto de la CT clásica y saturada (Cowie & McKee, 1977; Arthur, 2008). Aquí de nuevo es notable la capa conductiva alrededor de 20 – 25 pc. En esta región es en donde se da la combinación de densidad y temperatura necesaria para la emisión de rayos X suaves. La diferencia de nuestro modelo contra el de Weaver et al. (1977) es que su modelo es autosimilar y por lo tanto representa una configuración del MCE a un tiempo infinito mientras que nuestro modelo es dependiente del tiempo, así mismo el efecto conductivo tomado en cuenta por Weaver et al. (1977) es solamente el clásico y nosotros tomamos el efecto de la conducción térmica saturada.

En la figura 2.4 se muestran los espectros en rayos X correspondientes a los modelos presentados en la figura 2.3 sin tomar en cuenta la absorción debida al MIE. Las luminosidades correspondientes a éstos modelos son: para el caso sin CT  $L_{X[0-3keV]} = 4.67 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$  y  $L_{X[3-10keV]} = 2.14 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ . Para el caso con CT  $L_{X[0-3keV]} = 1.37 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  y  $L_{X[3-10keV]} = 6.22 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ . Nóte como la CT aumenta la emisión en rayos X en un factor de 3 para estos casos. La luminosidad en rayos X del orden de  $L_X \sim 2 \times 10^{-6} L_w$  para estos parámetros del viento, que es un valor típico para estrellas WR (Skinner et al 1998; Skinner et al 2010).

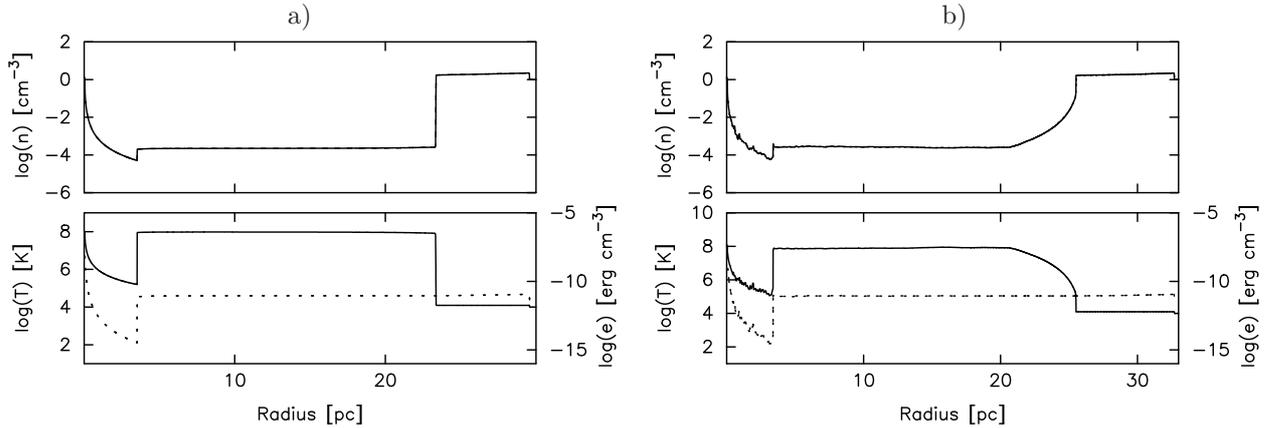


Figura 2.3: Perfiles radiales de densidad y temperatura: (a) Modelo de evolución del MCE con  $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  y una velocidad de  $V = 2000 \text{ km s}^{-1}$  a  $10^6$  años de evolución con una densidad del medio de  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$  b) mismo caso que a) pero con CT.

Esta burbuja caliente de  $T \sim 10^7 \text{ K}$  presente en los modelos, es la que se encarga de empujar, i.e., imprimir momento al cascarón frío como un pistón debido a que el viento chocado caliente permanece adiabático (no se enfría de manera eficiente). A esta etapa se le conoce como *Flujo empujado por Energía (Energy-driven)*. Cuando el enfriamiento en la zona del viento chocado caliente es eficiente, esto es, cuando el tiempo de enfriamiento es mucho menor que el tiempo dinámico, a este flujo se le conoce como *empujado por Momento (Momentum-driven)* (Lamers & Cassinelli 1999). Aquí el viento chocado del MIE está siendo empujado por el momento del viento más que por la presión del viento chocado. Los vientos estelares pueden ser clasificados como *Energy* o *Momentum-driven* por el comportamiento térmico del viento chocado a un tiempo  $t_0$  cuando el viento ha barrido su propia masa en masa del medio barrido. Si el viento chocado ha comenzado a enfriarse para este tiempo  $t_0$  entonces el flujo será *momentum-driven* y de lo contrario será *energy-driven*.

Por lo tanto el efecto de la CT en los perfiles de densidad y temperatura entre la burbuja de viento chocado caliente y el cascarón frío barrido, puede modificar el tiempo en que la burbuja se convierta de *energy-driven* a *momentum-driven*, dado que la conducción térmica aumenta la densidad y disminuye la temperatura, esto es, el enfriamiento que va como  $L \sim T^{-1/2} n^2$  para el rango de temperaturas de  $10^5 < T < 10^7 \text{ K}$ .

Emisión en rayos X también es detectada alrededor de asociaciones de estrellas masivas y se les conoce como *superburbujas*. Estas superburbujas tienen tamaños de  $\sim 10^2 \text{ pc}$  y edades dinámicas de  $10^6$  años (Chu 2007). Estas son generadas por los vientos de cúmulos de estrellas masivas, sin embargo la teoría de generación de estas superburbujas sigue siendo el mismo mecanismo propuesto por Castor et al. (1975). Algunos ejemplos de estas superburbujas son N51D, N57A (Braunsfurth & Feitzinger 1983; Oey & Smedley 1998) y M17 (Dunne et al. 2003; Reyes-Itúrbide et al 2009).

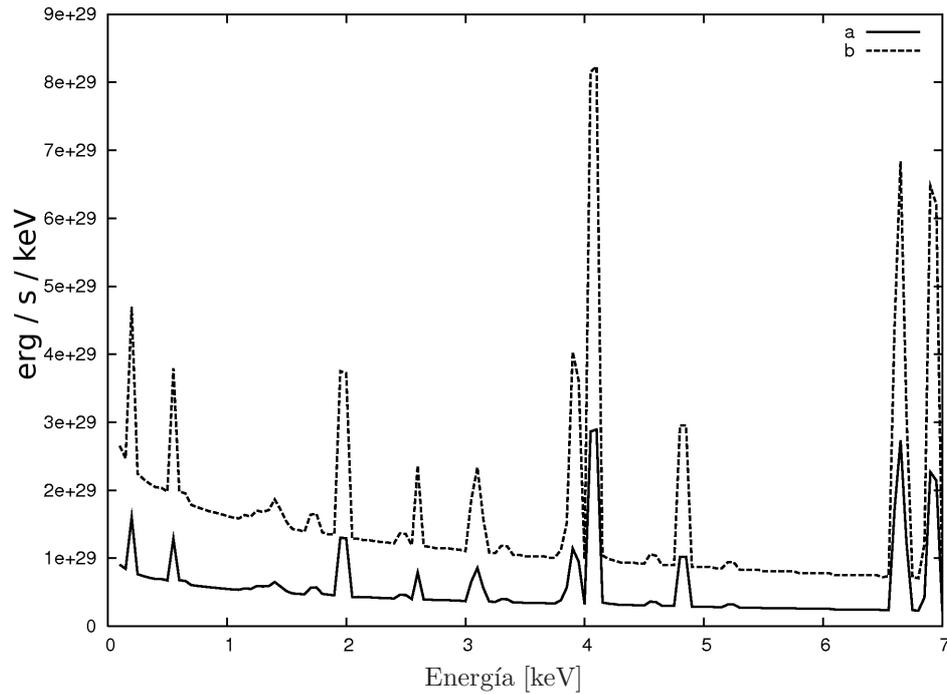


Figura 2.4: Espectros en rayos X de los modelos presentados en la figura 2.3 a) Modelo sin CT b) con CT.

Para el caso de la emisión de rayos X en estrellas masivas (no binarias), los rayos X se producen por choques debido a inestabilidades a la base del viento radiativo (Lucy & White 1980; Owocki, Castor & Rybicki 1988). Esta emisión es relativamente suave con temperaturas de  $kT \lesssim 1$  keV predichas por modelos de choques en vientos radiativos, con luminosidades del orden de  $10^{32}$  erg s $^{-1}$  y cocientes de  $L_X/L_w \sim 10^{-7} - 10^{-6}$  (Skinner et al. 2010).

# 3

## Observaciones de rayos X de S308

### 3.1. Observatorio de rayos X *XMM-Newton*

El telescopio espacial *X-ray Multi Mirror (Newton-XMM)* fue lanzado por la Agencia Espacial Europea (ESA) el 10 de Diciembre de 1999. La razón para tener un observatorio espacial de rayos X es debido a que ésta radiación no puede penetrar de manera efectiva la Tierra.

El telescopio espacial *Newton-XMM* tiene 3 cámaras de CCD's que comprenden la *European Photon Imagen Camera (EPIC)*. Dos de estas cámaras son las cámaras de arreglos de CCD's MOS (Metal Oxide Semi-conductor) con las cuales, debido a la configuración del telescopio, solo se puede captar el 44% del flujo original incidente. El tercer arreglo de CCD's tiene un *beam* no obstruido y se trata de un arreglo de 12 CCD's conocido como la cámara EPIC/pn (Ver figura 3.2). Las cámaras EPIC ofrecen la posibilidad de hacer observaciones extremadamente sensitivas de  $\sim 30$  arcmin en el rango de 0.15 a 15 keV con moderada resolución espectral y angular (FWHM  $\sim 6$  arcsec), mientras que el telescopio espacial de rayos X, *Chandra* tiene un campo de observación de 1 grado con una resolución angular de 0.5 arcseg para el rango de energías de 0.2 – 10 keV.

Todos los CCD's de las cámaras EPIC operan bajo el conteo de fotones que producen archivos de listas de eventos. Estas son tablas con una entrada por línea para cada evento recibido, en las cuales se listan características de los eventos, tal como la posición, el tiempo de registro en el CCD y las energías relacionadas. Las diferencias entre las cámaras EPIC no solo es el número de CCD's o su geometría, sino también el tiempo de lectura y captura de cuentas.

La detección del fondo con las cámaras EPIC puede ser dividido en dos componentes: un fondo cósmico de rayos X y un fondo instrumental. Esta última puede ser dividido en ruido de las componentes de los detectores, que se vuelve importante por debajo de 200 eV y la segunda componente es debido a la interacción de partículas con la estructura que rodea los detectores y a los detectores mismos.



Figura 3.1: Representación artística del telescopio espacial *Newton-XMM*.

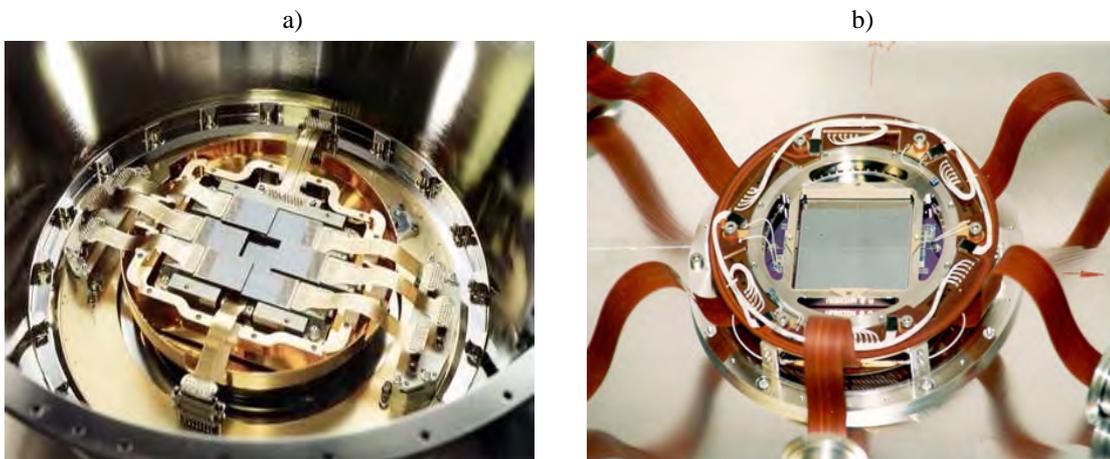


Figura 3.2: Cámaras EPIC. a) EPIC/MOS b) EPIC/pn.

### 3.2. Reducción de datos de rayos X de S308

Hoy en día solo se han detectado dos burbujas de vientos estelares alrededor de estrellas WR en la Galaxia con emisión en rayos X en su nebulosa, NGC 6888 y S308, correspondientes a las estrellas WR 136 y WR 6 respectivamente (Bochkarev, 1988; Wrigge et al., 1994; Chu et al. 2003). Esto puede ser debido a la absorción en la galaxia de rayos X (o sea por la posición de su estrella central en la Galaxia), por la fase evolutiva en la que se encuentran sus estrellas centrales o una combinación de estas. En la figura 3.3 se muestran las posiciones de 63 estrellas WR analizadas por Hamann et al. (2006) y se puede apreciar la distancia entre nosotros y éstas estrellas. En general las estrellas WR se encuentran distribuidas en el disco delgado de la Galaxia en regiones de formación estelar, esta es una razón por la cual la detección en rayos X hacia este tipo de estrellas pueda ser difícil dado que puede existir gas molecular típico de estas regiones.

S308 fue observado con el observatorio espacial *XMM-Newton* en 2 épocas en 4 observaciones diferentes debido a que el tamaño angular de S308 es de  $\sim 38$  arcmin<sup>1</sup>, mientras que el telescopio tiene un campo de 30 arcmin como ya mencionamos. La primera observación se hizo en el 2001 sobre la parte Noroeste (NW) en la

<sup>1</sup>Tomando una distancia de 1.5 kpc (Chu et al., 1982; van der Hucht, 2001; Chu et al., 2003)

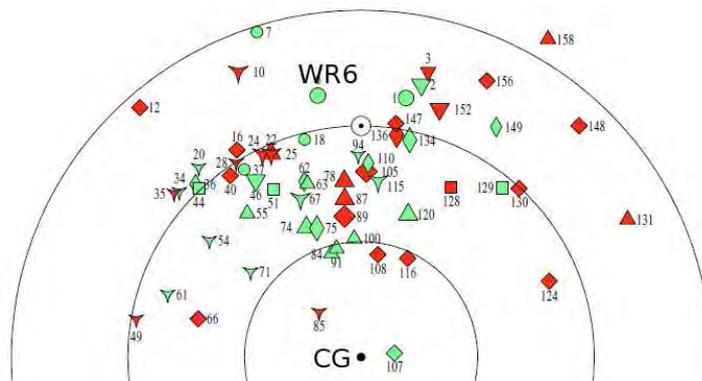


Figura 3.3: Posiciones de las estrellas WR en la Galaxia. El punto central negro corresponde al Centro Galáctico (CG), la posición del Sol ( $\odot$ ) y la estrella WR 6 está marcada. El radio de cada círculo corresponde a 4, 8 y 12 pc concéntricos al CG. Imagen tomada de Hamann et al.(2003).

revolución 0343 y las partes Noreste (NE), Suroeste (SW) y Sureste (SE) fueron observadas en el 2004 en la revolución 0781 (Ver cuadro 3.1). El investigador principal de estas observaciones es You-Hua Chu, las cuales se hicieron públicas en el 2002 y en el 2005, respectivamente, dado que la política sobre las observaciones es el de hacerlas públicas después de 1 año de haberse realizado. En las 4 observaciones se utilizaron las cámaras de CCD's EPIC/MOS1, EPIC/MOS2 y EPIC/pn. Hasta la fecha solo se han publicado las observaciones de la parte NW (Chu et al., 2003).

De la base de datos del telescopio espacial *XMM-Newton* se pueden obtener dos tipos de archivos, los *Observation Data Files* (ODF) y los *Pipeline Products* (PPS). La diferencia entre estos dos tipos de archivos es que los ODF son las observaciones crudas y los PPS ya traen una calibración previa hecha por el equipo de *XMM-Newton*. Nosotros hemos seleccionado los ODF para asegurarnos de calibrar de manera adecuada la emisión difusa de S308. Estos archivos se obtuvieron de la base de datos de *XMM-Newton* y fueron procesados con *XMM-Newton Science Analysis Software* (SAS ver 8.0.1). Los archivos de calibración fueron obtenidos del *Calibration Access Layer* disponibles para SAS. Los archivos de eventos fueron procesados para eliminar eventos indeseados, como detección de partículas energéticas cargadas y como los eventos de fondo afectan directamente las observaciones en la detección de rayos X difusos, los periodos de alta actividad de fondo fueron excluidos. El fondo se estudió tomando intervalos de 100 s en tiempo para cada instrumento en la banda de 10-12 keV. Fue considerado alto si el conteo de fotones fue  $\geq 0.3$  cuentas  $s^{-1}$  para las cámaras EPIC/MOS y  $\geq 1.5$  cuentas  $s^{-1}$  para la cámara EPIC/pn. Para el caso de la observación NW hubo un evento energético de fondo y esto redujo el tiempo útil de la observación a 22.7 y 16.9 ks para las cámaras EPIC/MOS y EPIC/pn respectivamente (Chu et al., 2003).

### 3.2.1. Imágenes

Para producir imágenes en rayos X de S308 de un cuadrante se extraen por separado imágenes de cada una de las 3 cámaras EPIC/MOS1, EPIC/MOS2 y EPIC/pn en la banda de 0.25 – 1.15 keV y se crea un mosaico con estas tres imágenes para aumentar el factor *señal a ruido* (S/R) y llenar los espacios producidos por las separaciones de los CCD's en cada cámara. Para producir una imagen completa de la burbuja se hace un mosaico con las 4 imágenes de los cuadrantes (Ver figura 3.4). Las imágenes de los 4 cuadrantes fueron hechas con un ancho de pixel de 2 arcseg que es adecuado para la resolución de las cámaras EPIC. Una imagen a esta rango de energías es presentada en la figura 3.4. La morfología de abrillantamiento al limbo

Región	Ob.Id	Rev.	Data	Duración (tiempo útil)	
				EPIC/pn	EPIC/MOS
NW	0079570201	0343	23 y 24 Octubre 2001 <sup>a</sup>	22.7 ks	16.9 ks
NE	0204850601	0781	15 Marzo 2004	21.9 ks	25.3 ks
SW	0204850401	0781	15 Mar 2004	20 ks	23.3 ks
SE	0204850501	0781	14 y 15 Marzo 2004	21.9 ks	25.3 ks

Cuadro 3.1: Características de las observaciones de S308

<sup>a</sup> Debido al evento energético en la observación del 2001 de la región NW los tiempos útiles fueron reducidos a 22.7 y 16.9 ks para las cámaras EPIC/MOS y EPIC/pn respectivamente.

de S308 en rayos X se puede apreciar claramente, no solo en la parte NW de la burbuja (Chu et al., 2003). En la imagen también se puede apreciar uno de los efectos instrumentales de la cámara EPIC, este produce que los fotones de alta energía son mejor captados en los bordes de la cámara y se puede ver un efecto de brillantamiento hacia las orillas del campo de las observaciones y esto puede hacer difícil la reducción de las imágenes debido a que el fondo que se toma puede contener fotones de más alta energía que los fotones captados para la emisión difusa de la burbuja. Este es el problema más grande en el proceso de reducción de los datos para S308.

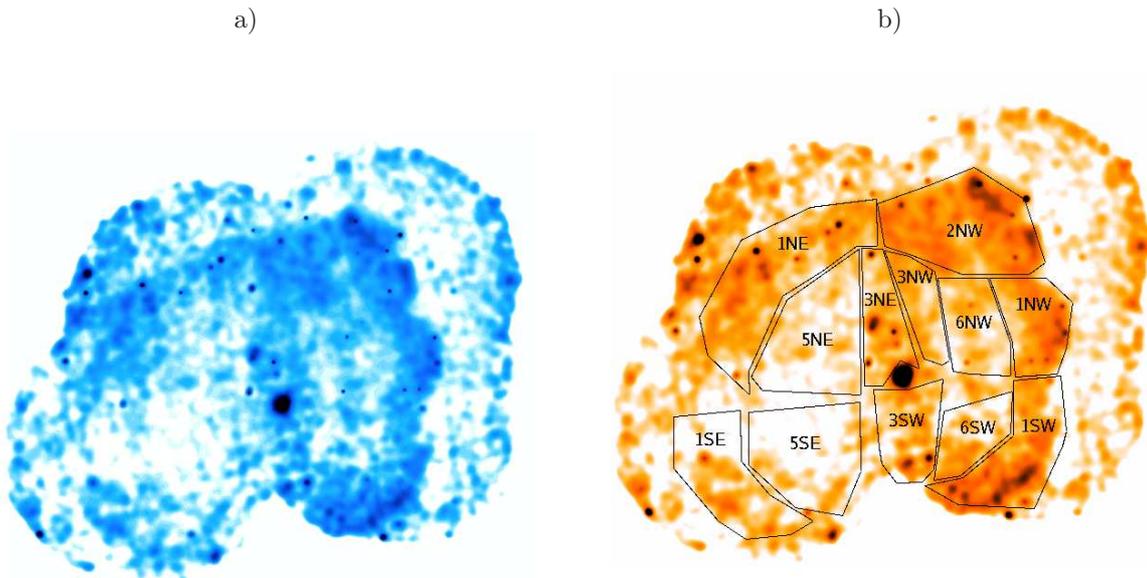


Figura 3.4: a) Imagen en la banda 0.2 – 1.15 keV de S308 b) misma que a) pero con las regiones de donde se extrajeron los espectros. En la figura se puede apreciar el efecto de las cámaras EPIC de captar mejor los fotones de alta energía hacia las orillas de los detectores (Jansen et al. 2001).

### 3.3. Espectros de S308

Nuestro interés es comparar propiedades físicas a través de los espectros en rayos X, de las diferentes regiones apreciables en S308; tales como el cascarón (regiones 1), el interior (regiones 5 y 6), el *blowout* en la

parte NW (región 2NW) y la franja aparente que pasa desde la parte norte de la burbuja hasta la parte sur dividiendo la burbuja en 2 partes (regiones 3). Por la manera en que S308 fue observada (4 observaciones) algunas regiones tuvieron que ser divididas para generar los espectros dependiendo en la observación que se encontraban. Para esta tesis los espectros se extrajeron de las observaciones con la cámara EPIC/pn debido a su alta sensibilidad espectral, comparada con las cámaras EPIC/MOS. A cada región le corresponde un fondo dependiendo de la observación en la que se encuentre y de un tamaño aproximadamente del tamaño de la región, para hacer una buena comparación del factor S/R.

La característica general que comparten los espectros de las diferentes regiones definidas para S308 es que son suaves con el pico de emisión en el triplete de NVI a 0.42 – 0.43 keV, con una componente alrededor de 1 keV y caen rápidamente hacia altas energías (Chu et al., 2003), así mismo, emisión correspondiente a energías mayores a 1 keV no es importante comparada con la emisión a 0.42 keV (Ver figura 3.5). La presencia de líneas sugiere emisión térmica debido al plasma, por lo tanto usamos el modelo de emisión MEKAL de dos temperaturas para un plasma ópticamente delgado (Kaastra & Mewe, 1993; Liedahl et al. 1995; Chu et al., 2003) para simular los espectros de las diferentes regiones. El modelo MEKAL se simula pasándolo por la absorción interestelar de rayos X por hidrógeno neutro, tanto atómico como molecular, según el modelo de Balucińska-Church & McCammon (1992) y se convoluciona con la matriz de respuesta de la cámara EPIC/pn.

Los parámetros de entrada para el ajuste del modelo incluyen la temperatura, absorción interestelar y abundancias del plasma. Siguiendo el mismo argumento de Chu et al. (2003) de que no se puede dejar variar libremente todos los parámetros del ajuste, dado que la resolución espectral está limitada y el número de fotones detectados es modesto, hemos tomado los valores de las metalicidades de la parte NW de las observaciones de Chu et al. (2003) y el estudio espectroscópico en el óptico de [OIII] de Esteban et al. (1992) como constantes, así como el cálculo del factor N/C de Hillier (1988); estos valores utilizados para toda la región NW por Chu et al. (2003) fueron de 0.1, 1.6, 0.13, 0.22, 0.13 y 0.13 veces los valores solares para C, N, O, Ne, Mg y Fe (Anders & Grevesse, 1989) respectivamente para el modelo MEKAL. Dado que las estrellas WR son estrellas evolucionadas que han perdido capas de masa dejando su núcleo expuesto, los valores de las metalicidades se ven aumentadas con respecto al H.

### 3.3.1. El cascarón y *blowout* de S308

Debido a la división en regiones de S308, podemos estudiar dos partes importantes por separado: el cascarón (formado por las regiones 1NW, 1NE, 1SW y 1SE) y el *blowout* (región 2NW). Chu et al. (2003) obtuvieron de la observación del 2001 un espectro de toda la región NW, i.e., tomando la contribución de las regiones 1NW, 2NW, 3NW y 6NW. A este espectro le adaptaron el modelo con las abundancias que se describieron en la sección anterior. En la figura 3.5 podemos ver las diferencias entre el espectro de Chu et al. (2003), el espectro del *blowout* (región 2NW) junto con las regiones definidas para el cascarón. Es evidente que el espectro calculado por Chu et al. (2003) es más intenso debido a la contribución de las regiones 1NW, 3NW y 6NW. Esto es, ellos no hacen diferencia entre el material del *blowout* y el material interno. Para el caso de las demás regiones que componen el cascarón, la intensidad del espectro es menor pero el pico de emisión sigue estando alrededor de 0.43 keV.

Chu et al. (2003) propusieron un modelo MEKAL de dos temperaturas, de  $T_1 = 0.094 (\pm 0.009)$  keV y otra  $T_2 = 0.7_{-0.5}^{+1.5}$  keV, con el cual también ajustaban la emisión alrededor de  $\sim 1$  keV. En general encontraron que el espectro es dominado por la componente de más baja temperatura y la componente de más alta temperatura solo contribuye al 6% del flujo observado (Chu et al., 2003).

En la figura 3.6 graficamos los espectros de la zona 2NW (*blowout*) y de toda la zona NW como lo hicieron

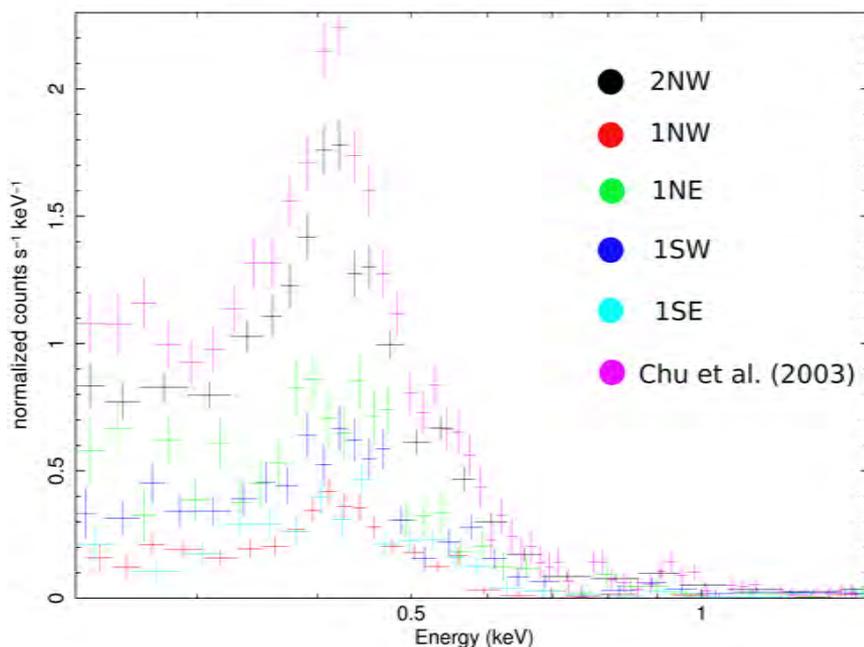


Figura 3.5: Espectros de las regiones 1NW, 1NE, 1SW, 1SE, 2NW y tomando toda la región definida en Chu et al. (2003) para S308.

Chu et al. (2003). Hicimos un ajuste de dos temperaturas con el modelo MEKAL, de la misma manera que lo han hecho ellos, pero ahora variamos la temperatura, columna de absorción  $N_H$  y el parámetro de normalización  $A^2$ , para ambos modelos. Los parámetros utilizados para los ajustes se encuentran en el cuadro 3.2. Nuestros parámetros siguen estando dentro del rango de error de los parámetros encontrados por Chu et al. (2003) con un valor para  $\chi^2$  de 1.16. Una razón para que no sean exactamente los mismos es que las matrices de calibración de *Newton-XMM* están continuamente en revisión y se mejoran con el tiempo, esto produce pequeños cambios en los espectros y en los parámetros adoptados, pero nuestros valores siguen siendo consistentes con sus resultados. Encontramos que la emisión difusa de los rayos X en el *blowout* (región 2NW) de S308 se origina principalmente de gas enriquecido a una temperatura de  $1.03 \times 10^6$  K. Esta temperatura es un poco menor que la temperatura encontrada por Chu et al. (2003) de  $1.1 \times 10^6$  K, debido a que toman la contribución de toda la región NW.

Para las otras regiones del cascarón, las regiones marcadas con 1, también ajustamos un modelo de dos temperaturas (Ver figura 3.7). En el cuadro 3.2 se encuentran los parámetros de los mejores ajustes hechos a estas observaciones. Los valores de  $T_1$  para las regiones 1 son consistentes con las temperaturas del gas que domina la emisión de rayos X en el espectro para el *blowout*, los parámetros de normalización siguen siendo del orden de  $\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-4}$  y la densidad columnar está alrededor de  $1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  como en ese mismo caso. De los ajustes a las regiones 1, calculamos su temperatura y es de alrededor de  $10^6$  K consistente con la temperatura del gas en el *blowout*.

---

<sup>2</sup> $A = 1.0 \times 10^{-14} \int N_e^2 dV / 4\pi d^2$ , en donde  $d$  es la distancia,  $N_e$  es la densidad electrónica y  $V$  el volumen de gas en *cgs*.

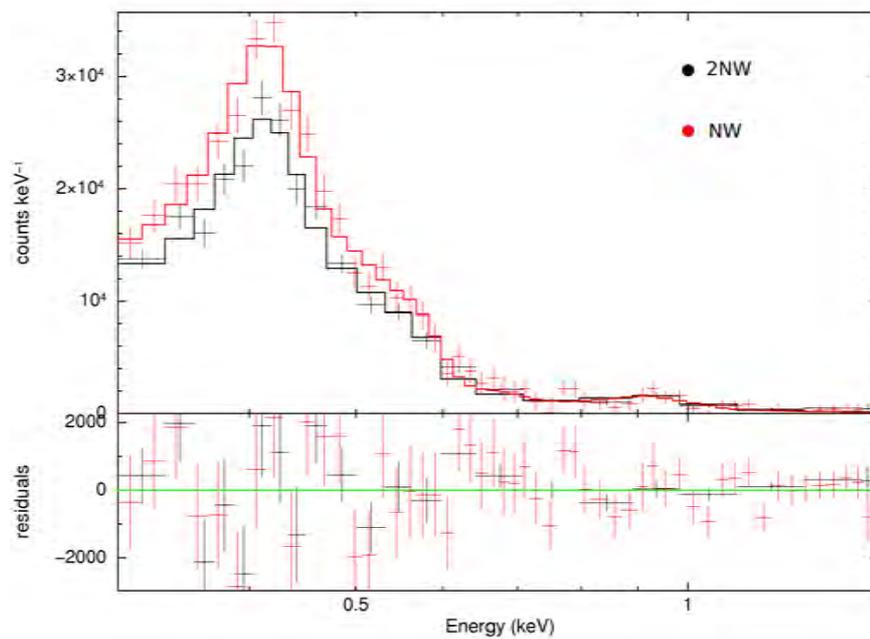


Figura 3.6: Espectros obtenidos con *Newton-XMM* con la cámara EPIC/pn para las regiones 2NW y NW, graficados junto con el mejor ajuste del modelo MEKAL de dos temperaturas.

### 3.3.2. Zona interna del cascarón y franja vertical

En la figura 3.8 se pueden apreciar los espectros de las partes internas de S308, correspondientes a las regiones 5 y 6. Comparando los espectros de estas regiones podemos ver que los espectros son todavía menos intensos que los espectros del cascarón que no corresponden al *blowout*, en especial podemos ver que el espectro de la región 6SW es menos intensa. Una razón por la cual los espectros en esta zona de la burbuja sean menos intensos es debido al abrillantamiento al limbo que estamos viendo del material, i.e., la cantidad de material emisor por columna de densidad en el cascarón es mayor hacia la orilla de la burbuja y menor hacia el centro.

Poniendo atención a la imagen completa de S308 en la figura 3.4 se aprecia aparentemente que existe una franja de material emisor en rayos X que divide a la burbuja de Norte a Sur (Ver figura 3.4). Aparentemente esta franja es de mayor intensidad que las regiones 5 y 6. Esta podría ocasionarse por dos razones: que en efecto exista alguna característica de la burbuja que traza esta franja o que sea el resultado de la intersección de las 4 imágenes que hemos utilizado para hacer la imagen completa de la nebulosa. En los espectros de esta región, figura 3.9 no se ve mayor diferencia con respecto a los espectros de las otras regiones, hablando de su forma, en particular estos espectros son mucho menos intensos que cualquier espectro de otras regiones principalmente a que las regiones que tomamos para extraer los espectros son demasiado pequeñas y el número de fotones no es suficiente. Junto con M.A. Guerrero buscamos en el mapa de exposiciones de la imagen presentada en la figura 3.4 y esta franja NO es un efecto creado por juntar las 4 observaciones dado que los mapas no muestran ninguna anomalía.

Modelo	$N_H$ (cm <sup>-2</sup> )	$T$ (keV)		$A$ (cm <sup>-5</sup> )		$\chi^2$
		$T_1$	$T_2$	$A_1$	$A_2$	
Chu et al. (2003)	$1.1 \times 10^{21}$	0.094	0.7	$2.1 \times 10^{-2}$	$1.3 \times 10^{-4}$	1.02
NW	$1.52 \times 10^{21}$	0.0890	0.77	$3.09 \times 10^{-2}$	$2.86 \times 10^{-4}$	1.16
2NW	$1.64 \times 10^{21}$	0.0874	0.78	$4.96 \times 10^{-2}$	$2.4 \times 10^{-4}$	-
1NW	$2.15 \times 10^{21}$	0.0858	79.9	$1.80 \times 10^{-2}$	$8.82 \times 10^{-5}$	1.005
1NE	$1.31 \times 10^{21}$	0.0928	0.556	$1.35 \times 10^{-2}$	$8.82 \times 10^{-5}$	-
1SW	$1.27 \times 10^{21}$	0.0911	1.000	$1.06 \times 10^{-2}$	$1.82 \times 10^{-4}$	-
1SE	$8.28 \times 10^{20}$	0.0959	1.497	$2.41 \times 10^{-3}$	$1.12 \times 10^{-4}$	-
3NW	$2.07 \times 10^{21}$	0.0992	79.9	$1.16 \times 10^{-3}$	$1.45 \times 10^{-5}$	0.667
3NE	$7.54 \times 10^{20}$	0.0859	1.333	$1.81 \times 10^{-3}$	$1.57 \times 10^{-4}$	-
3SW	$8.73 \times 10^{21}$	0.0808	1.02	$9.24 \times 10^{-2}$	$5.26 \times 10^{-4}$	-
6NW	$1.42 \times 10^{21}$	0.1024	0.080	$2.03 \times 10^{-3}$	$3.15 \times 10^{-4}$	1.023
5NE	$1.45 \times 10^{21}$	0.0940	9.637	$6.46 \times 10^{-3}$	$1.71 \times 10^{-4}$	-
6SW	$2.73 \times 10^{21}$	0.0808	0.925	$1.36 \times 10^{-2}$	$1.06 \times 10^{-4}$	-
5SE	$8.13 \times 10^{20}$	0.1083	0.9807	$1.98 \times 10^{-3}$	$1.07 \times 10^{-4}$	-

Cuadro 3.2: Parámetros utilizados en los modelos para ajustar las observaciones de *Newton-XMM* a la regiones seleccionadas comparados con los parámetros utilizados por Chu et al. (2003).

## 3.4. Discusión

### 3.4.1. Propiedades del gas

De los modelos obtenidos para los diferentes espectros de rayos X podemos decir que la burbuja interestelar S308 está enriquecida con nitrógeno y tiene una temperatura promedio de  $\sim 10^6$  K, esto es principalmente porque la estrella central está en la etapa evolutiva clasificada como WN4, en la cual la superficie de la estrella tiene una sobreabundancia de nitrógeno y esto se refleja directamente en el viento liberado por la estrella que va directamente a formar parte de su nebulosa.

Para todas las regiones estudiadas en S308 se obtuvieron modelos de dos temperaturas con una temperatura que domina la emisión de alrededor de 0.09 keV. Los ajustes de los modelos para la segunda componente en temperatura no son consistentes entre sí, esto crea un problema (físicamente) con el origen de la segunda componente señalada por Chu et al. (2003). Esto puede ser debido a que la emisión de gas a esta otra temperatura sea tan débil que el software SAS no pueda hacer un buen ajuste a las observaciones, esto es se tendrán que hacer observaciones con exposiciones más largas para poder detectar esta segunda componente (Chu et al., 2003). Sin embargo para las regiones más intensas en donde se puede ver claramente emisión al rededor de 0.8 – 1 keV (regiones NW, 2NW y 1's), se puede deber a otra razón. Por ejemplo, en la figura 3.10 hemos graficado el espectro de la estrella central de S308, WR6, obtenido de la cámara EPIC/pn a intervalos de un mínimo de 25 cuentas bin<sup>-1</sup>. Aquí se muestra que la emisión máxima del espectro de la estrella es en el rango de 0.7–1 keV. Si este espectro se grafica junto con algún otro que presente esta emisión un poco antes de 1keV, por ejemplo con el espectro de la región 2NW, la emisión de la estrella cubre perfectamente esta emisión.

Skinner et al. (2002) calcularon el espectro de la estrella WR6 utilizando el modelo de plasma VAPEC de dos temperaturas. Obtienen un flujo en rayos X en el rango de 0.5–10 keV de  $F_X = 0.96 \times 10^{-12}$  erg cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>, que corresponde a una luminosidad en rayos X de  $L_X = 3.7 \times 10^{32}$  erg s<sup>-1</sup>. Nosotros hemos hecho lo mismo ajustando un modelo de dos temperaturas de MEKAL y otro modelo de dos temperaturas de VAPEC por comparación. Los flujos en rayos X obtenidos para los modelos de MEKAL y de VAPEC son de  $1.31 \times 10^{-12}$  erg cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> y de  $1.28 \times 10^{-12}$  erg cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> respectivamente, que corresponden a luminosidades del orden de  $L_X \sim 5 \times 10^{32}$  erg s<sup>-1</sup> suponiendo una distancia de 1.8 kpc. Nótese que la variación en el flujo

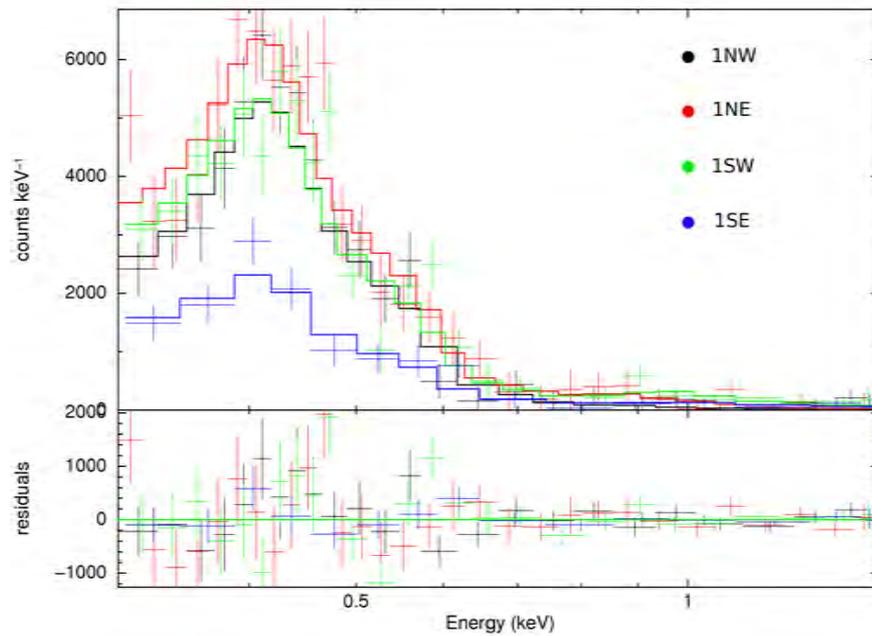


Figura 3.7: Espectros obtenidos con *Newton-XMM* con la cámara EPIC/pn para las regiones del cascarón marcadas como 1, graficados junto con el mejor ajuste al modelo MEKAL de dos temperaturas. El parámetro  $\chi^2$  para estos ajustes es de 1.2

representa un crecimiento de un 26 %.

En el cuadro 3.3 se encuentran los flujos calculados de los modelos obtenidos con SAS y su respectiva luminosidad en rayos X considerando una distancia de 1.8 kpc para el rango energético de 0.25 – 1.15 keV. El flujo (y luminosidad) más alto corresponde a la región 2NW del *blowout* con una luminosidad en rayos X de  $L_X = 3.32 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ . Chu et al. (2003) hacen un cálculo del flujo y de la luminosidad correspondientes a su modelo de dos temperaturas de MEKAL para la observación de toda la zona NW y *estiman* una luminosidad máxima para toda la burbuja de  $L_X \leq (1.2 \pm 0.5) \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  suponiendo una distancia de 1.8 kpc en el mismo rango de energía. En su cálculo ellos suponen que la emisión de rayos X de la burbuja sería uniforme, esto es calculan el valor de la luminosidad para el cuadrante NW y solo multiplican por 4 utilizando la distancia máxima que se ha estimado (1.8 kpc) para hacer el cálculo de una luminosidad máxima. En nuestro caso, con los resultados de las luminosidades de las distintas regiones podemos calcular una luminosidad máxima de la burbuja y nos da un valor de  $L_{Xmax} = 1.46 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ . Este corresponde al 12% del valor de la luminosidad máxima estimada por Chu et al. (2003). Como la parte NW es la más intensa en rayos X, sobrestimaron la emisión en los otros cuadrantes. En particular para las partes NE y SE de la burbuja su emisión en rayos X puede verse disminuida por la absorción de hidrógeno atómico observado en Arnal & Cappa (1996) (Ver figuras 5 y 6 de Arnal & Cappa (1996)) con una densidad columnar de  $N_H \sim 1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , aunque esto no se ve reflejado en nuestros resultados obtenidos con SAS para las densidades columnares, dado que las densidades columnares obtenidas por el modelo de MEKAL son del orden de esta densidad columnar observada.

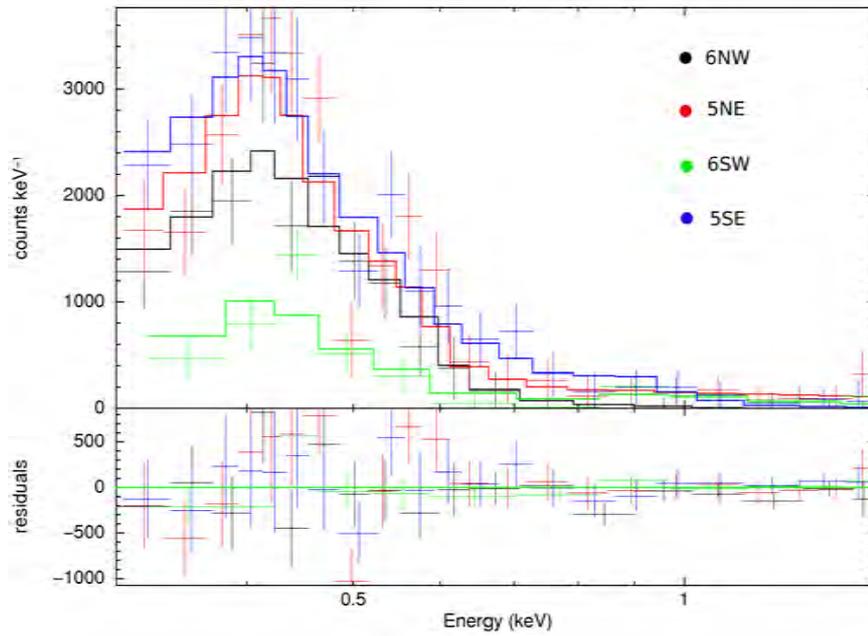


Figura 3.8: Espectros de las regiones internas 5 y 6 definidas para S308 graficadas junto con el mejor ajuste hecho con el modelo MEKAL de dos temperaturas. El parámetro  $\chi^2$  de estos ajustes es de 1.02.

Región	Flujo ( $\text{erg cm}^2 \text{s}^{-1}$ )	Luminosidad ( $\text{erg s}^{-1}$ )
1NW	$2.31 \times 10^{-13}$	$8.91 \times 10^{31}$
1NE	$5.09 \times 10^{-13}$	$1.96 \times 10^{32}$
1SW	$4.77 \times 10^{-13}$	$1.84 \times 10^{32}$
1SE	$2.75 \times 10^{-13}$	$1.06 \times 10^{32}$
2NW	$8.61 \times 10^{-13}$	$3.32 \times 10^{32}$
3NW	$4.37 \times 10^{-14}$	$1.68 \times 10^{31}$
3NE	$2.23 \times 10^{-13}$	$8.60 \times 10^{31}$
3SW	$1.38 \times 10^{-13}$	$5.32 \times 10^{31}$
5NE	$5.34 \times 10^{-13}$	$2.06 \times 10^{32}$
5SE	$3.02 \times 10^{-13}$	$1.16 \times 10^{32}$
6NW	$9.37 \times 10^{-14}$	$3.61 \times 10^{31}$
6SW	$1.11 \times 10^{-13}$	$4.28 \times 10^{31}$

Cuadro 3.3: Flujos obtenidos de los modelos de dos temperaturas de MEKAL y luminosidades correspondientes de las diferentes regiones de S308 para el rango energético de 0.2 – 10 keV.

### 3.4.2. Interfase entre la emisión en el óptico y la emisión de Rayos X: Capa conductiva

La emisión de S308 es debida al material expulsado de la estrella WR6 con anterioridad de la etapa SGR/LBV, barrido por el viento rápido de la estrella central. Este cascarón de SGR es comprimido, se vuelve inestable y se fragmenta, tal que la emisión de grumos (o nudos) que se observa en S308 en  $H\alpha$  (Ver figura 3.11) es este cascarón destruido que está siendo fotoionizado por la estrella central (García-Segura et al., 1996a y b; Freyer et al, 2003 y 2006). La *sábana* de [OIII] observada, es material que está siendo fotoionizado

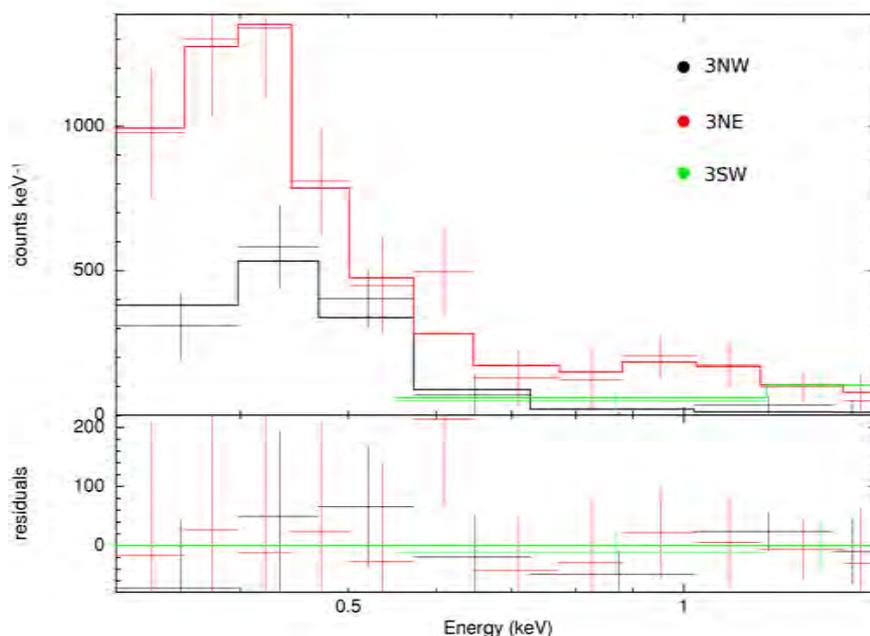


Figura 3.9: Espectros de las regiones de la franja vertical (regiones 3) definidas para S308. De nuevo nótese la diferencia en el eje vertical.

por la estrella central (Chu 2007; ver capítulo 5). La emisión en rayos X también se presenta en forma de grupos, trazando los mismos grupos que la emisión en  $H\alpha$  (Chu et al., 2003), i.e, también esta emisión es interna a la emisión de [OIII].

Esta separación entre el cascarón observado en rayos X y el cascarón en óptico (Ver figura 3.11) es de alrededor de  $\sim 1$  pc para S308 (varía dependiendo de la dirección en que se mida) y se espera que contenga gas a una temperatura de  $10^5$  K, debido a que este cascarón se encuentra entre dos capas de gas a diferentes temperaturas, una de  $> 10^6 - 10^7$  K interno y el cascarón de  $10^4$  K externo, a este cascarón en el medio se le llamada *cascara de conducción*, que es el medio através el cual el material de la parte fría será evaporado hacia la parte caliente. Este tipo de cascara de conducción ha sido observadas en líneas de absorción en el UV de Si  $\lambda 1393, 1402$ , CIV  $\lambda 1548, 1550$ , NV  $\lambda 1238, 1242$  y OVI  $\lambda 1031, 1037$  para Nebulosas Planetarias (Chu, 2007). Para el caso de NV, este no es producido meramente por fotoionización de estrellas masivas, este necesita ser producido por choques a temperatura de  $10^5$  K como se propone para la capa de conducción. Boroson et al. (1997) hicieron observaciones con el espectrógrafo de alta resolución abordo del *Hubble Space Telescope* (HST) HST-STIS, en donde llegan a la conclusión de que el nitrógeno esta aumentado por un factor de 10, el cual es consistente si se toma en cuenta que el viento es *grumoso*.

Esta capa de conducción es muy importante debido a que es la que controla el suavizado en el perfil de temperatura y densidad dependiendo de la eficiencia de la CT. Esta la podemos estudiar calculando el camino medio libre de los electrones en el plasma, que son los encargados del transporte de la energía cinética (i.e., del gradiente de temperatura) en la capa conductiva. De Cowie & McKee (1977) podemos escribir el camino medio libre de los electrones como:

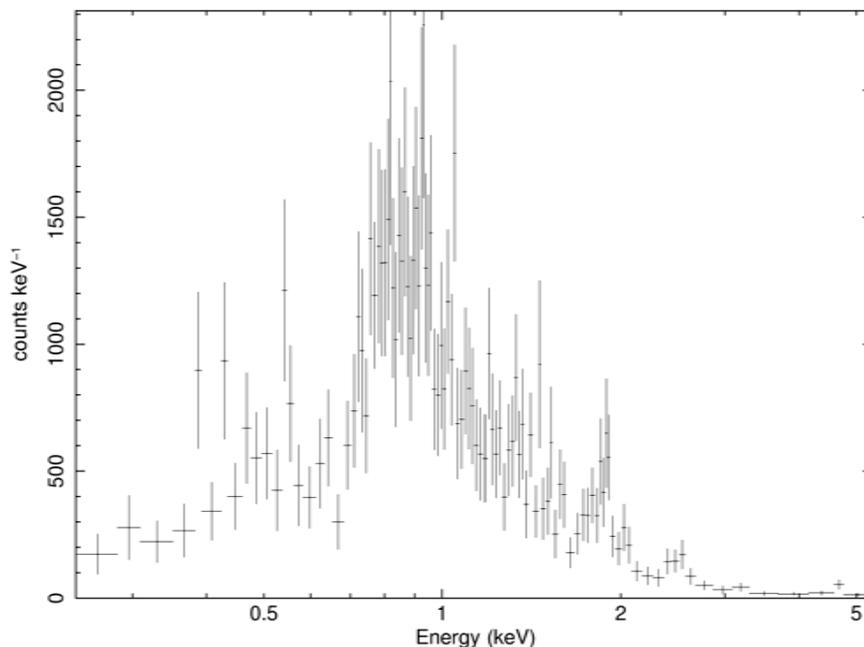


Figura 3.10: Espectro de la estrella central WR6 obtenido de la cámara EPIC/pn a intervalos de un mínimo de 25 cuentas  $\text{bin}^{-1}$ .

$$\lambda = \frac{10.3}{\ln\Lambda} \left( \frac{T_e}{\text{keV}} \right)^2 \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ pc}, \quad (3.1)$$

con  $n_e$  y  $T_e$  como la densidad y temperatura electrónicas, y  $\ln\Lambda$  como el logaritmo de Coulomb. Tomando la temperatura dominante del gas como  $T_e \sim 0.09$  keV y una densidad electrónica de  $0.28 \text{ cm}^{-3}$  para un factor de llenado de  $\epsilon = 0.5$  (Chu et al., 2003), tenemos un camino medio libre de  $\lambda = 0.0129$  pc ( $3.9 \times 10^{16} \text{ cm} \sim 1/100$  pc). Para el tiempo conductivo, que sería el tiempo en que la conducción térmica hace un efecto para alguna escala de distancia  $\ell_T$  podemos escribir de Sarazin (1988):

$$t_{cond} = 16 \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{\ell_T}{10\text{pc}} \right)^2 \left( \frac{kT_e}{\text{keV}} \right)^{-5/2} \left( \frac{\ln\Lambda}{32} \right) \times 10^3 \text{ yr} \quad (3.2)$$

con  $\ell_T$  como la separación entre las capas. Así pues, si tomamos  $\ell_T$  como la separación entre las dos capas, la de material barrido de  $10^4$  K y el material emisor interno de  $10^6$  K, de 1 pc de separación, este tiempo de CT es del orden de  $1.1 \times 10^4$  años. Comparando el tiempo conductivo con la edad dinámica máxima calculada por Chu et al. (2003), que es de  $(1.4 \pm 0.3) \times 10^5$  años, podemos decir que el efecto de la CT tiene que ser eficiente y es posible ver sus efectos ya que  $t_{cond} \sim 1/10$  de la edad dinámica de la burbuja que es el tiempo suficiente para que los electrones vayan de la parte densa y fría a la parte de baja densidad y caliente con una distancia  $\ell_T = 1$  pc.

La zona conductiva, esto es la zona de interfase entre el cascarón emisor en el óptico y la emisión de rayos X, debería estar en forma de cascarón entre estas dos capas. Las observaciones necesitadas para mejorar el estudio de la capa de conducción fueron propuestas por You-Hua Chu con *FUSE* (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) para hacer observaciones en OVI y con el HST-STIS para NV, aunque estas observaciones fueron concedidas pero nunca llevadas a cabo (ver Chu, 2007). Ella señala como ejemplos de detección de zonas de conducción a las versiones menores de las burbujas sopladadas por estrellas masivas, las Nebulosas

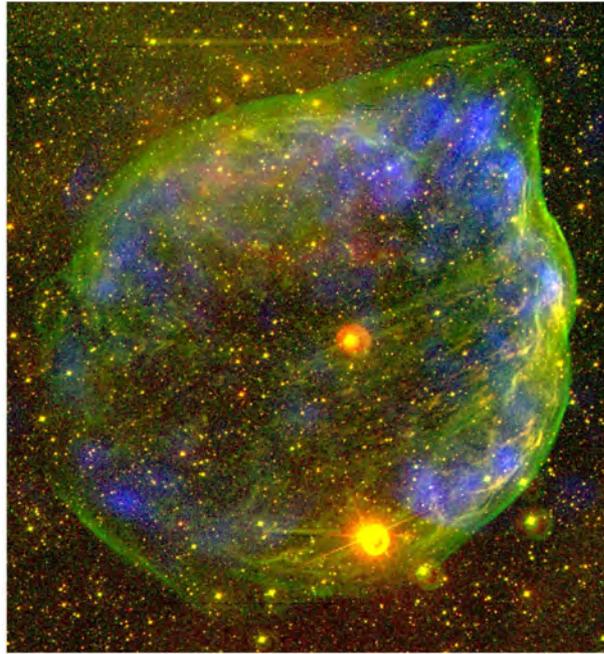


Figura 3.11: Imagen de la emisión de [OIII] (verde),  $H\alpha$  (rojo) y la emisión de rayos X (azul). Imagen cortesía de Guillermo García-Segura.

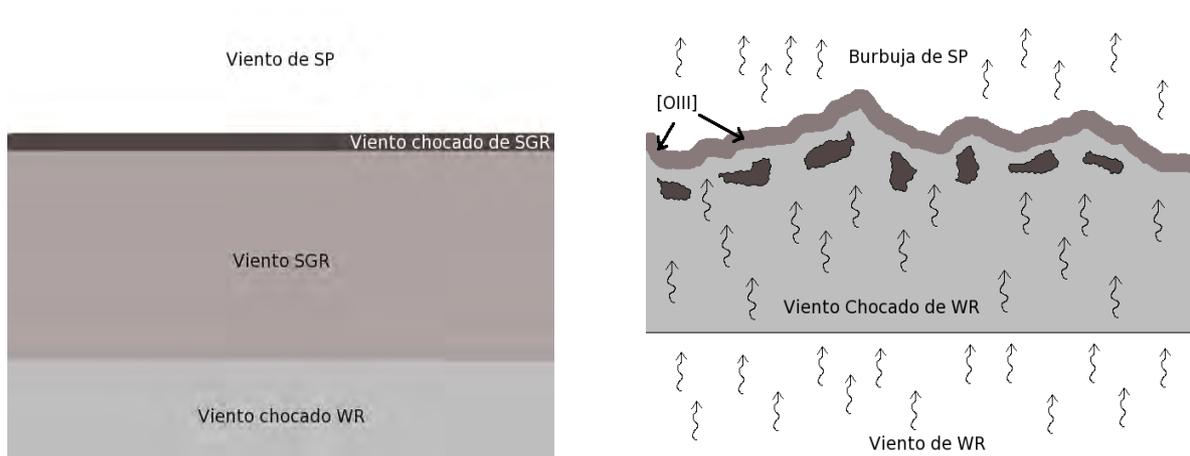


Figura 3.12: Izquierda: Modelo de los cascarones de los diferentes vientos de una estrella masiva justo antes de la destrucción del cascarón de SGR. Derecha: Modelo de los grupos y de la emisión de [OIII]5007Å creados por la destrucción del cascarón de SGR por el viento rápido de WR.

Planetarias. A algunas de estas nebulosas también se les ha detectado emisión difusa en rayos X con morfología de abrillantamiento al limbo esperada para el efecto de CT (Chu, 2007).

Podemos resumir que un estudio completo de las burbujas de viento estelar en las que se presenta emisión en rayos X debido a la CT, necesita un estudio multifrecuencias, en particular en rayos X, UV y en el óptico; para poder hacer mediciones del gas caliente interno, de la cáscara de conducción y del viento chocado barrido de SGR.

# 4

## Simulaciones Radiativo-Hidrodinámicas

### 4.1. Descripción del Código

La evolución del MCE de estrellas masivas depende fuertemente de la tasa de pérdida de masa de la estrella, la velocidad terminal del viento y de la tasa de fotones ionizantes que libera la estrella, los cuales determinan los procesos físicos e hidrodinámicos que ocurren cuando el viento estelar interactúa con su medio o con él mismo. El modelo aquí utilizado para describir la evolución del MCE de estrellas masivas es un código Radiativo-Hidrodinámico desarrollado por Arthur (2008) que describe la evolución hidrodinámica de las burbujas interestelares. El código está escrito en FORTRAN dependiente del tiempo en una (1D) y dos dimensiones (2D-Axisimétrico) que resuelve las ecuaciones de la forma Euleriana de la hidrodinámica, hace un tratamiento del transporte de radiación (fotones) sobre la malla y da la opción de tomar en cuenta el efecto de la CT.

Las ecuaciones de la hidrodinámica en forma Euleriana en 1D con simetría esférica en forma de conservación pueden ser escritas como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho u) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial r} (p + \rho u^2) = \frac{2p}{r} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 u}{\partial r} (e + p) = G - L \quad (4.3)$$

en donde 4.1, 4.2 y 4.3 son las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía respectivamente, con  $G$  y  $L$  como las tasas de calentamiento y enfriamiento por volumen respectivamente,

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (4.4)$$

es la densidad total de energía con  $\gamma = 5/3$  y los otros símbolos tienen su significado usual. Para el tratamiento de la transferencia radiativa se usa el método de las *características cortas* (Mihalas et al., 1978; Kunasz & Auer, 1988; Raga et al., 1999) para calcular la densidad de columna a cada punto de la malla y por lo tanto la tasa de fotoionización a cada punto. La única fuente de radiación considerada es la estrella posicionada en el origen de la malla. El tratamiento hidrodinámico y la transferencia radiativa se acoplan a través de la ecuación de energía y de la ecuación de advección de iones, en donde los términos fuente dependen de las tasas de calentamiento y enfriamiento.

La ecuación de la densidad de los iones se puede escribir como:

$$\frac{\partial N(X^i)}{\partial t} = n_e N(X^{i-1})C(X^{i-1}, T) - n_e N(X^i)C(X^i, T) + n_e N(X^{i+1})\alpha(X^i, T) - n_e N(X^i)\alpha(X^{i-1}, T), \quad (4.5)$$

en donde  $n_e$  es la densidad electrónica,  $C(X^i, T)$  es el coeficiente de ionización colisional,  $\alpha(X^i, T)$  el coeficiente de recombinación y  $N(X^i)$  la densidad del elemento  $X$  ionizado  $i$  veces.

El efecto de la CT puede ser descrita como un proceso de difusión, por lo tanto el flujo de calor puede ser escrito como:

$$\vec{q} = -D\nabla T_e. \quad (4.6)$$

Para el efecto de la CT se utiliza el tratamiento de McKee & Cowie (1977), en donde se tiene que el coeficiente de CT es:

$$\kappa = 1.31n_e k \lambda (kT_e/m_e)^{3/2}, \quad (4.7)$$

con  $\lambda$  como el camino medio libre de los electrones,  $T_e$  es la temperatura electrónica y  $m_e$  la masa del electrón. Junto con Spitzer (1962) tenemos que:

$$\lambda = 2.625 \times 10^5 T_e^2 / n_e \ln \Lambda [\text{cm}], \quad (4.8)$$

por lo tanto el coeficiente de difusión  $D$  (Steffen et al, 2008) es:

$$D = 7.04 \times 10^{-11} \lambda n_e T_e^{1/2} [\text{erg/s/K/cm}], \quad (4.9)$$

con  $n_e$  como la densidad de electrones,  $m_e$  la masa del electrón,  $k$  la constante de Boltzmann,  $\lambda$  el camino medio libre de los electrones y  $\ln \Lambda$  es el logaritmo de Coulomb que puede ser aproximado como :

$$\ln \Lambda = \begin{cases} 9.452 + 3/2 \ln T_e - \frac{1}{2} \ln n_e & \text{para } T_e \leq 4.2 \times 10^5 \text{K} \\ 22.37 + \ln T_e - \frac{1}{2} \ln n_e & \text{para } T_e \geq 4.2 \times 10^5 \text{K}. \end{cases} \quad (4.10)$$

A altas temperaturas y bajas densidades electrónicas,  $\lambda$  se vuelve muy grande comparada con el tamaño de la burbuja y la aproximación de difusión ya no es válida. Este es el régimen de la CT *saturada* (Cowie & McKee, 1977) y el flujo conductivo máximo se puede escribir como:

$$\vec{q}_{sat} = 1.72 \times 10^{-11} T_e^{3/2} n_e [\text{erg/cm}^2/\text{s}]. \quad (4.11)$$

Para cada paso temporal numérico se calculan las temperaturas y densidades de las celdas adyacentes y se hace el cálculo del coeficiente de difusión  $D$  y se evalúa de acuerdo a:

$$\lambda = \min\{0.244 \Delta r, 2.625 \times 10^5 T_e^2 / n_e \ln \Lambda\}, \quad (4.12)$$

en donde  $\Delta r$  es la distancia en el espacio real entre celdas. Escogiendo la constante 0.244 se asegura que el flujo conductivo nunca exceda el límite de saturación dado por la ecuación 4.11. En las regiones en donde se llega a este límite, i.e., en donde  $\lambda = 0.244 \Delta r$ , se tiene que  $\vec{q} = q_{sat} \Delta r \nabla T_e / T_e \approx q_{sat} \Delta T_e / T_e$ , con  $\Delta T_e$  como la diferencia de temperatura entre dos celdas adyacentes de la malla. Por lo tanto el flujo limitante solo se puede alcanzar en alguna orilla de las regiones calientes en donde  $|\Delta T_e| \approx T_e$ . Esto es, los resultados al aplicar este método dependen explícitamente de la resolución de la malla,  $\Delta r$  (Steffen et al., 2008).

De aquí se resuelve la ecuación de difusión para la temperatura, que para el caso con simetría esférica se puede escribir como:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (4.13)$$

en donde  $c_v$  es el calor específico a volumen constante y este nuevo valor de la temperatura modifica el valor de la ecuación de la energía.

La manera en que se introduce el viento estelar en la malla es con el modelo descrito por Chevalier & Clegg (1985) (Ver también Rozyczka, 1985; Comerón, 1997; Arthur & Hoare, 2006). Aquí se toma una distribución de celdas alrededor del origen de la malla, la cual se toma como la fuente de masa y energía de un viento térmico. Esto elimina el problema con las ondas de choque de reversa que ocurren cuando el viento estelar es inyectado como un flujo de alta densidad y velocidad cerca del origen. El volumen ocupado por las celdas fuentes ha sido elegido que sea pequeño tal que el viento estelar alcance su velocidad terminal fuera de esta región, pero lo suficientemente grande para que pueda tener una representación geométrica esférica en el caso de la malla axisimétrica. El número de Mach para este viento térmico justo antes del viento chocado interno es  $\sim 10$  (altamente supersónico), por lo tanto la presión térmica en esta región no es dinámicamente importante (Arthur & Hoare, 2006).

El código utiliza los resultados de los modelos de evolución estelar de MM2003 y los modelos de *STARS* (Eggleton, 1971; Pols et al., 1995; Eldridge & Tout, 2004) todos los casos para estrellas con metalicidad inicial solar con la finalidad de examinar las diferencias en la formación de estructura alrededor de estrellas masivas tomando en cuenta para algunos casos la velocidad de rotación de la estrella. Los parámetros tomados de estos modelos de evolución estelar para introducir en nuestro código, pueden ser calculados a partir de modelos de atmósferas estelares (Smith et al., 2002; Arthur 2008), estos son la tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ), velocidad del viento ( $V_\infty$ ), tasa de fotones ionizantes y temperatura efectiva de la estrella ( $T_{ef}$ ), que guardamos en archivos historia dependientes del tiempo, calculados para diferentes etapas evolutivas. Para los modelos de *STARS* estos ya traen los parámetros de la velocidad terminal en sus archivos originales, así que utilizamos estos valores, pero para los casos de los modelos de MM2003 hay que calcularlos. Lo que hacemos es identificar la etapa evolutiva dependiendo de la Luminosidad y Temperatura efectiva del modelo y le asociamos una velocidad al viento. Por ejemplo para SP usamos los modelos de Kudritzki et al. (1989) y para el viento en la etapa de WR usamos los modelos de Smith et al. (2002). Los tiempos en las diferentes etapas están definidos por cada modelo, en el cuadro 4.1 están detallados los tiempos totales de evolución de cada modelo, así como el porcentaje de la vida que pasa la estrella en cada etapa.

Modelo	1 SP (%)	2 SGR/LBV (%)	3 WR (%)	4 TOTAL
<b>MM2003</b>				
40 $M_\odot$ Sin Rotación	90.29	7.52	2.19	$5.05 \times 10^6$
40 $M_\odot$ Con Rotación	92.61	1.84	5.54	$5.96 \times 10^6$
60 $M_\odot$ Sin Rotación	82.79	2.74	14.47	$4.01 \times 10^6$
60 $M_\odot$ Con Rotación	86.75	4.91	8.34	$4.68 \times 10^6$
<b>STARS</b>				
40 $M_\odot$	89.47	2.53	8	$5.13 \times 10^6$
45 $M_\odot$	89.33	0.83	9.83	$4.78 \times 10^6$
50 $M_\odot$	89.30	1	9.8	$4.49 \times 10^6$
55 $M_\odot$	89.20	0.7	10.1	$4.26 \times 10^6$
60 $M_\odot$	85.38	0.46	14.15	$4.31 \times 10^6$

Cuadro 4.1: Las columnas 1, 2 y 3 muestran los porcentajes del tiempo total definidos para las diferentes etapas evolutivas para los 9 modelos, mientras que la columna 4 es el tiempo total del modelo evolutivo.

Para cada modelo de MM2003 se consideran 4 casos tomando en cuenta rotación, sin rotación, conducción térmica (Cowie & McKee, 1977) y sin ella para 40 y 60  $M_\odot$ , esto con el objetivo de establecer las diferencias que estos efectos producen en la dinámica de las burbujas de viento estelar y en otras propiedades observables

(Dyson & de Vries, 1972; Weaver et al., 1977). Para el caso de los modelos de STARS solo se tienen modelos sin rotación, con y sin conducción térmica, pero tomamos modelos evolutivos de 40, 45, 50, 55 y 60  $M_{\odot}$ .

En la figura 4.1 están graficadas la tasa de pérdida de masa y la velocidad del viento con respecto al tiempo para los 4 archivos historia resultados de los modelos evolutivos seleccionados de MM2003, 40 y 60  $M_{\odot}$  con y sin rotación. Los modelos de MM2003 que tienen rotación son con una velocidad de rotación inicial en el ecuador de  $300 \text{ km s}^{-1}$ . Lo primero que podemos notar es que los modelos con rotación hacen que el tiempo de vida de la estrella sea mas largo que el tiempo para los modelos sin rotación, esto es debido a que los modelos con rotación pasan a la etapa WR todavía con una envoltente rica en hidrógeno, esto aumenta considerablemente la duración de la sub-etapa evolutiva eWNL de la estrella y la transición entre WN y WC se alarga, específicamente esto sucede para el rango de masas entre 30 y 60  $M_{\odot}$  con rotación inicial de  $300 \text{ km s}^{-1}$  (MM2003). Segundo, la naturaleza de los episodios de pérdida de masa cambia, por ejemplo, el modelo de 60  $M_{\odot}$  sin rotación pasa por un periodo corto de pérdida de masa intenso el cual puede ser interpretado como la fase LBV, pero en el caso del modelo de 60  $M_{\odot}$  con rotación no pasa por esta etapa de LBV, esto hace una gran diferencia entre la evolución del MCE en estrellas de 60  $M_{\odot}$ . En la figura 4.2 hemos graficado la tasa de pérdida de masa, velocidad terminal del viento, tasa de fotones ionizantes y temperatura efectiva de la estrella de MM2003 sin rotación (en rojo) comparados con los modelos de STARS de 40 y 60  $M_{\odot}$  (en verde). Las diferencias entre los modelos son claras para ambos parámetros. Por ejemplo las tasas de pérdida de masa son comparables para la parte de secuencia principal pero tienen perfiles diferentes cuando comienza la etapa de SGR/LBV. Los perfiles de velocidad de los modelos de MM2003 tienen velocidades muy altas para las etapas de SP y de WR, pero en la etapa de SGR/LBV las velocidades son comparables, la única diferencia son los tiempos de duración de esta etapa.

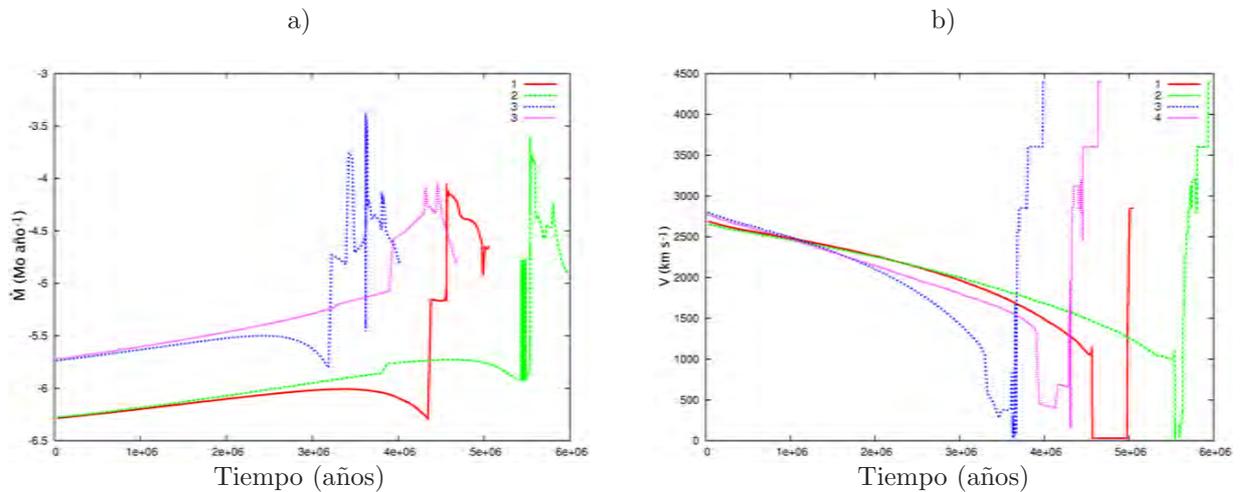


Figura 4.1: *a)* Tasa de pérdida de masa para los 4 casos evolutivos tomados de MM2003: (1) 40  $M_{\odot}$  sin Rotación, (2) 40  $M_{\odot}$  con Rotación, (3) 60  $M_{\odot}$  sin Rotación y (4) 60  $M_{\odot}$  con Rotación. *b)* Velocidad terminal para los mismos modelos con el mismo patrón de colores que en *a)*. Nótese el efecto que produce la rotación sobre el modelo evolutivo, esta aumenta la vida de la estrella.

## 4.2. Resultados Hidrodinámicos

Hemos dividido el estudio de las simulaciones radiativo-hidrodinámicas en simulaciones de 1D y en 2D dado que la destrucción del cascarón de SGR/LBV y la formación de grumos no es apreciable en simulaciones

en 1D, pero la etapa de SP se puede modelar con simulaciones en 1D con simetría esférica dado que la burbuja creada en esta etapa no sufre de inestabilidades fuertes que la puedan destruir. Por lo tanto, corremos los modelos en 1D y luego se hace un remapeo a una malla en 2D axisimétrica. Esto lo hemos hecho de dos maneras: remapeando los perfiles de densidad y temperatura desde el final de la etapa de SP y la otra manera es remapear los perfiles hidrodinámicos al final de la etapa de SGR/LBV. Después de la creación de la malla en 2D, se siguen corriendo los modelos con los archivos historia de tasa de pérdida de masa, tasa de fotones ionizantes y velocidad del viento. Como la interacción entre el viento rápido en la fase WR contra el viento de SGR/LBV es la que nos va a generar la estructura de grumos en el MCE esta se ha modelado con simulaciones en 2D dado que esta interacción produce que se destruya el cascarón de SGR/LBV en grumos debido a las inestabilidades a las que es sometido el cascarón de viento lento y éstas solo son apreciables en simulaciones en 2D. De esta interacción entre el viento lento y rápido de WR se cree que proviene la emisión en rayos X de las 2 burbujas de vientos estelares a las cuales se les ha detectado esta emisión (Chu et al., 2003).

#### 4.2.1. Simulaciones en 1D

El código se utiliza para resolver las ecuaciones de la dinámica de gases en 1D con simetría esférica y se obtienen como resultado perfiles radiales de las propiedades hidrodinámicas del gas (densidad  $\rho$ , velocidad  $v$  y temperatura  $T$ ). Las estrellas masivas pasan casi toda su vida en la etapa de SP y la burbuja creada durante esta etapa es sometida solo a inestabilidades de Vishniac (Ryu & Vishniac, 1988) que se generan entre el cascarón delgado chocado y la discontinuidad de contacto del choque, pero no son lo suficientemente fuertes como para destruir el cascarón, por lo tanto la evolución en esta fase puede ser estudiada en 1D (Mac Low & Norman, 1993; García-Segura et al., 1996). Aunque los lugares de nacimientos de las estrellas es en nubes moleculares, las cuales tienen perfiles de densidad no uniformes, después de varios millones de años de evolución en SP la estrella habrá podido crear la burbuja caliente de SP con un radio promedio de unas decenas de parsecs lo suficiente para que se de dentro de esta la evolución del viento de SGR.

La región HII en las estrellas masivas se forma casi instantáneamente como resultado de la interacción de los fotones ionizantes con el gas del MIE. El radio máximo para esta región HII esta definido por el radio de Strömgren, que es el radio al cual se produce el equilibrio entre las fotoionizaciones y las recombinaciones. Hacia el final de la etapa de SP tenemos que la burbuja caliente de viento chocado de baja densidad ocupa un gran volumen de gas a  $T \sim 10^8$  K rodeada por la región HII de  $T \sim 10^4$  K que a su vez se encuentra rodeada por un cascarón delgado de gas denso neutro que se expande en el MIE. Esta interacción entre el cascarón de gas fotoionizado y el MIE neutro crea un patrón de choque isotérmico que evoluciona como  $R \propto t^{4/7}$  (Spitzer, 1978). El viento hipersónico de esta etapa barre el cascarón de gas fotoionizado. Aquí los parámetros importantes para la evolución de la burbuja caliente son la tasa de pérdida de masa y la velocidad del viento, con una tasa de expansión de  $R \propto t^{3/5}$  (Dyson & de Vries, 1972; Weaver et al., 1977).

En todos los perfiles en 1D con simetría esférica presentados en esta sección, se muestra una línea roja para marcar el radio máximo al cual se ha remapeado cada simulación a la malla de 2D axisimétrica.

#### SP - Sin CT

En la figura 4.3 se muestran los perfiles de densidad (ionizada y total), temperatura y presión para el final de la etapa de SP para los modelos de MM2003 para 40 y 60  $M_{\odot}$  con y sin rotación junto con los resultados correspondientes a los modelos de STARS para los casos de 50 y 60  $M_{\odot}$  todos sin CT. La combinación del viento estelar y de los fotones ionizantes de toda la etapa de SP han creado una burbuja caliente y difusa que se extiende entre  $\sim 5$  y  $\sim 27$  pc para los casos de los modelos de MM2003 (figura 4.5 a, b, c y d) pero para los casos de STARS esta se extiende de 2 a  $\sim 18$  pc para el caso de 50  $M_{\odot}$ , mientras que el caso de 60  $M_{\odot}$  se extiende desde  $\sim 5$  hasta 21 pc. Para los casos de MM2003 la región HII ha sido atrapada entre la burbuja

caliente y el cascarón neutro, pero para los casos de STARS la región HII tiene un grosor casi del tamaño de la burbuja caliente, para el caso de  $50 M_{\odot}$  esta se extiende desde 18 pc hasta  $\sim 27$  pc y para el caso de  $60 M_{\odot}$  desde 21 pc hasta  $\sim 28$  pc. Este cascarón de gas barrido neutro de HI que se expande en el MIE puede ser observado en emisión en radio a 21 cm (Arnal, 1992; Vasquez et al, 2005; Cappa, 2006; Cappa et al., 2010), en éstas se observan cascarones de HI alrededor de estrellas WR y se asume que en las cavidades internas a estos cascarones existe gas ionizado debido principalmente a la estrella central, en donde para el caso de WR6 esta cavidad posee una forma elongada. Cabe resaltar de estos perfiles que para los casos de STARS, los perfiles de densidad tienen más características que los modelos de MM2003. Por ejemplo para el caso de  $50 M_{\odot}$  de STARS la burbuja caliente es más pequeña y esto trae consecuencias en la interacción entre los vientos de las etapas posteriores. Como la burbuja caliente para los casos de MM2003 tienen radios grandes la interacción entre el viento de SGR/LBV contra el viento de WR ocurre totalmente dentro del fósil de la burbuja. La presión entre la burbuja caliente y la región HII se mantiene constante durante esta etapa.

### Final de SGR/LBV - Sin CT

En la figura 4.4 se muestran los perfiles de densidad y temperatura (ionizada y total), temperatura y presión para el final de la etapa de SGR/LBV justo antes de iniciar el viento de WR correspondientes a los mismos modelos de la figura 4.3. Desde el inicio del viento lento y denso este se expande dentro de la burbuja caliente y difusa. Este material denso se acumula cerca de la estrella ( $< 10$  pc) debido a su baja velocidad de expansión (entre  $10 - 10^2$  km s $^{-1}$ ). Si la densidad de este viento al final de esta etapa es lo suficientemente alta, el material circunestelar se vuelve opaco a los fotones ionizantes y por lo tanto puede existir material neutro en regiones cercanas a la estrella y la región HII externa puede comenzar a recombinarse. También en esta etapa como la presión dinámica del viento de SGR es menor que la presión térmica de la burbuja caliente difusa, esta comienza a expandirse hacia adentro.

Aquí los perfiles de densidad muestran la formación de un cascarón denso y delgado muy cercano a la estrella (consecuencia de la extrema tasa de pérdida de masa y a la baja velocidad del viento en esta etapa) y que persiste la burbuja caliente y difusa de viento estelar de SP chocado más allá del radio de este cascarón denso.

### SP - Con CT

En la figura 4.5 se muestran los mismos perfiles hidrodinámicos que en las figuras anteriores pero para el caso del final de SP con CT. La característica principal que diferencia estos perfiles con respecto a los correspondientes sin CT es la capa conductiva, que ya señalamos es la región en donde los perfiles de densidad y la temperatura son suavizados, disminuyendo la temperatura y aumentando la densidad. Las figuras correspondientes a los modelos evolutivos de MM2003 son casi idénticos a excepción de la capa conductiva, los radios de las burbujas calientes con casi de la misma longitud, sin embargo para los casos con CT estos son un poco menores por unos cuantos parsecs. Esta diferencia de grosor en la burbuja caliente es más notable para los casos de los modelos de STARS, por ejemplo para el caso del modelo de  $50 M_{\odot}$  el grosor es  $\leq 8$  pc y para el caso de  $60 M_{\odot}$  tiene un grosor de  $\sim 10$  pc.

La característica más importante a resaltar en estos perfiles es que para los casos de STARS se forma un cascarón de viento chocado externo a la posición de la capa conductiva, por ejemplo este se encuentra a  $\sim 18$  pc en el caso del modelo de  $60 M_{\odot}$ . Este material acumulado será importante para los casos de 40, 45 y  $50 M_{\odot}$  dado que la cercanía de este cascarón (con una distancia menor a 10 pc) interactuará con el viento de etapas posteriores. Este cascarón no representará ningún problema para los casos de 55 y  $60 M_{\odot}$ .

### Final de SGR/LBV - Con CT

En la figura 4.6 estan los perfiles en 1D para el final de la etapa de SGR/LBV con CT. De igual manera las diferencias mas notables se dan para los modelos de STARS con este cascarón de viento chocado  $\sim 10$  pc (figura 4.6e). Nótese como el cascarón denso que apareció desde el final de la etapa de SP  $\sim 10$  pc ha reducido su tamaño y formará parte importante en la interacción entre el viento rápido de WR contra el viento de SGR/LBV.

#### 4.2.2. Simulaciones en 2D

El objetivo de hacer simulaciones en 2D para estudiar la interacción entre los vientos es debido a que podemos apreciar con detalle la fragmentación del cascarón de SGR/LBV y la formación de grumos, algo que no sucede en simulaciones en 1D. Primeramente hicimos un estudio de los modelos de MM2003 remapeando los resultados radiativo-hidrodinámicos al final de SP en una malla de 2D con un radio máximo de 10 pc, que es el radio observable aproximado para S308. Con este remapeo hacia el final de SP podemos apreciar la evolución en 2D del viento de SGR/LBV de los modelos, y una vez que inicia el viento de WR podemos estudiar la interacción entre el viento lento de SGR/LBV y el viento rápido de WR, así como la formación de los grumos al interaccionar los vientos. La segunda manera de hacer el remapeo fue tomando los resultados en 1D al final de la etapa de SGR/LBV y estudiar la interacción entre el viento lento y denso y el viento de WR, también seleccionando un radio máximo de la malla de 10 pc. Para el caso de los modelos de STARS solo remapeamos a final de SP y ahí dejamos avanzar la simulación en 2D, pero para los casos con conducción térmica hemos elegido diferentes radios a estudiar dado que el cascarón que se observa en las simulaciones de 1D (alrededor de  $\sim 10$  pc) disminuye su radio e interactúa con los grumos generados. Aquí se deja evolucionar la burbuja con los mismos archivos historia de tasa de pérdida de masa, velocidad del viento y tasa de fotones ionizantes añadiendo ruido computacional al azar con un máximo de 1 % de la amplitud de la distribución de densidad para resaltar cualquier inestabilidad *potencial*. La resolución de las corridas en 2D es de 500 x 1000 celdas (500 en  $r$  y 1000 en  $z$ ), pero los resultados mostrados solo incluyen resultados hidrodinámicos de 500 x 500.

#### Remapeo a 2D del final de SP - Modelos MM2003

Aquí presentamos los resultados de lo que fue remapear las simulaciones en 1D al final de la etapa de SP de los modelos de MM2003, en una malla de 2D axisimétrica y seguimos la evolución del viento de SGR/LBV. Para el caso de los perfiles de densidad no se aprecia la estructura dado que en las simulaciones de 1D se grafica todo el rango de valores para la densidad y en éstos perfiles en 2D solo estamos graficando como valor mínimo para la densidad  $10^{-1} \text{ cm}^{-3}$  porque estamos interesados en la formación de estructura de alta densidad.

En la figura 4.7 se muestran los perfiles de densidad y temperatura para el final de la etapa de SGR/LBV con y sin CT justo antes del inicio del viento de WR. La primer diferencia entre los modelos que corresponden a  $40 M_{\odot}$  (*a*), (*b*), (*c*) y (*d*) y los que corresponden a  $60 M_{\odot}$  (*e*), (*f*), (*g*) y (*h*) es que podemos apreciar claramente en los primeros modelos un cascarón formado a menos de 10 pc de distancia de la estrella<sup>1</sup> y en los modelos que corresponden a  $60 M_{\odot}$  no se aprecia un cascarón denso, pero esto no implica que no se haya formado uno. En general para el caso de  $60 M_{\odot}$  dado que en estos modelos la etapa de LBV produce pulsaciones en el viento, la tasa de pérdida de masa es muy variable y esto hace que el cascarón de LBV oscile entre un radio de 8 y 12 pc. En la figura 4.7 ya se ha perdido el cascarón más allá de los 10 pc de la caja definida para las simulaciones en 2D. En los 4 modelos de  $40 M_{\odot}$ , con rotación, sin rotación, con conducción térmica y sin ella, se puede apreciar franjas en los perfiles de densidad de manera radial al rededor de  $30^{\circ}$  y  $60^{\circ}$ , esto es un artefacto numérico producido por las simulaciones debido a que la distribución de celdas escogidas como la

<sup>1</sup>La estrella se supone puntual en la posición (0,0) de la malla

fuelle del viento térmico no es del todo esférica, sino que tiene dos protuberancias a 30 y 60° que es en donde se incrementa la inyección de masa y energía. Es obvio que escogiendo una región más grande de celdas esta región tendría una distribución más redondeada. Para estos casos el contraste en densidad entre las franjas y en las regiones donde no aparecen es de 2 órdenes de magnitud.

A partir de que inicia el viento rápido de WR, la evolución del MCE de la estrella cambian más rápido, esto es debido a la velocidad del viento de WR. La figura 4.8 muestra los perfiles en 2D de como se ve el comienzo de la interacción del viento rápido de WR con el cascarón de viento de la etapa de SGR/LBV a  $2 \times 10^4$  años para  $40 M_{\odot}$  y a  $10^4$  años para  $60 M_{\odot}$  después del inicio del viento rápido. Este viento rápido de WR alcanza el viento lento creado en la etapa de SGR/LBV, por inestabilidades hidrodinámicas de Rayleigh-Taylor y térmicas (por inestabilidades de cascara delgada) se destruye en grumos y lo disipa dentro de la burbuja difusa y caliente (García-Segura et al, 1996a y b; Freyer et al. 2003 y 2006) como en la figura 4.9. Así mismo, cuando la estrella pasa a la etapa de WR, vuelve a incrementar su tasa de fotones ionizantes y al crearse grumos como resultado de la interacción de los vientos, éstos comienzan a ser fotoionizados por la estrella central y al mismo tiempo a interactuar con el viento rápido proveniente de esta etapa. Los tiempos para cada caso en la figura 4.9 son diferentes dado que la evolución del viento rápido es tratado diferente en cada modelo estelar evolutivo. Para la fig. 4.9 *a)* es a 16 mil años después del inicio del viento rápido, 4.9 *b)* a 36 mil años, 4.9 *c)* y *d)* son a 42 mil años después y 4.9 *e)* y *f)* son a 34 mil años después del inicio del viento de WR. Ya no mostramos en esta figura los perfiles de densidad y temperatura para los modelos de  $60 M_{\odot}$  con rotación debido a que el choque entre vientos no se aprecia dentro de la malla de 10 pc x 10 pc.

### Remapeo a 2D del final de SGR/LBV - MM2003

Otra manera en que obtuvimos las simulaciones en 2D fue remapeando los resultados hidrodinámicos en 1D a partir del final de SGR/LBV y ahí comenzamos a correr el código en 2D. De esta manera ya se tiene un cascarón denso resultado de la etapa SGR/LBV listo a ser barrido por el viento rápido de WR. Al no haber hecho la simulación en 2D de la parte de SGR/LBV hemos perdido un poco de información sobre los grumos e inestabilidades que se puedan formar durante la fase de SGR/LBV. Una diferencia significativa a destacar de estos nuevos perfiles es que son totalmente esféricos, lo cual hará que la generación de los grumos en la interacción entre los vientos sea un poco más uniforme.

En la figura 4.10 se muestra el resultado en la interacción entre el viento lento de SGR/LBV y el rápido de WR y la formación de los grumos densos alrededor de 10 pc. De nuevo no nos interesan los resultados para los casos con  $60 M_{\odot}$  con rotación debido a que las pulsaciones en el viento ya han hecho que rápidamente se pierda esta interacción más allá de 10 pc. Cabe señalar que dependiendo de la combinación de efectos en los modelos el tiempo para llegar a este tiempo en que los grumos están a  $\sim 10$  pc son muy distintos, para la fig. 4.10 (a) 66 mil años, (b) 60 mil, (c) 158 mil años, (d) 30 mil años, (e) 162 mil años y (f) 38 mil años después del inicio de viento de WR.

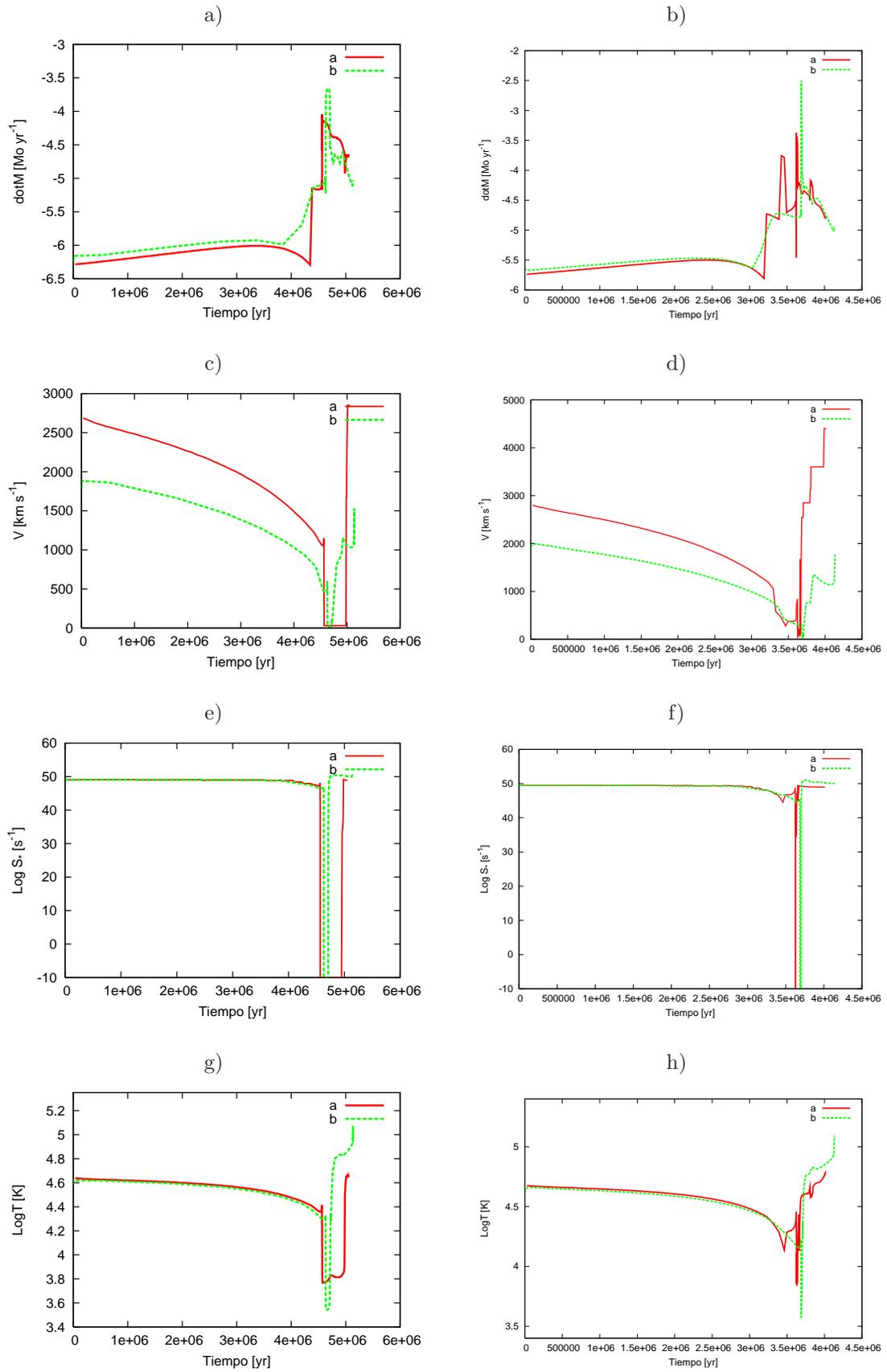


Figura 4.2: Perfiles de tasa de pérdida de masa  $\dot{M}$ , velocidad terminal  $V_{\infty}$ , tasa de fotones ionizantes  $S_*$  y temperatura efectiva  $T_{eff}$  comparados para 40 y 60  $M_{\odot}$  para los modelos de MM2003 (línea roja sólida) contra los de STARS (línea verde punteada). La columna izquierda corresponden a parámetros para los modelos de 40  $M_{\odot}$  y la columna derecha a modelos de 60  $M_{\odot}$ .

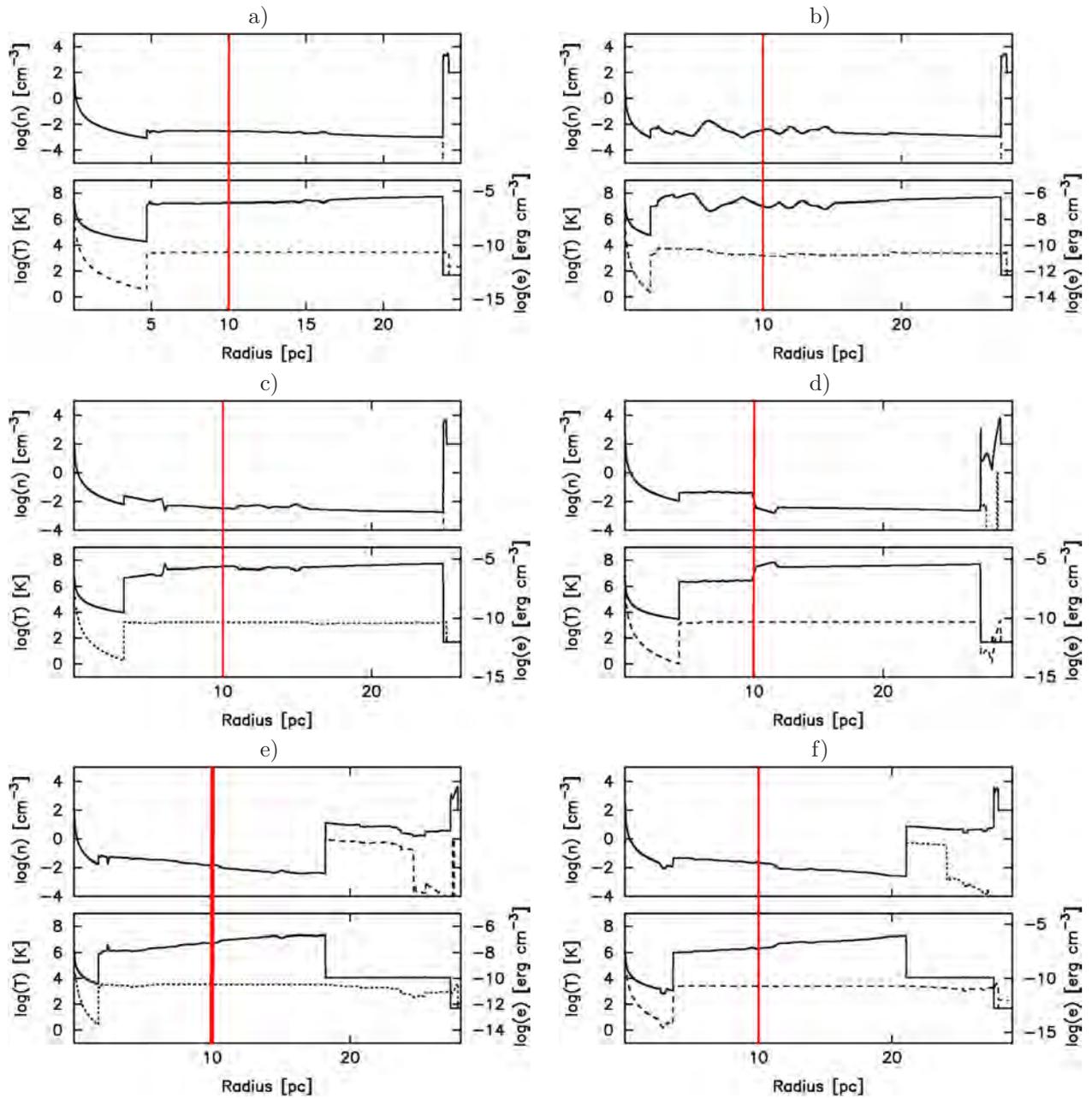


Figura 4.3: Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SP para los modelos de MM2003: a) 40sSC b) 40cSC c) 60sSC y d) 60cSC e) 50SC f) 60SC.

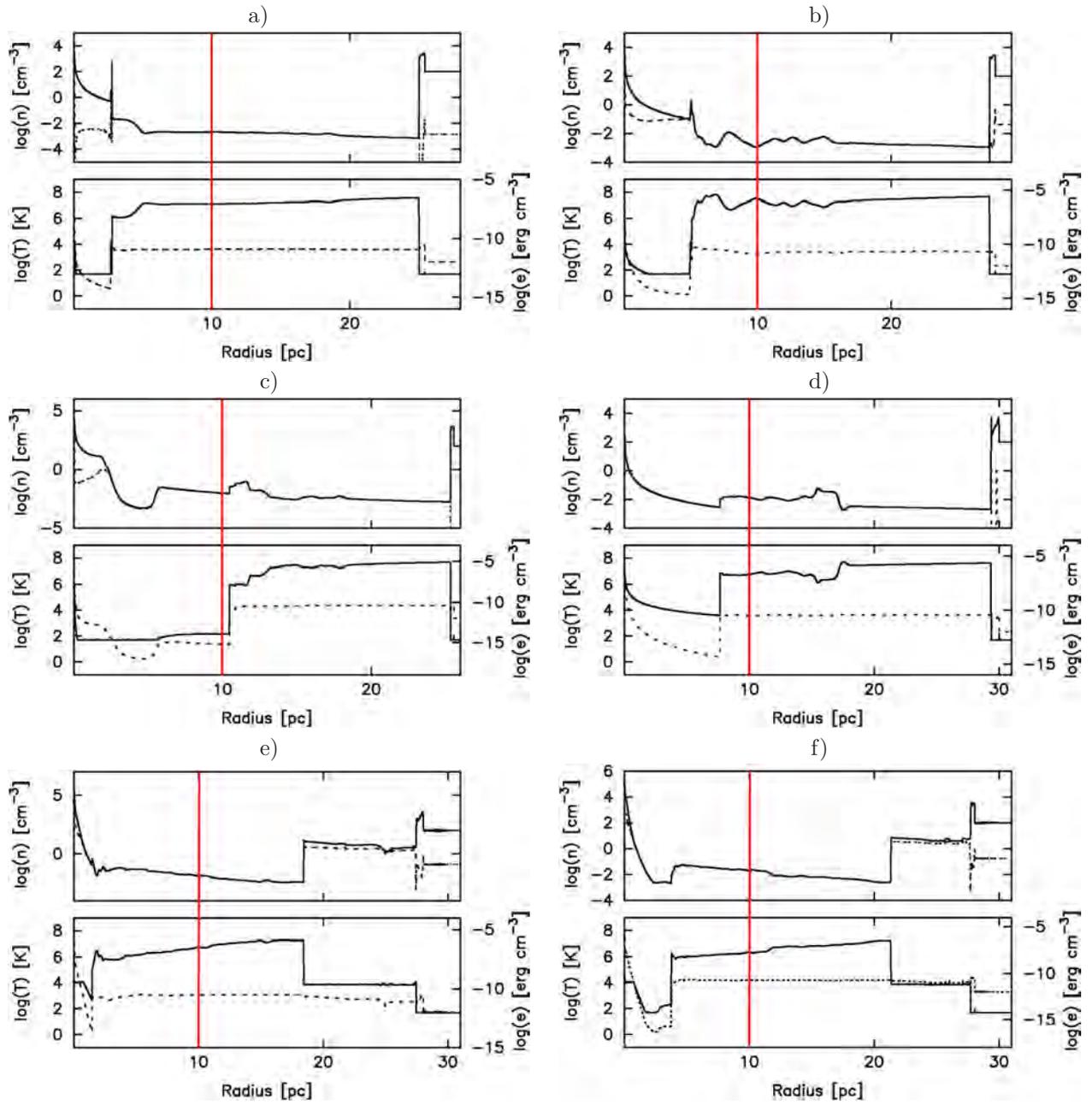


Figura 4.4: Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SGR/LBV para los modelos: a) 40sSC b) 40cSC c) 60sSC d) 60cSC e) 50SC f) 60SC.

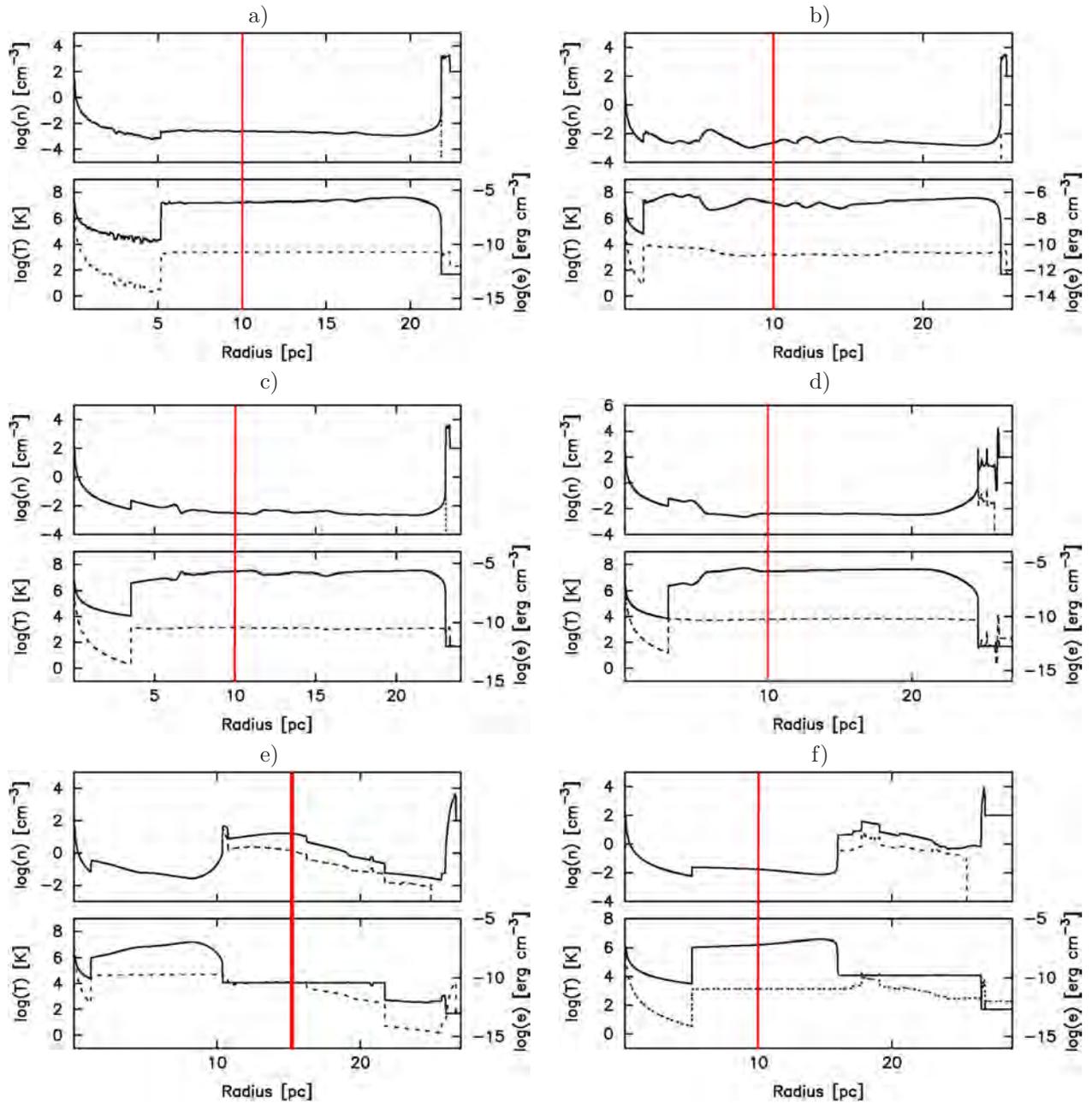


Figura 4.5: Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SP para los modelos de MM2003: a) 40sCT b) 40cCT c) 60sCT d) 60cCT, para los modelos de STARS e) 50CT f) 60CT.

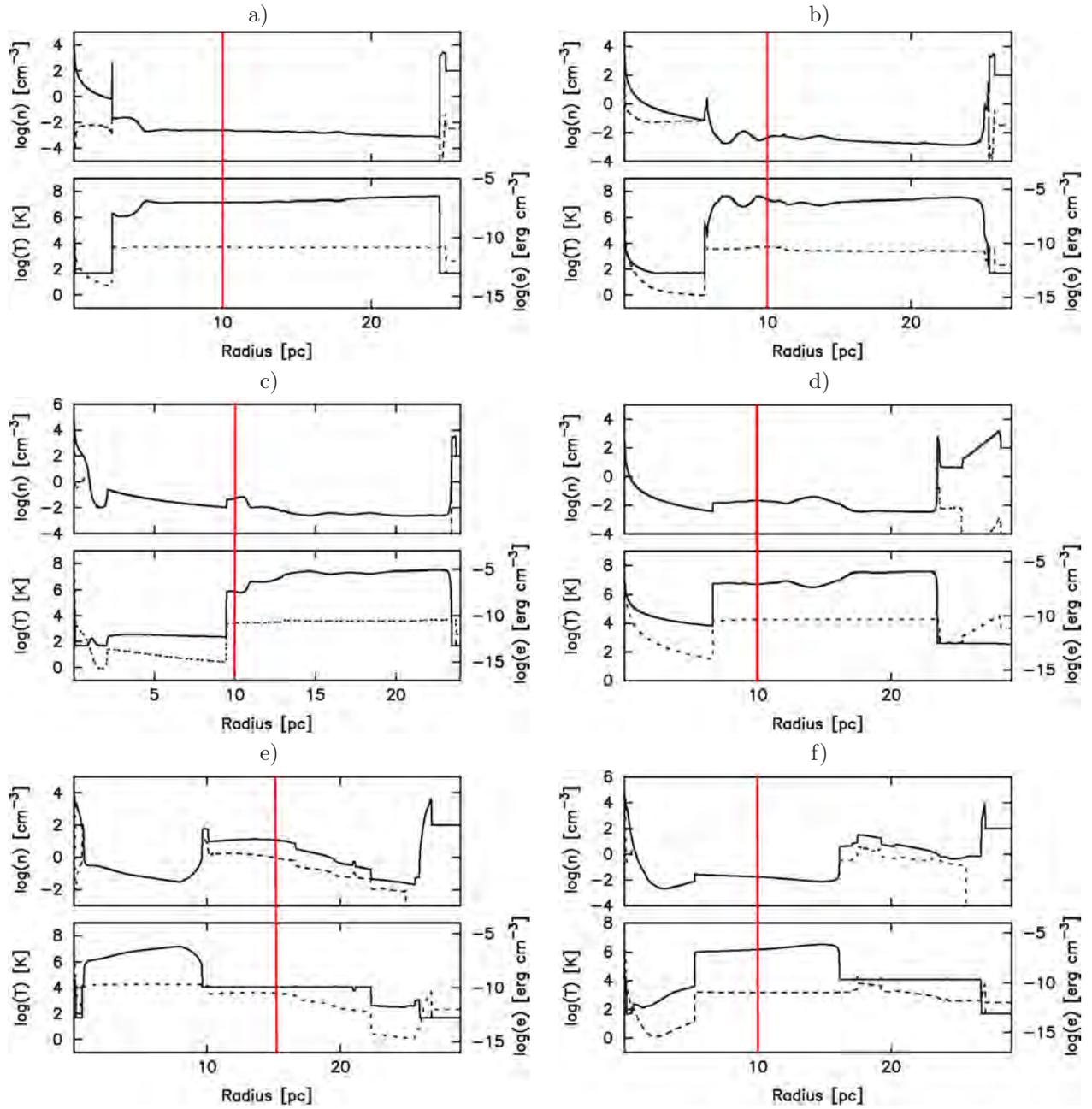


Figura 4.6: Distribuciones radiales de la densidad total (línea sólida), densidad ionizada (línea punteada), temperatura y presión para el final de la etapa de SGR/LBV para los modelos: a) 40sCT b) 40cCT c) 60sCT d) 60cCT e) 50CT f) 60CT.

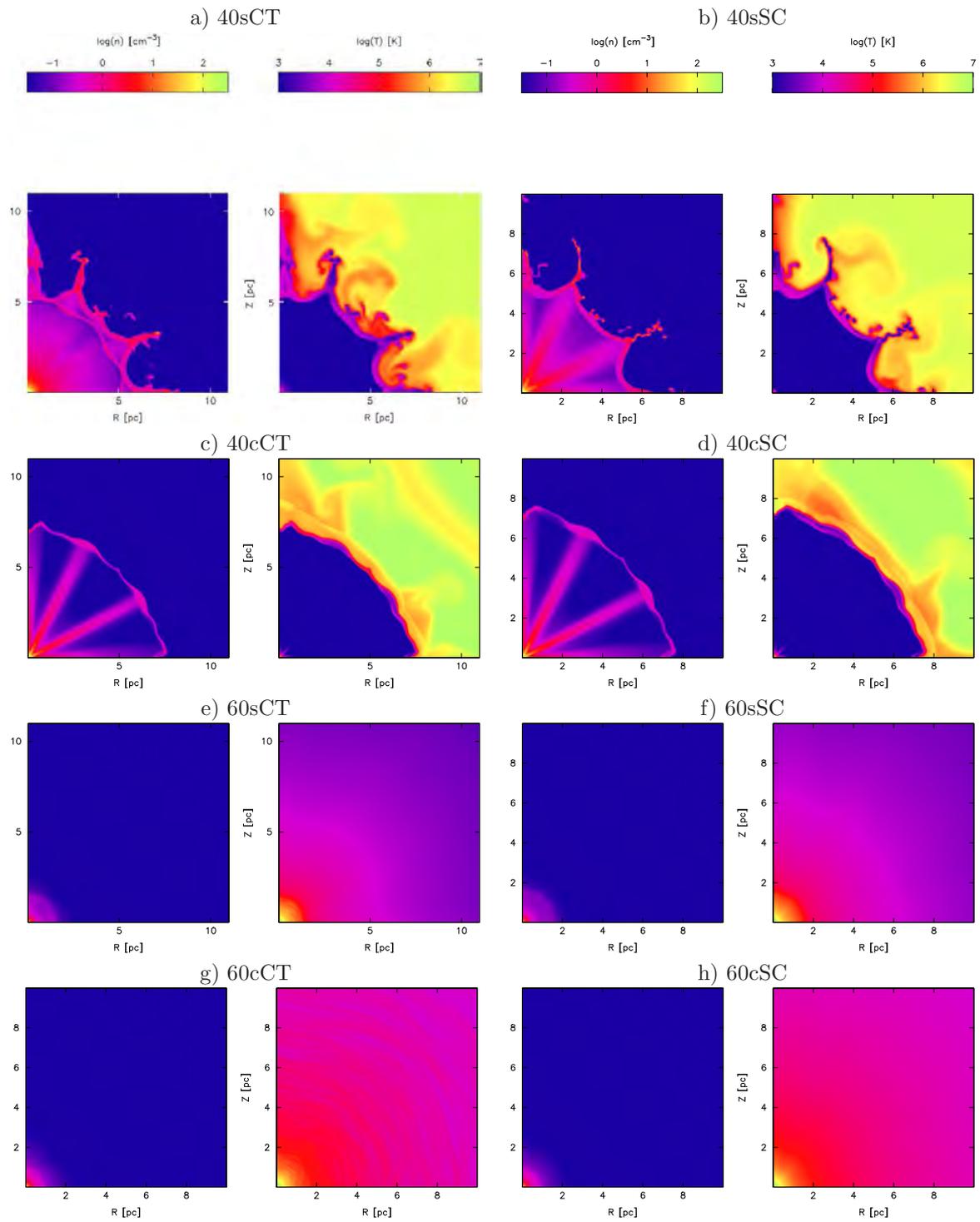


Figura 4.7: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica para la etapa al final de SGR/LBV. Las características de cada modelo están marcadas sobre la imagen.

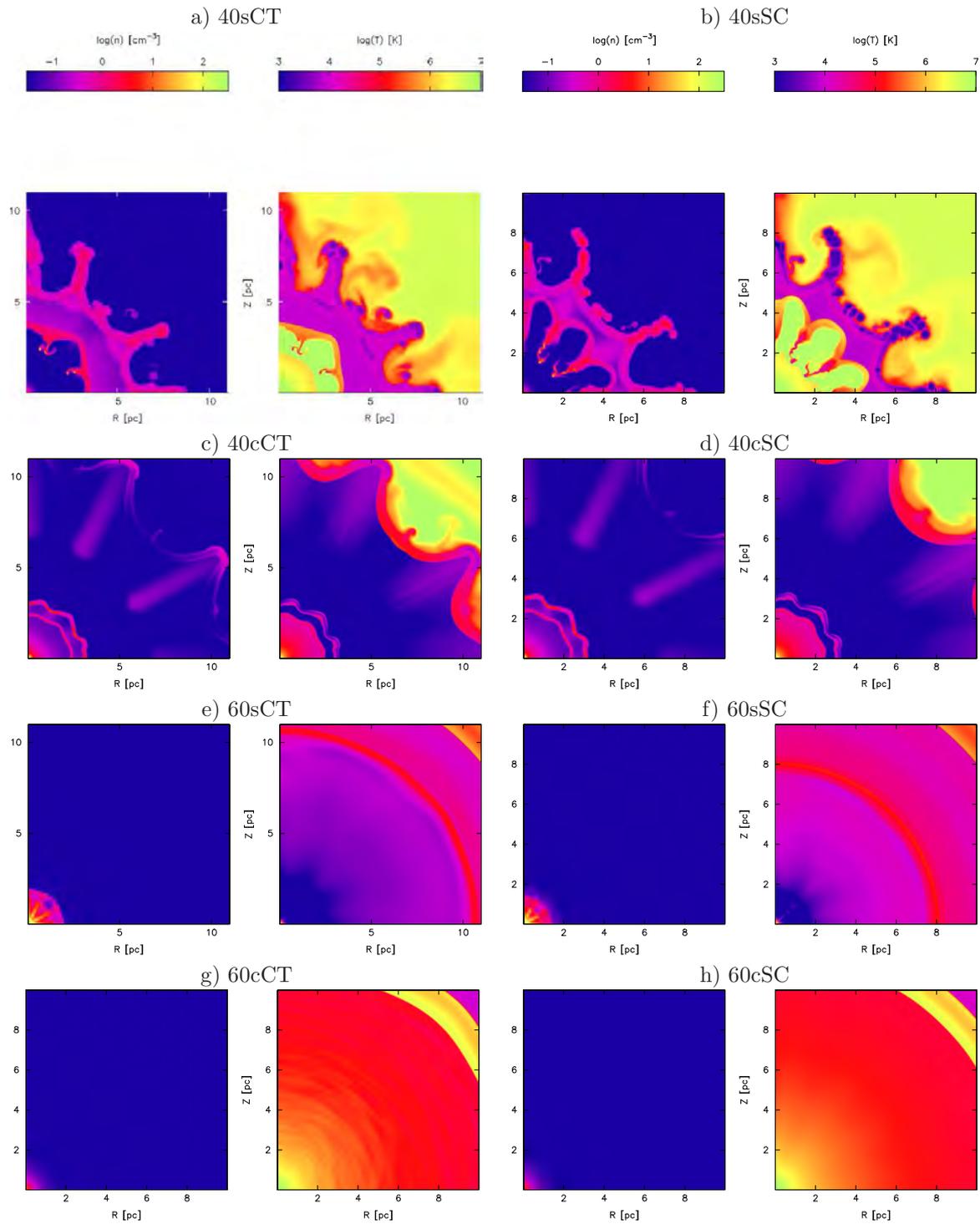


Figura 4.8: Perfiles en 2D con simetra axisimétrica. Para los casos de 40  $M_{\odot}$  el tiempo es  $2 \times 10^4$  años después del inicio del viento de WR y  $10^4$  años para los casos de 60  $M_{\odot}$ . Las características de cada modelo estan marcadas sobre la imagen.

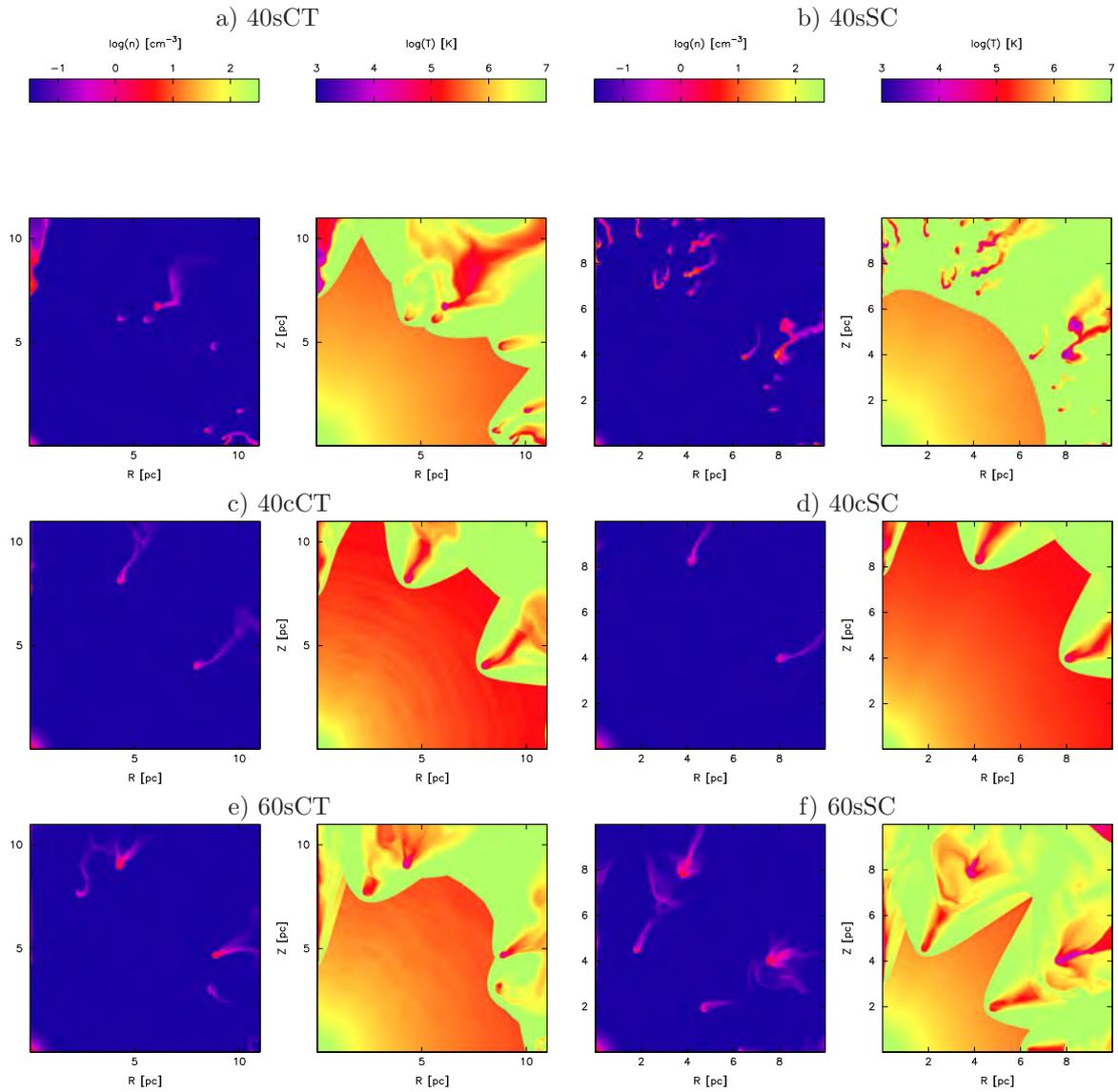


Figura 4.9: Perfiles en 2D con simetra axisimétrica. a) a 16 mil años b) 36 mil años c) y d) a 42 mil años e) y f) a 34 mil años después del inicio del viento de WR .Las características de cada modelo están marcadas sobre la imagen. Ya no se muestran las características de los modelos correspondientes a 60  $M_{\odot}$  con rotación debido a que el choque entre los vientos no se aprecia dentro de los 10 pc x 10 pc de la caja.

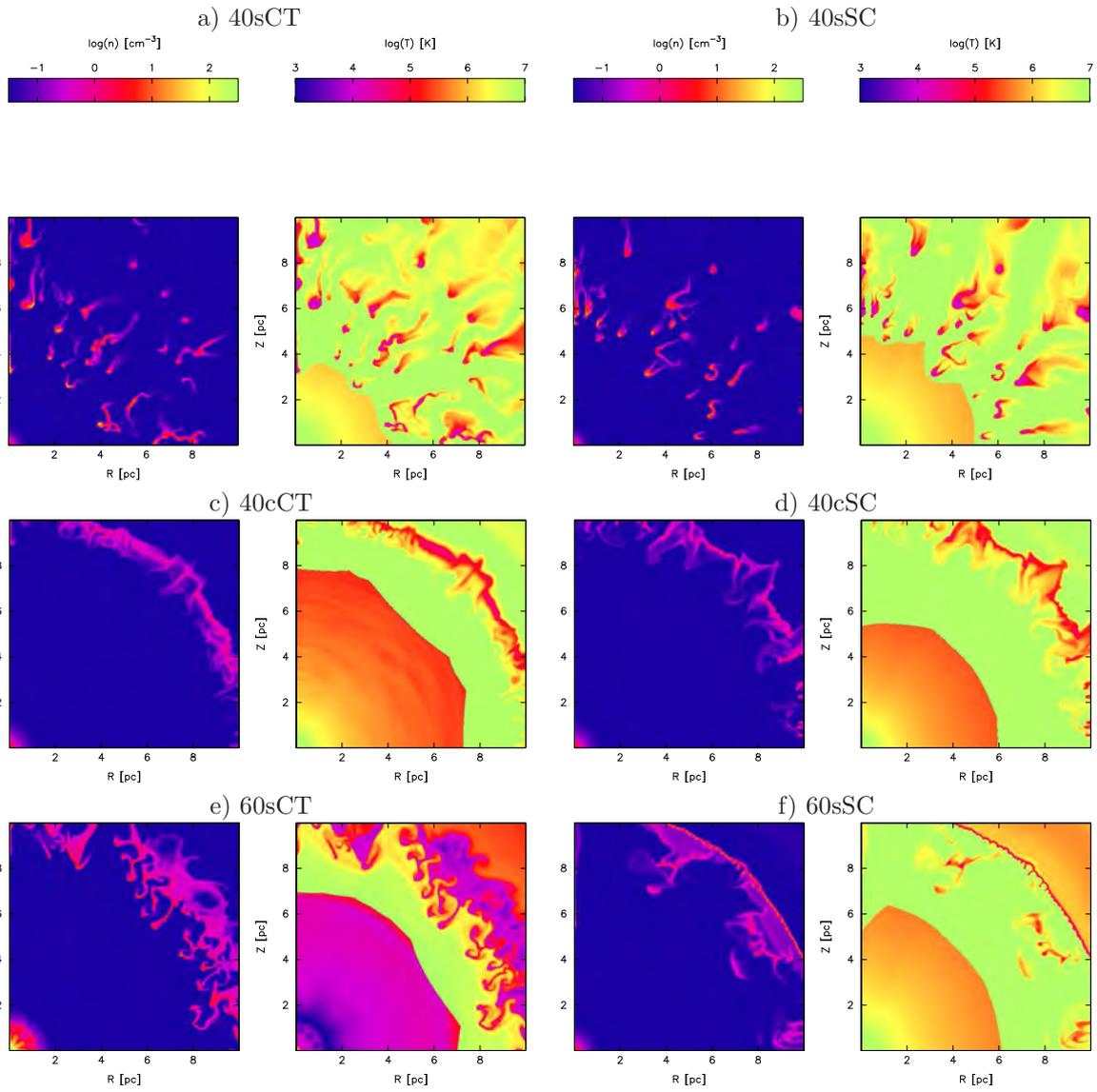


Figura 4.10: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica para la fase de interacción entre el viento rápido y el viento lento: (a) a 66 mil años (b) a 60 mil años (c) a 158 mil años (d) a 30 mil años (e) 162 mil años (f) 38 mil años. Las características de cada modelo están marcadas sobre la imagen.

### Remapeo a 2D del final de SP - STARS Sin CT

Como ya señalamos en los perfiles radiales de 1D, los resultados de los modelos de STARS tienen sus propias características debido a las diferencias en los modelos evolutivos. Para los casos de STARS sin CT seguimos usando una malla de 10 pc x 10 pc. Aquí iniciamos la evolución en 2D a partir de los resultados en 1D al final de SP e iniciamos con el viento de SGR/LBV.

En la figura 4.11 se muestran los perfiles de densidad y temperatura para el final de SGR/LBV sin CT para los casos de 40, 50 y 60  $M_{\odot}$ . Para todos los casos el radio del viento de SGR/LBV llega a  $\sim 2$  pc con densidades de entre  $10 - 10^2 \text{cm}^{-3}$ . Una diferencia grande contra los resultados en 2D de los modelos evolutivos de MM2003 es que en esos modelos la masa del viento de SGR/LBV se concentra en un volumen más grande que para los casos de STARS (Ver figura 4.7). En la figura 4.12 se muestran los mismos perfiles pero a 30 mil años del inicio del viento de WR. Aquí el cascarón de viento de SGR/LBV ya está siendo barrido por el viento rápido y ha comenzado a destruirse debido a las inestabilidades. En la figura 4.13 se muestran los resultados a 60 mil años después del inicio del viento de WR. Aquí para el caso de 40  $M_{\odot}$  el tiempo no ha sido suficiente para que se aprecie bien la estructura de grumos individuales como en los demás casos. Las densidades de los grumos en esta figura son de entre  $1 - 10^2 \text{cm}^{-3}$  con un rango de temperaturas de entre  $10^4 - 10^6$  K, como ya mencionamos los grumos comienzan a interactuar con el viento rápido y a ser fotoionizados por la estrella central.

Finalmente por comparación con las observaciones de S308 en la figura 4.14 se presentan los perfiles en 2D de la temperatura y la densidad para el caso cuando los grumos creados por la interacción entre vientos han sido barridos hasta  $\sim 10$  pc por el viento rápido de WR. Para 40  $M_{\odot}$  es a  $1.6 \times 10^5$  años, para 50  $M_{\odot}$  es a  $1.36 \times 10^5$  años, y para 60  $M_{\odot}$  es a  $1.14 \times 10^5$  años después del inicio del viento de WR.

### Remapeo a 2D del final de SP - STARS Con CT

Lo primero que hay que destacar, es que no utilizamos la misma resolución en la malla para los modelos de STARS con CT, esto es principalmente a que para algunos modelos se forma un cascarón de viento chocado denso alrededor de  $\sim 10$  pc o un poco más desde el final de la etapa de SP (Ver figura 4.5) y cuando inicia la fase de SGR/LBV que es cuando la presión dinámica de la burbuja disminuye, el cascarón sufre los efectos de la orilla de la malla al tratar de entrar y no se puede hacer una buena representación de la interacción entre vientos si no se incluye el cascarón completo. Este cascarón se aprecia  $\sim 10$  pc para los casos de 40, 45 y 50  $M_{\odot}$  con diferentes grosores con densidades de entre  $10 - 10^2 \text{cm}^{-3}$ . En los casos de 55 y 60  $M_{\odot}$  este queda más lejos y no es problema, por eso dejamos las mallas como en los casos sin CT, hasta 10 pc. Para los casos del final de la etapa de SP de STARS sin CT este no es un problema. Aquí solo presentamos los resultados para los casos de 40, 50 y 60  $M_{\odot}$  como en la sección anterior.

En la figura 4.15 se muestran los perfiles de densidad y temperatura para el final de SGR/LBV con CT. Podemos apreciar que el cascarón denso que había alrededor de  $\sim 10$  pc para el caso de 40  $M_{\odot}$  ha aumentado su grosor hasta  $\sim 5$  pc y ha disminuido su radio interno, esto debido a que, como ya mencionamos, la presión dinámica de la burbuja en la etapa de SGR/LBV baja y esto causa que los cascarones externos disminuyan su radio. En general para todos los casos se aprecia la formación del cascarón de viento denso y lento de SGR/LBV alrededor de la estrella a  $r < 3$  pc igual que para los casos sin CT.

En la figura 4.16 se muestran los perfiles en 2D cuando el viento rápido ha barrido al cascarón de viento de la fase anterior de SGR/LBV a 30 mil años del inicio del viento de WR con CT. En la figura 4.17 se muestran los mismos perfiles pero a 60 mil años del inicio del viento de WR. Aquí se puede apreciar de manera más evidente el ensanchamiento de los cascarones densos creados en los modelos de 40 y 50  $M_{\odot}$ .

Para los casos con CT de 40 y 50  $M_{\odot}$  los grumos resultados de la interacción entre el viento de SGR/LBV y el viento rápido de WR no llegan a más de 10 pc principalmente a que alrededor de 7 pc se encuentran con el cascarón denso que hemos mencionando que presentan estos modelos. Esto se puede apreciar en la figura 4.18. El caso de 60  $M_{\odot}$  sigue evolucionando como los modelos sin CT. Como en el caso de 40  $M_{\odot}$  este cascarón no es muy denso al momento anterior con la interacción con los grumos ( $n \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ ) el viento rápido alcanza a comprimirlo y a expandirlo un poco, pero para el caso de 50  $M_{\odot}$  al momento anterior a la interacción, este cascarón es de una densidad de alrededor de  $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  y está aumentando su grosor (disminuyendo su radio interno). En cambio los grumos formados en el modelo de 60  $M_{\odot}$  no tienen ningún problema en seguir interactuando con el viento de WR y la radiación de la estrella hasta ser arrastrados hacia 10 pc. Los tiempos para estas gráficas son de:  $1.48 \times 10^5$  años después del viento WR para el caso de 40  $M_{\odot}$ ,  $1.06 \times 10^5$  años para el caso de 50  $M_{\odot}$  y  $0.98 \times 10^5$  años para 60  $M_{\odot}$ .

Como los grumos para los casos de 40 y 50  $M_{\odot}$  son muy pequeños, en la figura 4.19 hemos hecho un *zoom* sobre los grumos de estos modelos para mostrar sus características. Debido a la resolución de la malla se pierde un poco de nitidez pero aún así podemos apreciar que la densidad dentro de los grumos es del orden de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$ . Podemos aprovechar este zoom para ver la estructura de la fotoevaporación del grumo. Los grumos en sí ya tienen una temperatura de  $10^4 \text{ K}$  por lo tanto no podemos diferenciar entre éste y el material fotoevaporado, pero podemos ver el material que es fotoevaporado chocando con una  $T \sim 10^5 \text{ K}$  y el viento chocando con una temperatura de  $T \sim 10^6 \text{ K}$ .

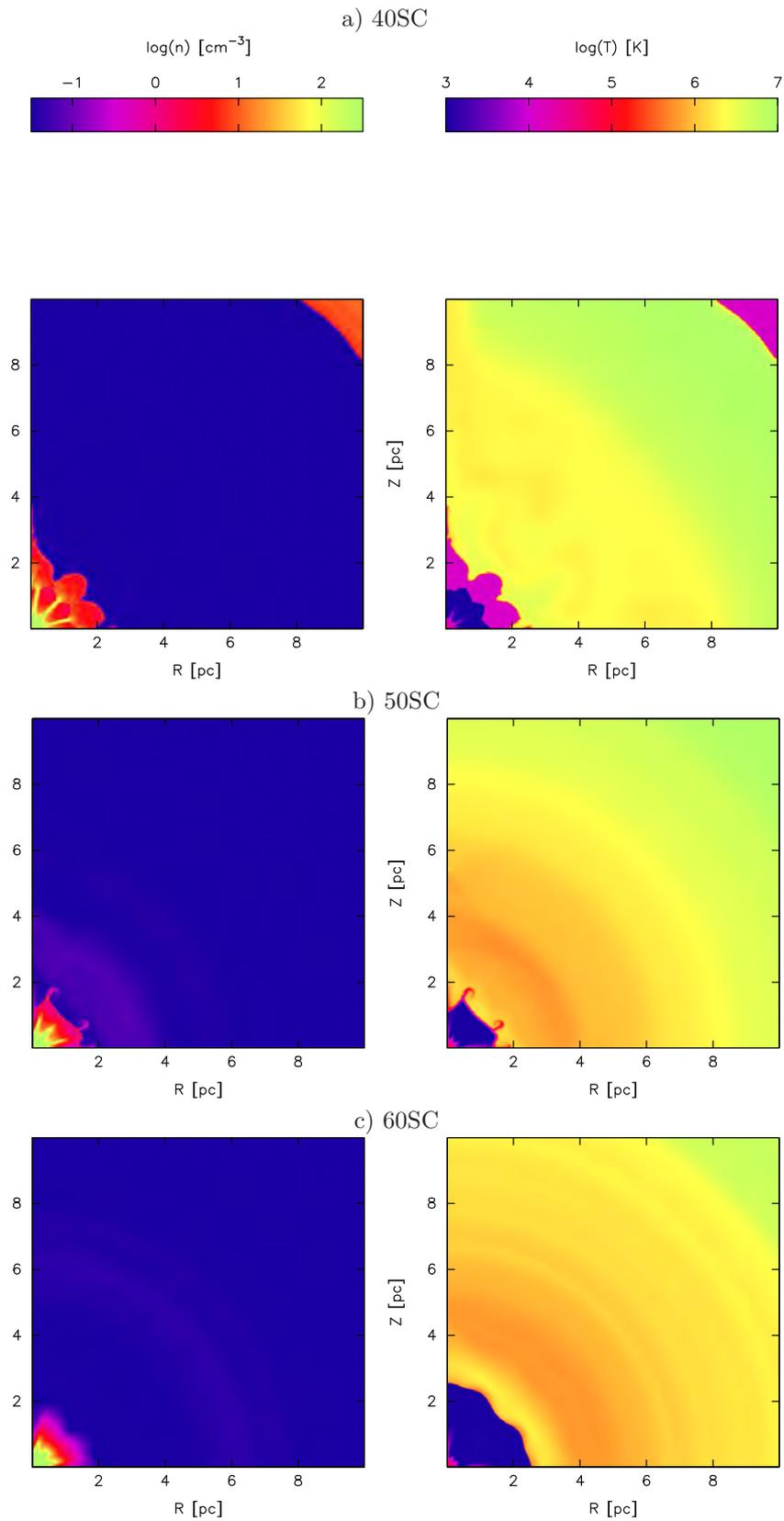


Figura 4.11: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica justo al final de la fase de SGR/LBV para todos los modelos de STARS estudiados sin CT.

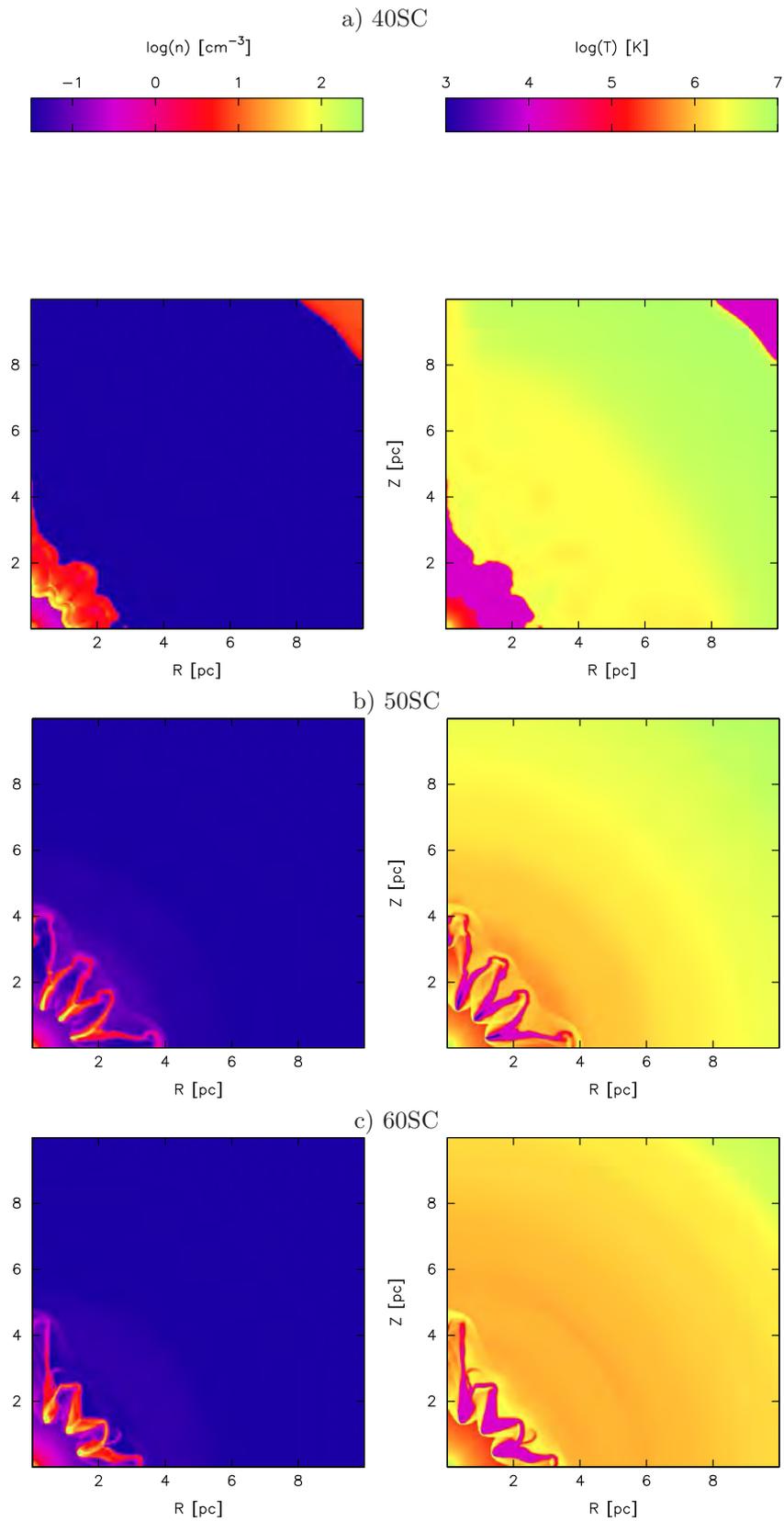


Figura 4.12: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica a 30 mil años después del inicio del viento rápido de WR para todos los modelos de STARS estudiados sin CT.



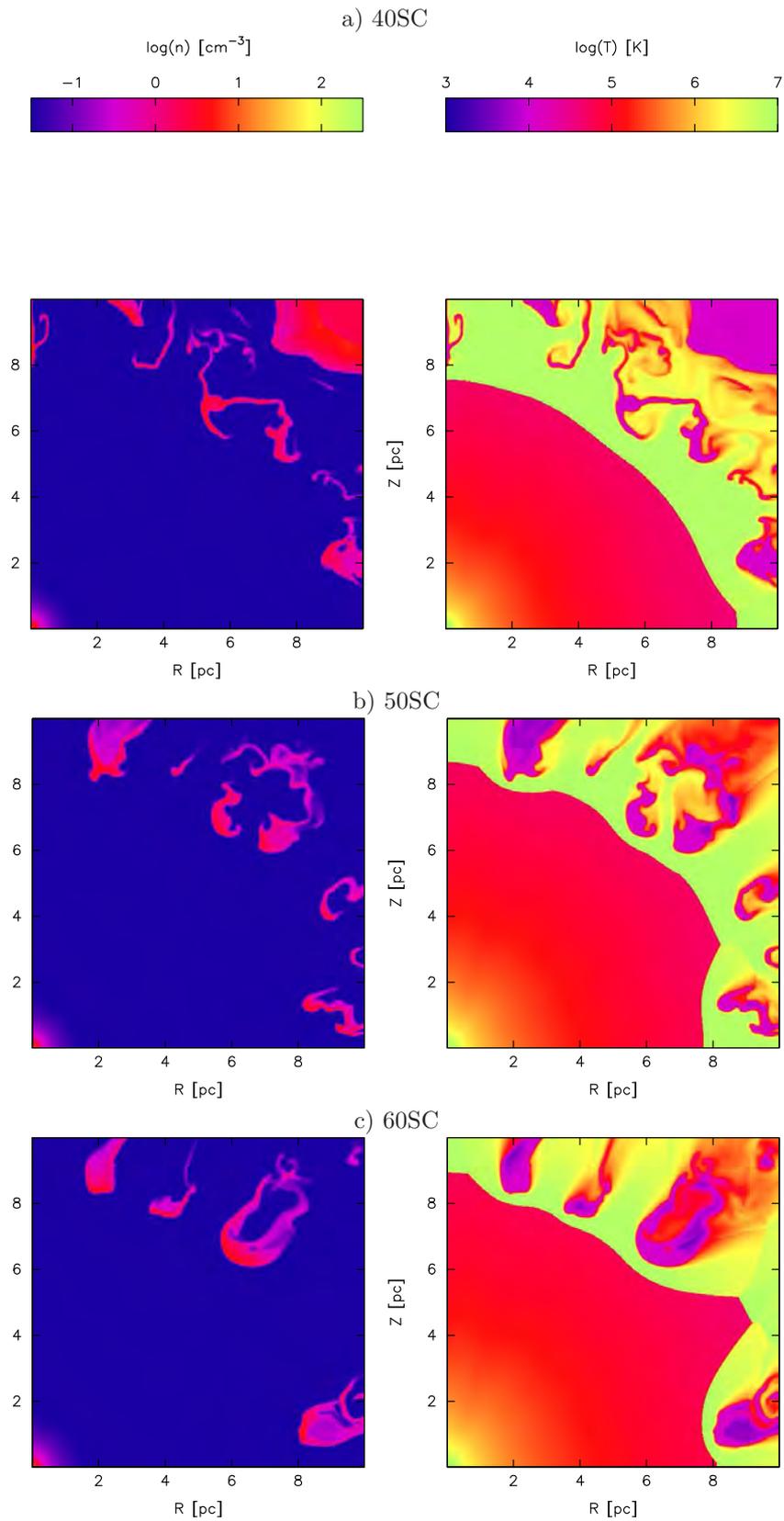


Figura 4.14: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica para los casos cuando los grupos creados por la interacción entre vientos son barridos hasta  $\sim 10$  pc por el viento de WR para todos los modelos de STARS estudiados sin CT.

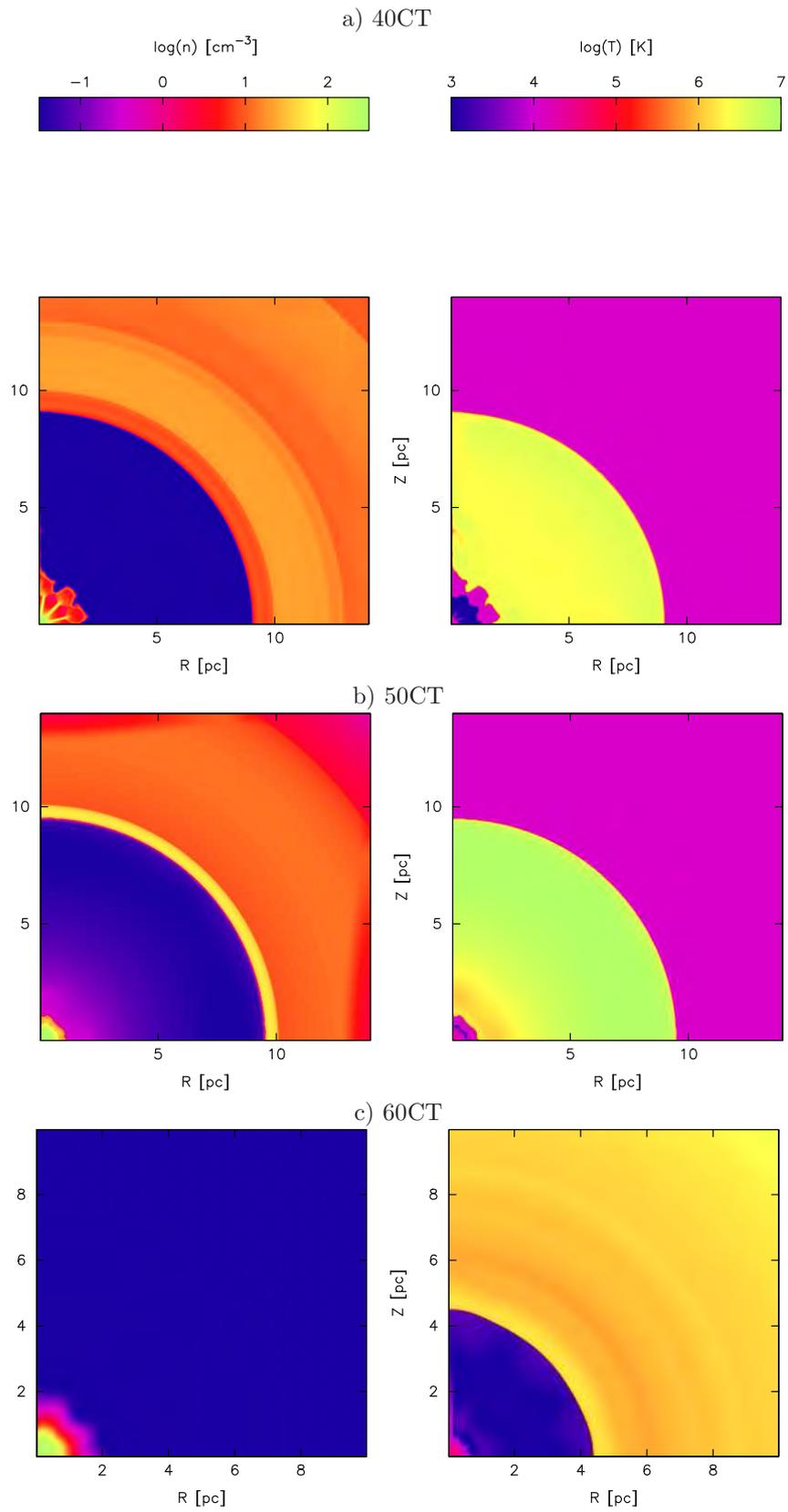


Figura 4.15: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica justo al final de la fase de SGR/LBV para todos los modelos de STARS estudiados con CT.

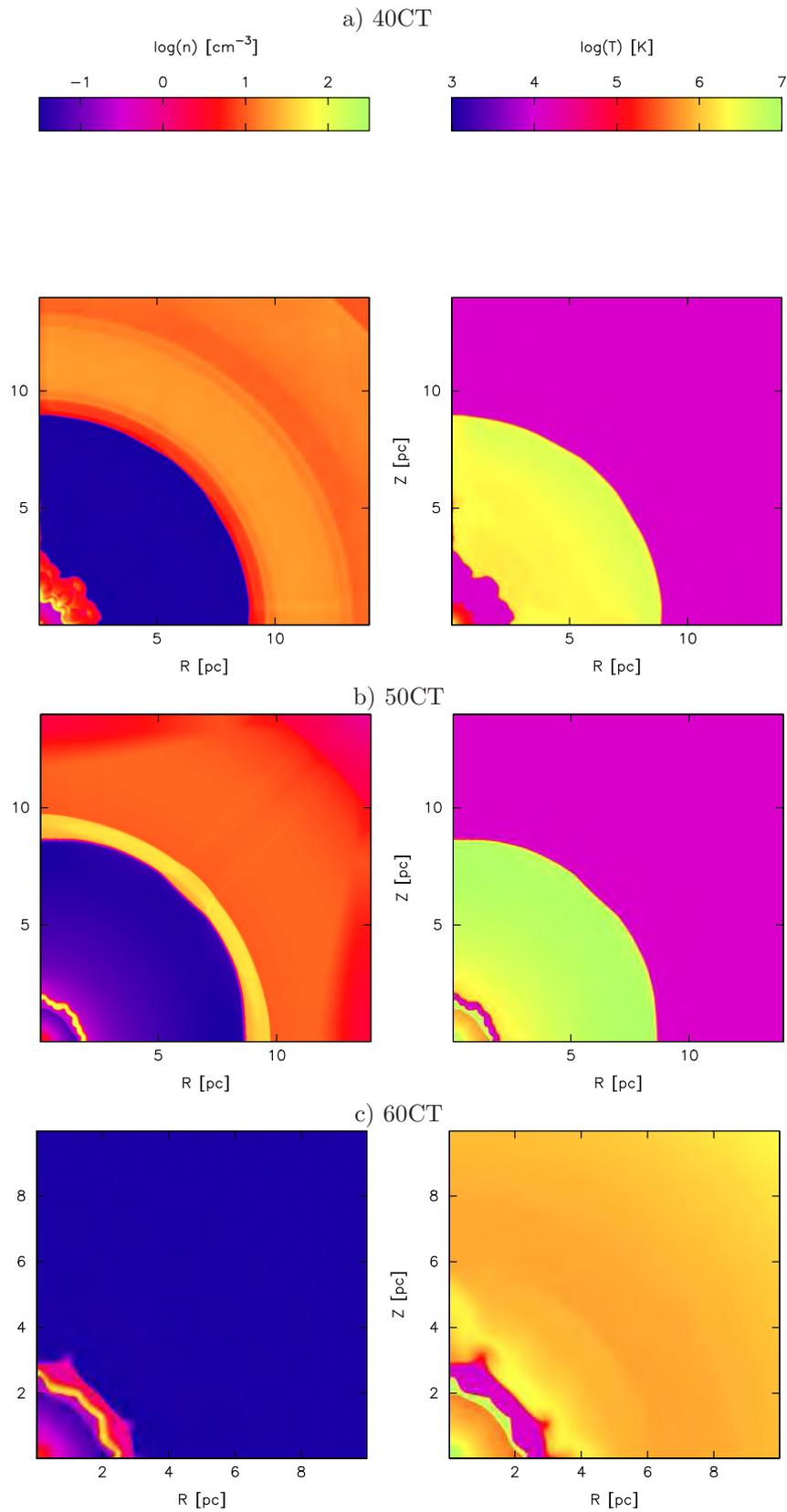


Figura 4.16: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica a 30 mil años después del inicio del viento rápido de WR para todos los modelos de STARS estudiados con CT.

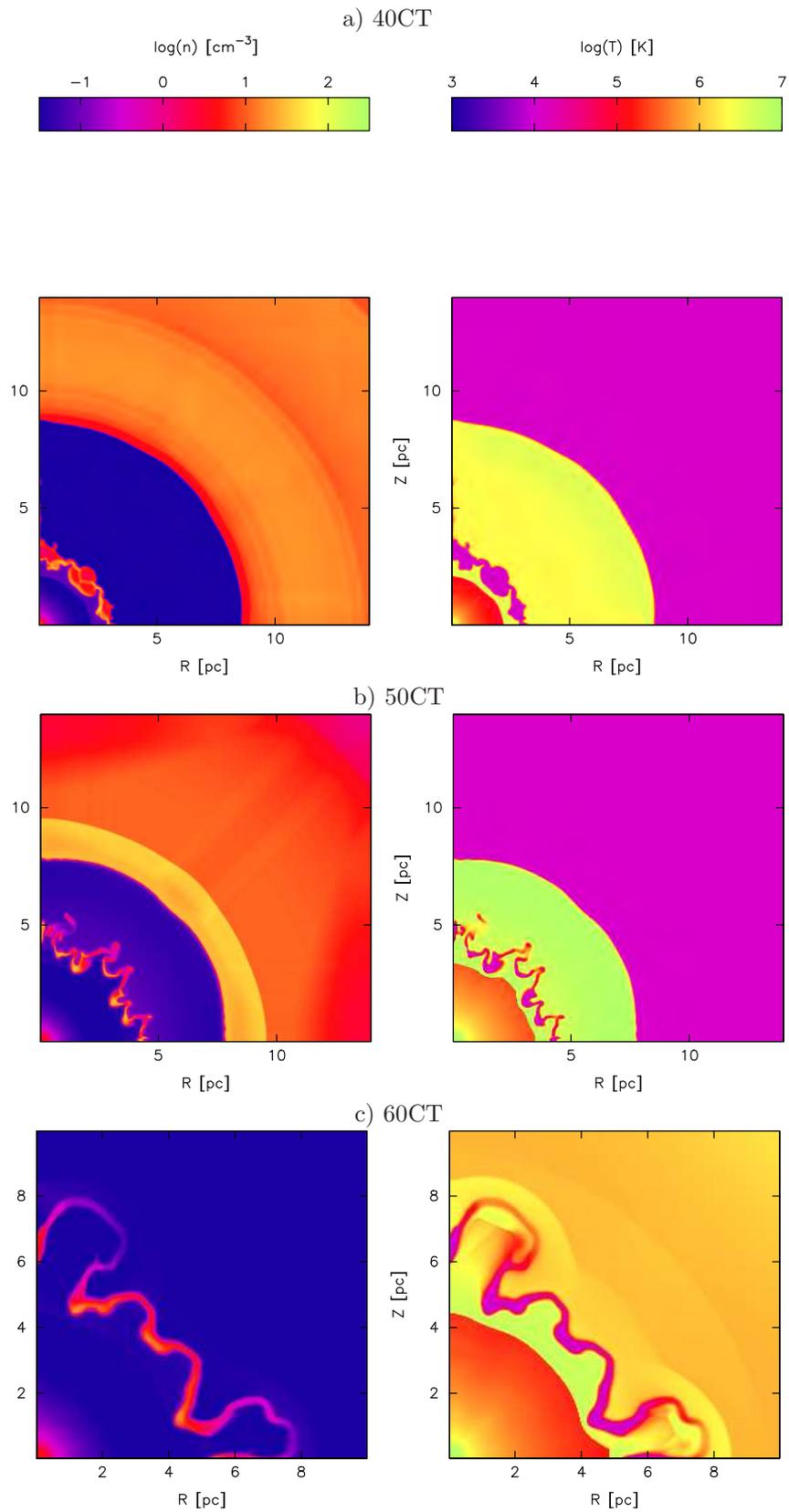


Figura 4.17: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica a 60 mil años después del inicio del viento rápido de WR para todos los modelos de STARS estudiados con CT.

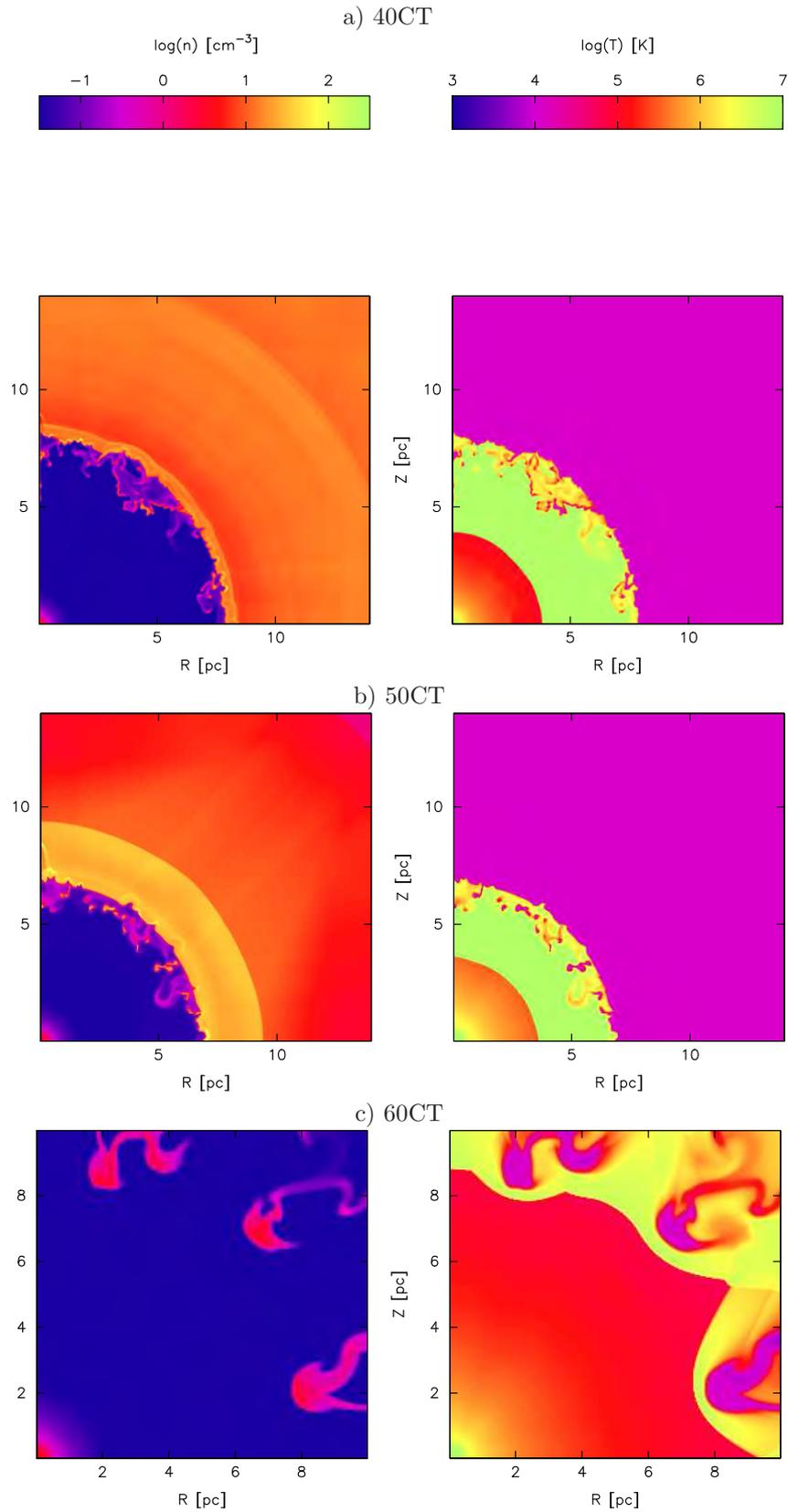


Figura 4.18: Perfiles en 2D con simetría axisimétrica para los casos cuando los grupos creados por la interacción entre vientos son barridos hacia  $7 - 7.5$  pc por el viento de WR para los casos de STARS de  $40$  y  $50 M_{\odot}$  con CT y  $\sim 10$  pc para el caso de  $60 M_{\odot}$  con CT.

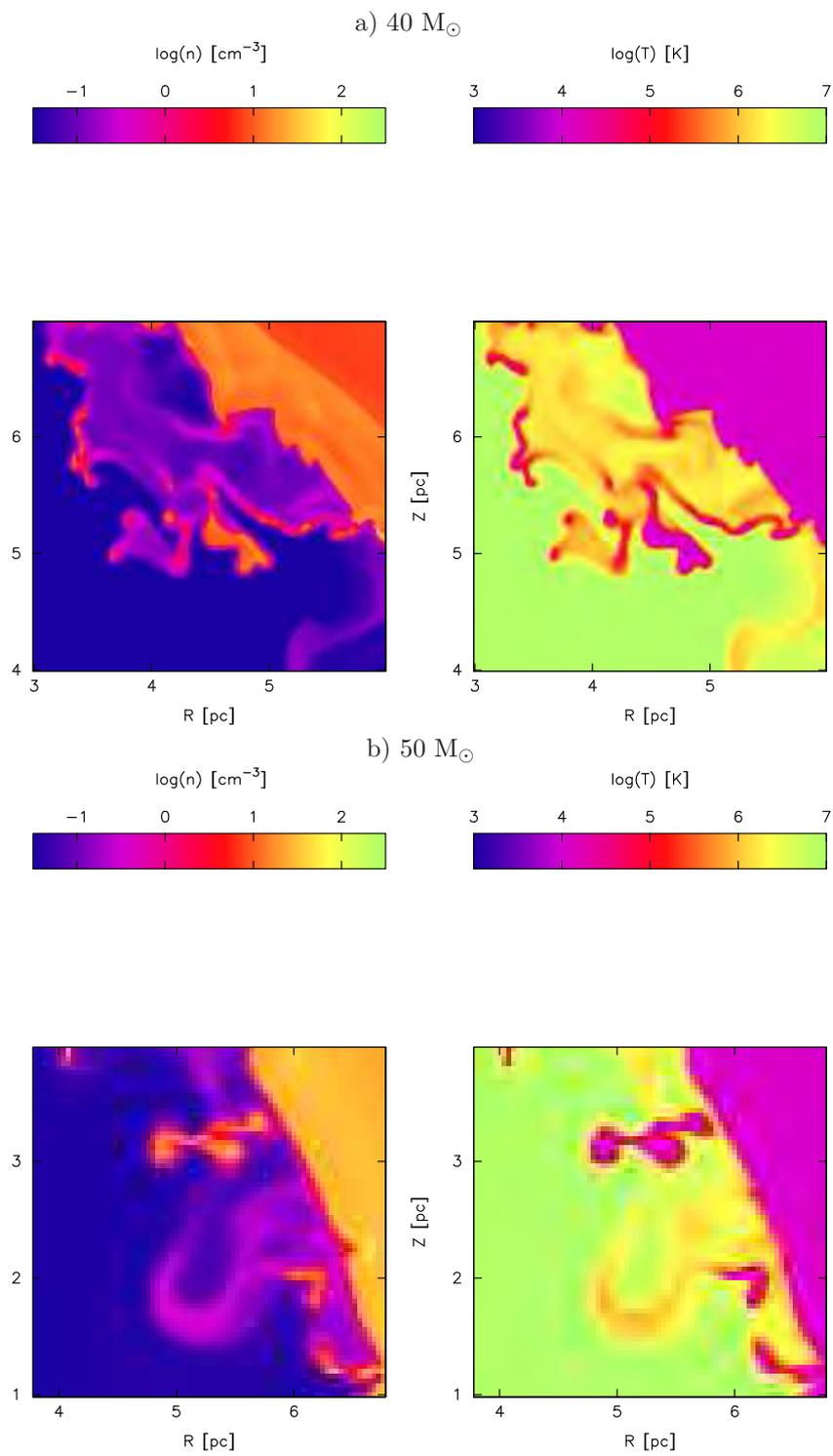


Figura 4.19: Zoom de los perfiles de la figura 4.18a y b para apreciar mejor la estructura de los grupos generados por la interacción de los vientos.

## 4.3. Discusión

### 4.3.1. Propiedades físicas de los grumos

Haciendo una revisión rápida a los grumos generados por el choque entre los vientos podemos observar que su densidad a una distancia de  $\sim 10$  pc es del orden de  $10 \text{ cm}^{-3}$  para los modelos de  $40 M_{\odot}$  sin rotación con un rango de temperaturas de entre  $10^4 - 10^6$  K (con  $10^4$  K en el centro y un aumento de temperatura hacia el exterior del grumo) y del orden de  $1 \text{ cm}^{-3}$  para los demás modelos con temperaturas  $\sim 10^5 - 10^6$  K (para los dos maneras en que generamos los perfiles en 2D) en los casos de los modelos de MM2003 independientemente si el modelo incluye conducción térmica o no. Para todos los casos de los Modelos de STARS sin conducción y para el modelo con conducción térmica de  $60 M_{\odot}$  los grumos tienen densidades de entre  $1 - 10 \text{ cm}^{-3}$  y un rango de temperaturas de  $10^3 - 10^6$  K. Para los casos con conducción térmica de STARS de  $40$  y  $50 M_{\odot}$  los grumos tienen densidades de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  antes de chocar con el cascarón que se encuentra a  $\sim 7 - 8$  pc en ese momento.

En general, la evolución de los grumos es de la siguiente manera: cuando el viento rápido de WR comienza a barrer el viento de la etapa anterior de SGR/LBV se crea un cascarón de viento chocado barrido de  $n \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  con una temperatura de  $10^4 - 10^5$  K, este va evolucionando y aumentando su tamaño dentro de la burbuja creada por el viento de SGR/LBV que tiene una temperatura de  $10^3 - 10^4$  K y una densidad *alta* (para los casos de MM2003 esta burbuja tiene una densidad de  $n \sim 10 \text{ cm}^{-3}$  o menos y radios de  $\sim 5 - 10$  pc y para los casos de STARS esta burbuja tiene densidades de más de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  y radios menores a 2 pc). Cuando este cascarón se destruye por inestabilidades hidrodinámicas de Rayleigh-Taylor y térmicas (por inestabilidades de cascara delgada) los grumos tienen densidades de  $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  (o más alta para algunos casos de los modelos de STARS) y temperaturas promedio de  $10^4$  K en el centro, aquí los grumos comienzan a interactuar hidrodinámicamente con el viento estelar de WR y siguen siendo desplazados a mayores distancias al mismo tiempo que son fotoionizados por la estrella central. Cabe señalar que la parte de los grumos resultados de nuestras simulaciones que emite en el rango de los rayos X suaves, esto es  $T \sim 10^6$  K, es la parte externa de baja densidad externa fotoevaporada y chocada de los grumos que tiene una densidades de entre  $n \sim 0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$ .

### 4.3.2. Masa eyectada entre las etapas de SGR/LBV y WR

Haciendo revisión sobre los modelos de evolución estelar de MM2003 y de STARS podemos estudiar las limitaciones que imponen estos modelos sobre nuestros resultados. En general el problema con los modelos de MM2003 es que el tiempo en que la estrella se pasa en la etapa de SGR/LBV es muy grande comparado con la masa que pierden, o deberían de perder para poder comparar con las observaciones. Si éste tiempo de SGR/LBV fuera más corto liberando la misma masa, esto es, que el viento frío y denso llegara a radios menores y así el viento rápido tuviera tiempo de alcanzarlo antes, podríamos generar las densidades más altas a la hora del choque, lo cual implicaría una densidad de los grumos más alta cuando son arrastrados hasta una distancia de 10 pc. Para los modelos de STARS sí tenemos la masa necesaria mínima que predicen las observaciones y el tiempo es considerable comparado con el predicho (Drout et al., 2009). En general podemos decir que la desventaja de los modelos de MM2003 es la larga duración de la etapa de SGR/LBV lo cual hace que el viento se distribuya en un volumen relativamente grande y esto ocasiona que la interacción entre vientos no genere grumos densos, de hecho cuando los grumos son barridos hasta alcanzar distancias de  $\sim 10$  pc de la estrella sus densidades son menores que  $1 \text{ cm}^{-3}$ . Por ejemplo el modelo de  $40 M_{\odot}$  sin Rotación tiene una duración en la etapa de SGR/LBV de 400 mil años contra 3 mil años de duración predicha por las observaciones (Drout et al., 2009).

Drout et al. (2009) hicieron una revisión de los modelos de MM2003 comparados con observaciones de poblaciones estelares en M31 en el cual concluyen primeramente que estos modelos nunca llegan a crear estrellas en la parte roja, esto es, que estos modelos de evolución para estrellas de masas mayores a  $\sim 25 M_{\odot}$

nunca llegan a convertirse en SGR, solo llegan hasta temperaturas efectivas definidas para Súper Gigantes Amarillos (SGA). Esta es la fase en la cual la temperatura efectiva de la estrella se encuentra entre 7500 K y 4800 K en la etapa en la cual está sufriendo el colapso gravitacional y cuando comienzan las inestabilidades vuelve a calentarse hasta alcanzar de nuevo 7500 K y sigue evolucionando. Si la temperatura efectiva de la estrella baja más de 4800 K esta se convierte en SGR. Otra de las conclusiones de Drout et al. (2009) es que los tiempos de los modelos en que las estrellas pasan en esta etapa de SGA son mucho mayores a los calculados a base de observaciones. Principalmente esta fue la razón por la cual hemos escogido los modelos de STARS para poder comparar los resultados dado que estos modelos aunque carecen de rotación predicen una duración en la fase de SGA de entre 14 – 80 mil años dependiendo del modelo evolutivo y alcanzan a convertirse en SGR.

En el cuadro 4.2 hemos tabulado diferentes valores para las masas y los tiempos relacionados con las etapas de evolución de los diferentes modelos utilizados. Las columnas tabuladas para los modelos son: (1) la masa con la cual termina la estrella la SP, (2) la masa con la cual termina la estrella después de SGR(o SGA)/LBV, (3) la masa perdida en toda la etapa de SGR/LBV, (4) la masa perdida efectiva en toda la etapa de SGA, (5) la masa perdida desde el inicio de la fase de SGA hasta llegar a la temperatura mínima del modelo, (6) masa perdida desde que la estrella alcanzó su temperatura efectiva mínima y comienza a recalentarse hasta alcanzar de nuevo una temperatura efectiva de 7500 K, (7) tiempo total en el cual pasa la estrella en la etapa de SGA, (8) el tiempo en que tarda la estrella desde que tiene la temperatura efectiva de 7500 K hasta alcanzar su temperatura mínima, (9) tiempo en que tarda la estrella en evolucionar desde su temperatura efectiva mínima hasta regresar a una temperatura efectiva de 7500 K y (10) marca si el modelo se llega a convertir en SGR o no.

La primer característica a notar comparando la masa total perdida *sólo* en la etapa definida en el cuadro 4.1 como SGR/LBV con la masa perdida en la etapa de SGA, esto es, en la etapa en que la temperatura efectiva de la estrella baja desde 7500 K, llega a su temperatura efectiva mínima y regresa a 7500 K, es que casi toda la masa que podría ir en la formación del cascarón de viento lento y denso es liberada en la fase de SGA y de hecho comparando las columnas 4 con 6 del cuadro 4.2, vemos que la liberación más grande de masa, por lo tanto la etapa que domina la pérdida de masa, es cuando la estrella va desde su temperatura efectiva mínima de regreso al azul, hacia  $T \sim 7500$  K. Con respecto a los tiempos de duración de ésta etapa, podemos ver que para el caso de  $40 M_{\odot}$  sin Rotación de MM2003 el tiempo que le toma a la estrella en evolucionar desde una temperatura efectiva de 7500 K hasta la temperatura efectiva mínima (5902 K, para este caso) es de 12 mil años, mientras que el tiempo que le tarda en ir desde esta temperatura efectiva mínima de nuevo hacia una temperatura de 7500 K es de  $\sim 400$  mil años perdiendo una masa de  $18 M_{\odot}$ . Para el caso del mismo modelo pero con rotación este tiempo se reduce por un factor de 8 y la masa perdida se reduce por un factor de  $\sim 2$ . El caso del modelo de  $40 M_{\odot}$  de STARS tiene una duración en esta etapa de  $\sim 50$  mil años y pierde  $\sim 10 M_{\odot}$ . Para los casos de  $60 M_{\odot}$  del cuadro los tiempos son casi iguales,  $\sim 10$  mil años, pero la gran diferencia es que la masa perdida en esta etapa es 4 veces más grande para el modelo de STARS que para el modelo de MM2003 (Ver figura 4.20 para comparar las masa de la estrella dependiendo del tiempo en cada modelo evolutivo). Estas estrellas definidas como SGA son estrellas con tasas de pérdida de masa enormes, por ejemplo una estrella muy estudiada es la SGR  $\rho$ -Cassiopeae que tiene una tasa de pérdida de masa de  $5.4 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  con un viento con una velocidad de expansión de  $120 \text{ km s}^{-1}$  (Lobel et al., 2005).

Por convención seguiremos llamando a la etapa de pérdida máxima de masa como SGR/LBV pero ahora recordando que en el caso de los modelos de MM2003 nunca ocurre esto y que aunque los modelos de STARS sí lo hacen, es en la etapa de SGA en dónde se presenta este fenómeno. Solo por continuidad con las secciones anteriores y para su uso en los capitulos siguientes.

Si calculamos la edad dinámica de la burbuja creada para los diferentes modelos de evolución estelar cuan-

Modelo	1 Final SP	2 Final SGR/LBV	3 $\Delta M$ SP-SGR/LBV	4 $\Delta M$ SGA	5 Masa perdida hacia $T_{min}$	6 Masa perdida hacia Azul	7 Tiempo en SGA	8 Tiempo hacia $T_{min}$	9 Tiempo hacia Azul	10 SGR
MM2003										
40 $M_{\odot}$ Sin Rotacion	35.45	16.78	18.67	19.03	0.76	18.27	398,454	12,016	386,438	×
40 $M_{\odot}$ Con Rotacion	32.87	22.46	10.41	8.31	0.33	7.97	57,319	3,396	53,923	×
60 $M_{\odot}$ Sin Rotacion	50.04	43	7.04	4.24	1.04	3.20	14,621	4,367	10,253	×
STARS										
40 $M_{\odot}$	33	16.82	16.18	16.05	6.08	9.97	80, 535	32,160	48,374	✓
45 $M_{\odot}$	35.78	23.45	12.33	16.64	3.5	13.15	34,023	9,200	24,823	✓
50 $M_{\odot}$	38.08	20.44	17.64	17.01	4.56	12.44	19,730	6,587	13,143	✓
55 $M_{\odot}$	39.92	22.55	17.37	16.76	5.30	11.47	15,000	4,783	10,226	✓
60 $M_{\odot}$	41.03	24.52	16.51	16.52	3.90	12.63	14,329	3,471	10,858	✓

Cuadro 4.2: Cantidad de masa perdida para diferentes etapas evolutivas en  $M_{\odot}$ . Los tiempos estan definidos en *años*.

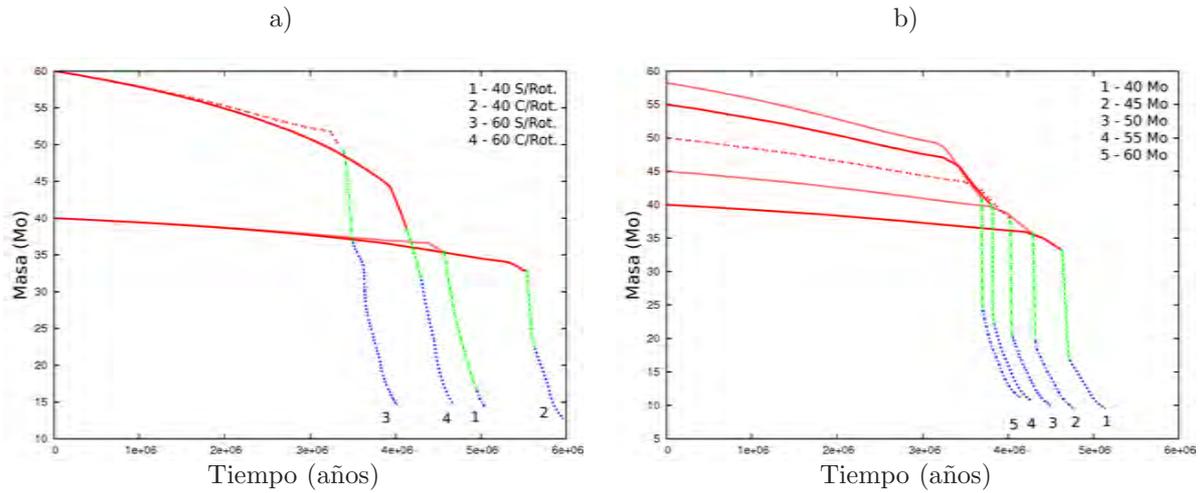


Figura 4.20: Masa de la estrella (en  $M_{\odot}$ ) dependiendo del tiempo evolutivo *a)* modelos de MM2003 *b)* modelos de STARS. La parte *roja* marca la etapa de SP, la *verde* la se SGR/LBV y la parte *azul* la fase evolutiva final de WR.

do el cascarón de SGR/LBV siguees barrido hasta entre 9 – 10 pc, tenemos tiempos del órden de  $10^5$  años (Ver cuadro 4.3). Prácticamente la burbuja a este tiempo es dominada por la etapa evolutiva de SGR/LBV para los modelos de Meynet & Maeder (2003) y de WR para los modelos de STARS. Por lo tanto para los modelos de MM2003 el viento de WR no es el *principal* encargado de barrer los grumos hacia una distancia de 10 pc debido a la larga duración de la etapa de SGR/LBV. Mientras que en el caso de los modelos de STARS esto es debido a la interacción del viento de WR con el viento de SGR/LBV.

Modelo	Edad dinámica (años)	Tiempo en WR (años)
Maeder & Meynet (2003)		
40 M <sub>⊙</sub> Sin Rotación	$4.3 \times 10^5$	$0.4 \times 10^5$
40 M <sub>⊙</sub> Con Rotación	$1.1 \times 10^5$	$0.2 \times 10^5$
60 M <sub>⊙</sub> Sin Rotación	$3.8 \times 10^5$	$0.5 \times 10^5$
STARS		
40 M <sub>⊙</sub>	$2.5 \times 10^5$	$1.2 \times 10^5$
45 M <sub>⊙</sub>	$1.6 \times 10^5$	$1.2 \times 10^5$
50 M <sub>⊙</sub>	$1.3 \times 10^5$	$0.9 \times 10^5$
55 M <sub>⊙</sub>	$1.3 \times 10^5$	$10^5$
60 M <sub>⊙</sub>	$1.7 \times 10^5$	$1.5 \times 10^5$

Cuadro 4.3: Tiempos de vida dinámicos calculados desde el inicio del viento de SGR/LBV de los distintos modelos de evolución estelar utilizados en esta tesis para cuando la burbuja de viento estelar alcanza un radio de 9 – 10 pc. La tercer columna se refiere al tiempo que lleva el modelo en la etapa de WR.

# 5

## Confrontación entre Teoría y Observaciones

S308 es una burbuja de viento estelar detectable en el óptico y en rayos X. Esta emisión en óptico ha sido estudiada por varios autores. La primera vez que se detectó su morfología redonda en [OIII] fue Chu et al. (1982). Se ha calculado que su masa ionizada detectada en [OIII] es de  $22 M_{\odot}$  con una velocidad de expansión de entre  $60 - 65 \text{ km s}^{-1}$  (Chu et al. 1982; Esteban et al. 1992). En 1999 se reportó por primera vez que S308 tenía emisión en rayos X suaves con el satélite de rayos X *ROSAT*. Chu et al. (2003) obtienen imágenes mas detalladas de la parte noroeste de S308 (el *blowout* que presenta S308) en donde señalan varias características de la burbuja: que la emisión óptica en [OIII] es externa a la emisión de rayos X detectada, que esta emisión se da en forma de grumos, tiene un espectro suave con una línea de emisión que domina en el triplete de NVI y proponen que el mecanismo por el cual la emisión en rayos X es suave es debido a un frente de conducción que se encuentra entre las dos capas observadas en el óptico y en rayos X. Dado que S308 tiene una estrella WR en su centro con abundancias de N y He aumentadas en la nebulosa, esto sugiere que S308 esta constituida por material eyectado de la estrella durante la fase anterior de SGR/LBV (Esteban et al., 1992).

En general, no todas las nebulosas alrededor de estrellas WR se pueden comparar con los resultados obtenidos de los modelos de García-Segura et al. (1996a, 1996b), dado que no todas las nebulosas alrededor de estas estrellas tienen forma de anillo y por lo tanto su naturaleza física es incierta, además de la falta de observaciones para comparar con los modelos (Gruendl et al. 2000). Gruendl et al. (2000) seleccionaron una muestra de nebulosas de anillo alrededor de estrellas WR que tienen bien definida su nebulosa y tienen disponible buena información cinemática y de abundancias para las cuales hacen mapas de [OIII]  $\lambda 5007$  y  $H\alpha$  para estudiar su estructura junto con sus abundancias químicas. Ellos encuentran que la emisión de [OIII] siempre es externa a la emisión de  $H\alpha$  (o la emisión de  $H\alpha$  es nula, para su clasificación del tipo IV; Ver Gruendl et al. 2000). Proponen que esta separación entre la emisión de  $H\alpha$  y [OIII] es debido al enfriamiento radiativo, cuando la temperatura baja la densidad aumenta (Cox, 1972) y esta separación depende de la temperatura postchoque, la cual es determinada por la velocidad del choque y de la tasa de enfriamiento. Chu et al. (2003) mostraron que la emisión en rayos X es interna a la emisión de [OIII] y que los grumos observados en rayos X concuerdan con las posiciones de los grumos en  $H\alpha$  (figura 1.1b). La razón por la cual podemos tener emisión óptica en [OIII] y que no exista emisión en  $H\alpha$  es que esta última decrece su intensidad para temperaturas más grandes que  $10^4 \text{ K}$ , mientras que el caso de [OIII] que es una línea ocasionada por excitación colisional, aumenta su intensidad para temperaturas  $\gtrsim 10^4 \text{ K}$ . Por lo tanto se esperan que tracen regiones diferentes, especialmente en zonas en donde las condiciones físicas cambian abruptamente para las burbujas interestelares (Gruendl et al. 2000).

## 5.1. Emisión óptica de [OIII]

Los estudios multifrecuencias de los objetos astronómicos son necesarios para comprender todos los efectos, o la mayoría de ellos, que juegan un papel importante en los efectos evolutivos observables. Esteban et al. (1992) hicieron un estudio espectroscópico de 7 nebulosas de anillo alrededor de estrellas WR, entre ellas S308 (Ver figura 5.1). En su estudio de rendijas para medir la intensidad del cociente  $[OIII]/H\beta$ , obtienen valores de entre 7.2 – 8.03 para S308, teniendo para la rendija C un valor que sale de este rango con 19.35. Ellos calculan una masa ionizada de  $22 M_{\odot}$  y una velocidad de expansión del gas de  $60 \text{ km s}^{-1}$ . Esteban et al. (1993) elaboran modelos de fotoionización de 7 nebulosas de anillo para predecir los factores de líneas observadas en el óptico y estudiar los parámetros fundamentales de sus estrellas centrales (Luminosidad y Temperatura efectiva). Para sus modelos de S308 logran reproducir cocientes de  $[OIII]/H\beta$  de  $\sim 7$  tomando los parámetros estelares como  $\log L_* = 5.61 L_{\odot}$ ,  $\log T_* = 4.85$  y una tasa de fotones ionizantes de  $S_* = 2.9 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$ .

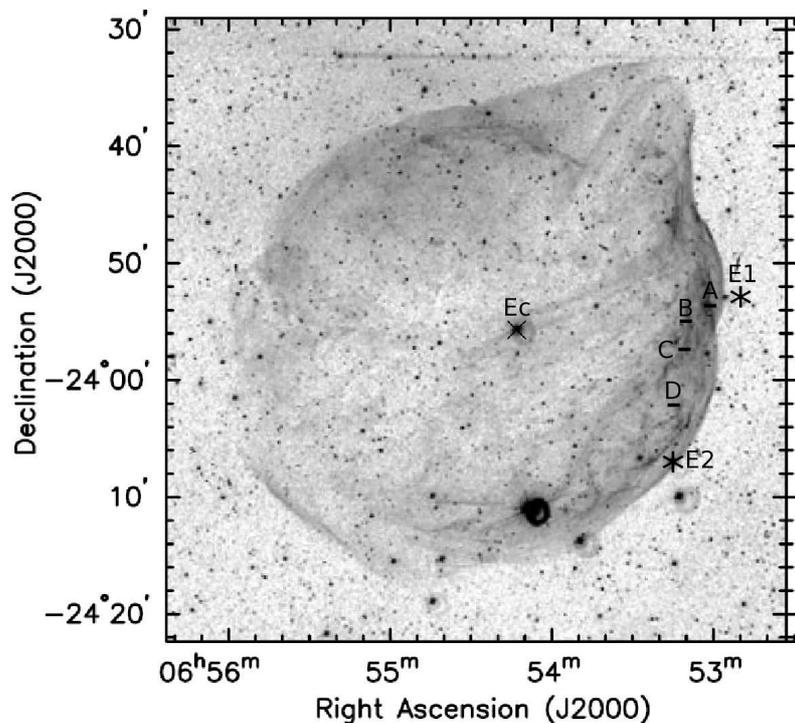


Figura 5.1: Posiciones de las rendijas definidas por Esteban et al. (1992) sobrepuestas en la imagen de  $[OIII]+H\alpha$  de Chu (2007). La estrella central está marcada con  $Ec$  y las estrellas de referencia usadas para identificar las rendijas están marcadas con  $E1$  y  $E2$ .

Chu (2007) hace un estudio de rendija larga *echelle* en esta separación entre la emisión de  $[OIII] \lambda 5007$  y la emisión en rayos X, concluyendo que esta separación se encuentra *llena* con emisión de  $[OIII]$ . Por lo tanto

esta capa también se encuentra llena de material estelar de la etapa de SGR expandiéndose a una velocidad uniforme de  $65 \text{ km s}^{-1}$  y la emisión de [OIII] en la capa externa es debida a fotoionizaciones por la estrella central y no por choques, como anteriormente habían postulado (Gruendl et al. 2000, Chu et al. 2003).

### 5.1.1. Modelos de fotoionización con Cloudy

Para hacer comparaciones con las observaciones hechas en el óptico en [OIII]  $\lambda 5007$  de S308, hemos aplicado a nuestros perfiles de densidad en 1D y 2D el código de física de plasmas en 1D Cloudy<sup>1</sup> (Ferland, G.J. et al., 1998) versión 08.00. Este código de física de plasmas simula nebulosas en el MIE o extragaláctico en equilibrio de ionización y balance térmico considerando a la nebulosa como estática. Basta con suponer una fuente ionizante, un perfil de densidad para la nebulosa, metalicidad y una geometría y Cloudy puede dar como salida archivos con el espectro incidente en la nebulosa, el espectro transmitido, el observado fuera de la nebulosa y distintas propiedades del gas que se pueden especificar en un archivo de entrada.

Lo primero que necesitábamos para aplicar Cloudy a nuestros perfiles de densidad y poder hacer comparaciones con las observaciones de la intensidad de la línea de [OIII] con respecto a  $H\beta$  (Esteban et al., 1992; Esteban et al., 1993) era el de parametrizar el espectro incidente en la nube, esto es, el espectro intrínseco de la estrella. Esto lo hicimos basándonos en el estudio de estrellas WR hecho por Hamann et al. (2006) en donde utilizan los modelos *Potsdam Wolf-Rayet* (PoWR<sup>2</sup>) (Hamann & Grafener, 2004) y hacen modelos de espectros sintéticos para diferentes etapas evolutivas de las estrellas WR aplicados a 63 estrellas de este tipo, incluida la estrella central de S308, WR6. Estos modelos suponen una pérdida de masa esférica con una ley Beta para  $V_\infty$ , el radio estelar  $R_*$  se toma como la frontera interior de cada modelo de atmosferas y corresponde por definición a la profundidad óptica de Rosseland con un valor de 20. La temperatura efectiva  $T_*$  se define por la luminosidad y el radio via la Ley de Stefan-Boltzmann. Se toman en cuenta modelos para iones de H, He, NIII, NIV, CIII y CIV. El número total de niveles fuera de equilibrio termodinámico local (Non-LTE) es de 261 incluyendo 72 superniveles correspondientes al hierro. La forma del espectro obtenido para WR6 de éstos modelos PoWR es el denominado como 12-18, el cual Hamann et al. (2006) señalan como el más aproximado a WR6 (Ver figura 5.2). En la figura 5.3 se muestra uno de los archivos de entrada de Cloudy como ejemplo.

En la figura 5.4 graficamos las trazas evolutivas de los modelos de MM2003 y STARS junto con los parámetros utilizados por los modelos *Potsdam Wolf-Rayet* (estrella) y los parámetros de Esteban et al. (1993) (cuadro). Estos caen casi sobre el modelo de  $40 M_\odot$  sin rotación en los casos de MM2003 y entre los modelos de  $40$  y  $45 M_\odot$  para el caso de los de STARS.

Con este espectro para WR6, con las metalicidades obtenidas por Esteban et al. (1992 y 1993) y utilizando un factor de llenado de 0.5 (Chu et al., 2003) hemos hecho uso de Cloudy para diferentes perfiles de densidad tomando los resultados hidrodinámicos de las simulaciones. Es de nuestro interés comparar la intensidad del cociente [OIII]/ $H\beta$  de toda la burbuja simulada con los valores obtenidos de las observaciones. Esto lo hicimos tomando las simulaciones en donde la interacción entre el viento de SGR/LBV y el viento de WR ha llegado a alrededor de 10 pc. Tenemos que evitar las celdas en donde se inyecta el viento estelar de manera térmica porque podríamos tener una sobre estimación de la emisión de esta línea, por lo tanto todos los perfiles de [OIII]/ $H\beta$  presentados tienen un rango de distancias de 5 a 11 pc. Cabe mencionar que en nuestras simulaciones numéricas la burbuja caliente se encuentre ionizada colisionalmente y en este estudio del gas fotoionizado no podemos incluir el gas ya ionizado por colisiones, pero este es de baja densidad tal que no afecta los resultados de manera significativa.

<sup>1</sup>[www.nublado.org](http://www.nublado.org)

<sup>2</sup><http://www.astro.physik.uni-potsdam.de/wrh/PoWR/powrgrid1.html>

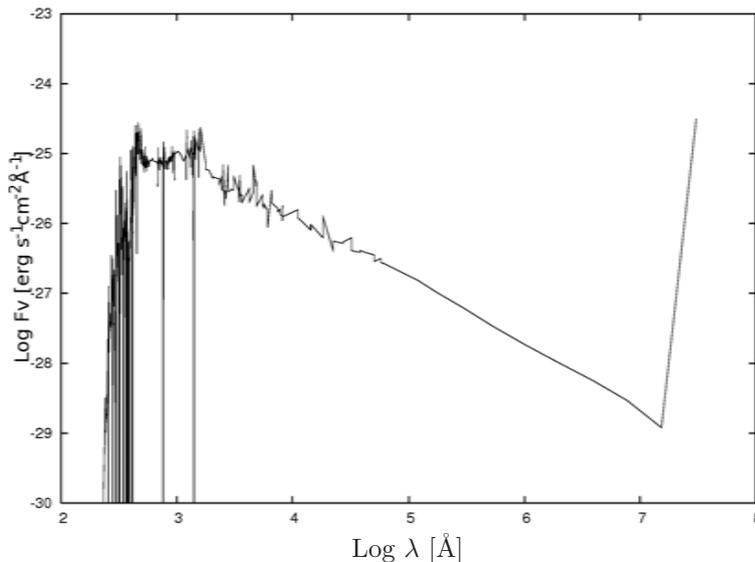


Figura 5.2: Espectro obtenido de los modelos de Hamann et al.(2006) para WR6.

En la figura 5.5 se presentan el valor del cociente  $[OIII]/H\beta$  a través de las simulaciones obtenidas de los modelos de MM2003 en 1D (sin tomar en cuenta el modelo de  $60 M_{\odot}$  con rotación). Los perfiles correspondientes a 40sCT y 40sSC (*a* y *b*) corresponden a 40 mil años después del inicio del viento rápido, los casos correspondientes a 40cCT y 40cST (*c* y *d*) son a 20 mil años y los casos de 60sCT y 60sSC son a 100 mil y 70 mil años, correspondientemente. Para los casos de  $40 M_{\odot}$  sin Rotación (figura 5.5a y b) el cascarón de interacción entre los dos vientos se encuentra en el mínimo de las figuras, a  $\sim 8.8$  pc que corresponde a un valor del cociente  $[OIII]/H\beta$  de 5 (para ambos casos) y el valor interno de este factor a este cascarón es de 9. En estos casos el cascarón de interacción de los vientos es muy delgado. Para los casos de  $40 M_{\odot}$  con rotación el cascarón de interacción de los vientos es más ancho y esto se refleja en el grosor del perfil del cociente  $[OIII]/H\beta$ ; lo mismo se observa en el caso de 60sCT. Para los 6 perfiles se observa que el valor de  $[OIII]/H\beta$  interno al cascarón de interacción entre los vientos es de  $\sim 9$ . Para todos los casos podemos reproducir un factor  $[OIII]/H\beta$  de  $\sim 8$  para radios de entre 6 – a la posición del cascarón de interacción de los vientos.

En la figura 5.6 mostramos los perfiles del cociente  $[OIII]/H\beta$  para modelos resultados de las simulaciones en 1D de los modelos de STARS. Los incisos a), b), c) y d) corresponden a los casos de 40, 50, 55 y  $60 M_{\odot}$  sin CT y solo para mostrar las diferencias los incisos e) y f) son perfiles del cociente  $[OIII]/H\beta$  correspondientes a los modelos de 50 y  $60 M_{\odot}$  con CT. Los perfiles correspondientes a los casos sin CT tienen las mismas características entre sí, a excepción del modelo de  $55 M_{\odot}$  el cual presenta un perfil de doble emisión, esto debido a que después de la interacción entre los vientos el modelo presenta una erupción de masa extra que a este tiempo se encuentra a 5.5 pc de la estrella. En el caso de 55CT podemos apreciar la posición de la interacción de los vientos a  $\sim 6.4$  pc en donde el cociente  $[OIII]/H\beta$  baja hasta 3 pero inmediatamente sube de nuevo hasta  $\sim 8$  debido al cascarón denso que se forma en estos modelos. De nuevo podemos ver que el caso de 60CT se ve muy parecido a los casos sin CT.

También aplicamos Cloudy a los resultados radiativo-hidrodinámicos provenientes de los modelos en 2D. Seleccionando perfiles de densidad en los que los grupos resultado de la destrucción del cascarón de SGR/LBV

```

1      dlaw table
      continue 18.793901 -0.497474
      continue 18.798182 -0.533995
      [...]
      continue 19.563368 1.041239
      continue 19.564098 1.095034
      end dlaw
8      table read file wr6_incident.txt
9      luminosity total 39.2
10     sphere
11     radius 18.8 to 19.55
12     abundances hii
      element abundance helium -0.6778
      element abundance oxygen -3.9586
      element abundance nitrogen -3.82391
      element abundance carbon -4.1307
      element abundance neon -4.5686
      element abundance silicon -4.88606
19     filling factor = 0.500
20     punch overview wr6_D40z_e_s_2C_0565.ovr
21     punch continuum wr6_D40z_e_s_2C_0565.con units angstrom
22     punch lines, emissivity, wr6_D40z_e_c_2C_0565.o.str
23     totl 4861
      o 3 5007
25     end of lines

```

Figura 5.3: Ejemplo de archivo de entrada de Cloudy. Del rengón 1 al 7 está representado el perfil de densidad, la primer columna es  $\text{Log}[r/\text{cm}]$  y la 2da columna es  $\text{Log} n$ . El renglón 8 marca el archivo del espectro de la estrella mostrado en la figura 5.2. El renglón 9 es la luminosidad de la estrella central en  $\text{Log}[L/L_{\odot}]$ . Los renglones 10 y 11 marcan la simetría a representar y el radio mínimo y máximo de integración. Del renglón 12 al 18 se muestran las abundancias de la estrella central. Del 20 al 24 son archivos de salida de Cloudy.

debido a la interacción con el viento rápido, han llegado hasta  $\sim 10$  pc. Lo que hicimos para aplicar Cloudy a los perfiles de densidad de 2D fue tomar un sector de las simulaciones que contuvieran los grumos formados de la interacción entre los vientos y hacer un perfil promedio tal que lo pudieramos escribir como un perfil de densidad en 1D y a éste le aplicamos Cloudy. Para los casos de MM2003 seleccionamos los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.9 y los perfiles resultados de Cloudy se encuentran en la figura 5.7. El sector escogido para hacer el perfil de densidad promedio en estos casos fue de entre  $45$  y  $80^{\circ}$  para poder tomar por lo menos un grumo, solo en el caso del perfil de densidad de la figura 4.9a tomamos un rango de entre  $30$  y  $60^{\circ}$ . De nuevo en la posición en donde el grumo es más denso, es en donde el cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  baja y en la parte interna es en donde se alcanza el máximo. Para los casos de 40sCT y 40sSC (figura 5.7a y b) el perfil tiene más estructura debido al promedio en el sector de las simulaciones en 2D seleccionadas. Si nos fijamos en la figura 4.9 estos grumos tienen estructura que al ser promediados en ángulo dan la apariencia de un perfil de *varios* grumos a diferentes distancias a la estrella, por eso se presentan varios mínimos (por ejemplo en la figura 5.7b).

Los resultados del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  obtenido con Cloudy para los casos sin CT de los perfiles de 2D promediados de STARS se muestran en la figura 5.8. Aquí hemos tomado los perfiles en 2D de la figura 4.14 con un promedio en un sector entre  $30$  y  $60^{\circ}$ . Primero hay que notar de los perfiles radiativo-hidrodinámicos es que los grumos tienen más estructura que los grumos para los casos de MM2003, esto hace que en la zona del grumo (en donde el cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ ) sea mas ancha para todos los modelos. El valor mínimo del factor

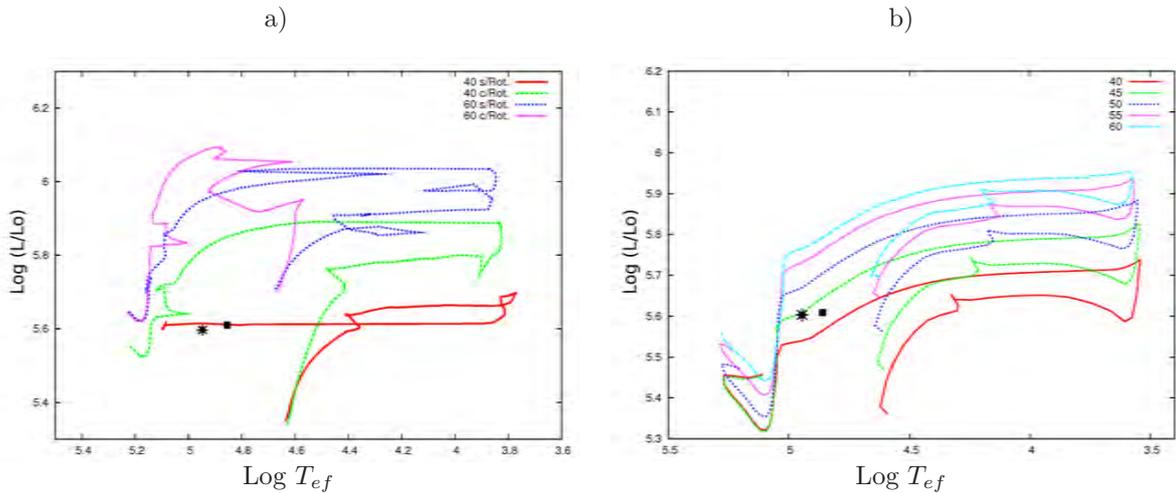


Figura 5.4: Comparación entre los *tracks* evolutivos para los diferentes modelos de evolución estelar: a) modelos de MM2003 b) modelos de STARS. La estrella marca la temperatura efectiva y luminosidad de la estrella central para los ajustes a los modelos de *Potsdam Wolf-Rayet* y el cuadro marca la posición de los parámetros de los modelos de Esteban et al. (1993). Todos los modelos son con metalicidad solar inicial.

en el grupo es de  $\sim 4$  y en la zona interna a los grupos es de 9 como en los casos anteriores.

Por último en la figura 5.9 están graficados los perfiles provenientes de los resultados de las simulaciones de 2D de STARS con CT seleccionados de la figura 4.18. Como era de esperarse el caso de  $60 M_{\odot}$  que es el caso en el que no interactúan con su cascarón denso tiene la misma forma en el perfil del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  sin CT. Para los casos de 40 y  $50 M_{\odot}$  se ve que el cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  baja a 2 y a 4, respectivamente. Para el caso de  $40 M_{\odot}$  como la densidad del cascarón externo a los grupos no es excesivamente alta la estrella alcanza a ionizar 1 pc más dentro del cascarón (entre 7 y 8 pc), pero para el caso de  $50 M_{\odot}$  como el cascarón tiene densidades más altas (Ver figura 4.18b) casi no se ioniza este cascarón.

En general todos los perfiles muestran un máximo y un mínimo en el cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ , en donde el mínimo corresponde a la posición de los grupos (o del cascarón de interacción entre los vientos para el caso de los modelos de 1D) y su valor varía entre 3 y 6; el valor del máximo corresponde a la parte interna a los grupos, esto es, la parte del grupo más cercana a la estrella, que es la parte que se fotoioniza más y su valor del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  se encuentra a un poco menos de 9 para todos los casos. Para los perfiles del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  correspondientes a los modelos de 1D el salto desde el valor máximo al mínimo se da en una separación muy pequeña, de alrededor de 0.1 pc, pero en los casos correspondientes a los perfiles provenientes de los resultados en 2D este salto se da en una separación espacial de más de 0.5 pc, por ejemplo para los casos a y b de la figura 5.7, todos los casos de la figura 5.8 y la figura 5.9. Es en este *gap* en donde se alcanzan los valores observados por Esteban et al. (1993) del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ .

Una observación importante es que los valores medidos a través de las observaciones toman en cuenta una contribución en densidad y temperatura, mientras que los resultados obtenidos con Cloudy solo pueden aceptar el perfil de densidad o el de temperatura para llevar a cabo los cálculos y se supone presión constante.

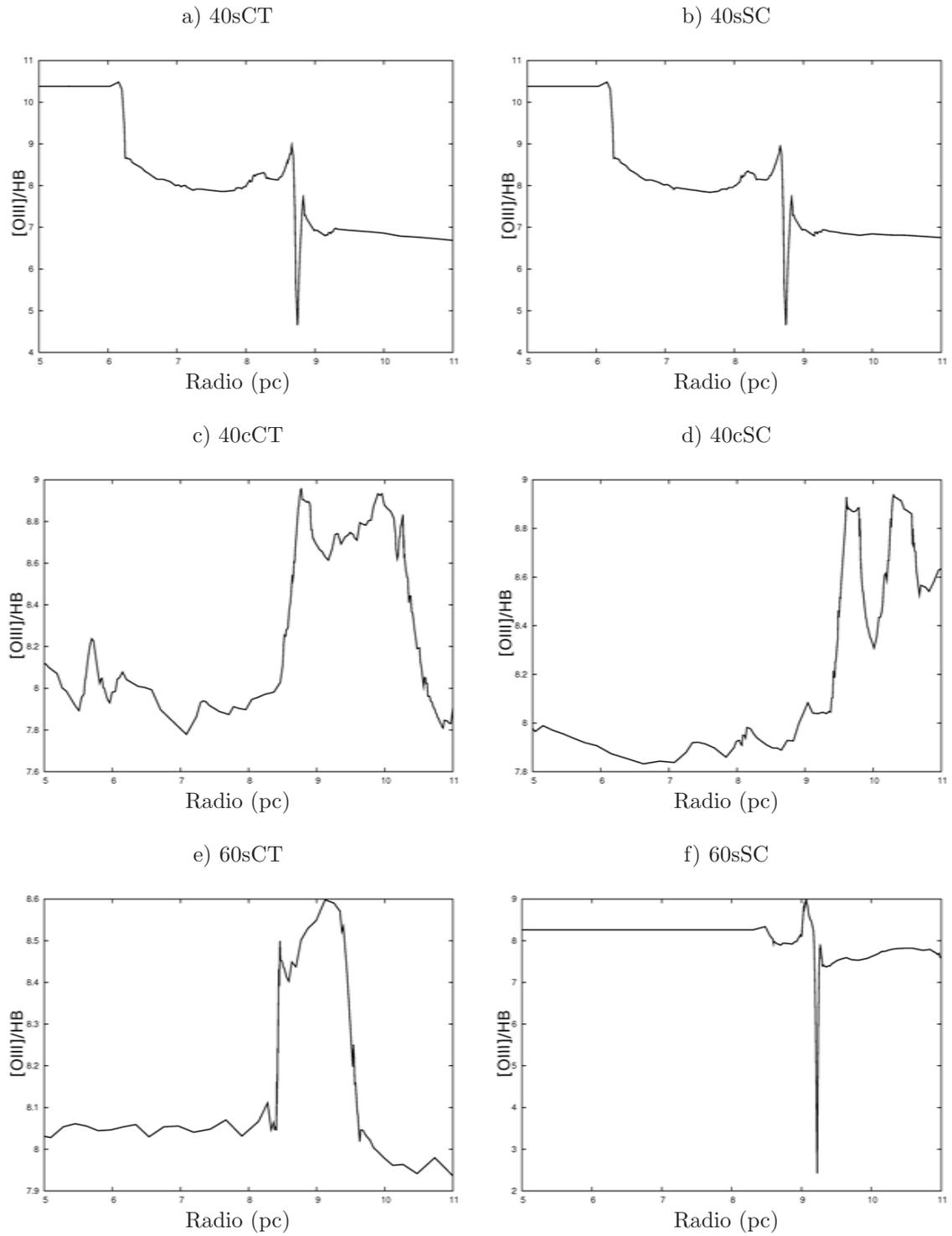


Figura 5.5: Perfiles del cociente  $[OIII]/H\beta$  resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos correspondientes a los modelos de MM2003 en 1D. Los tiempos de cada modelo son: a) 40 mil años b) 40 mil años c) 10 mil años d) 30 mil años e) 100 mil años f) 70 mil años después del inicio de la etapa de WR.

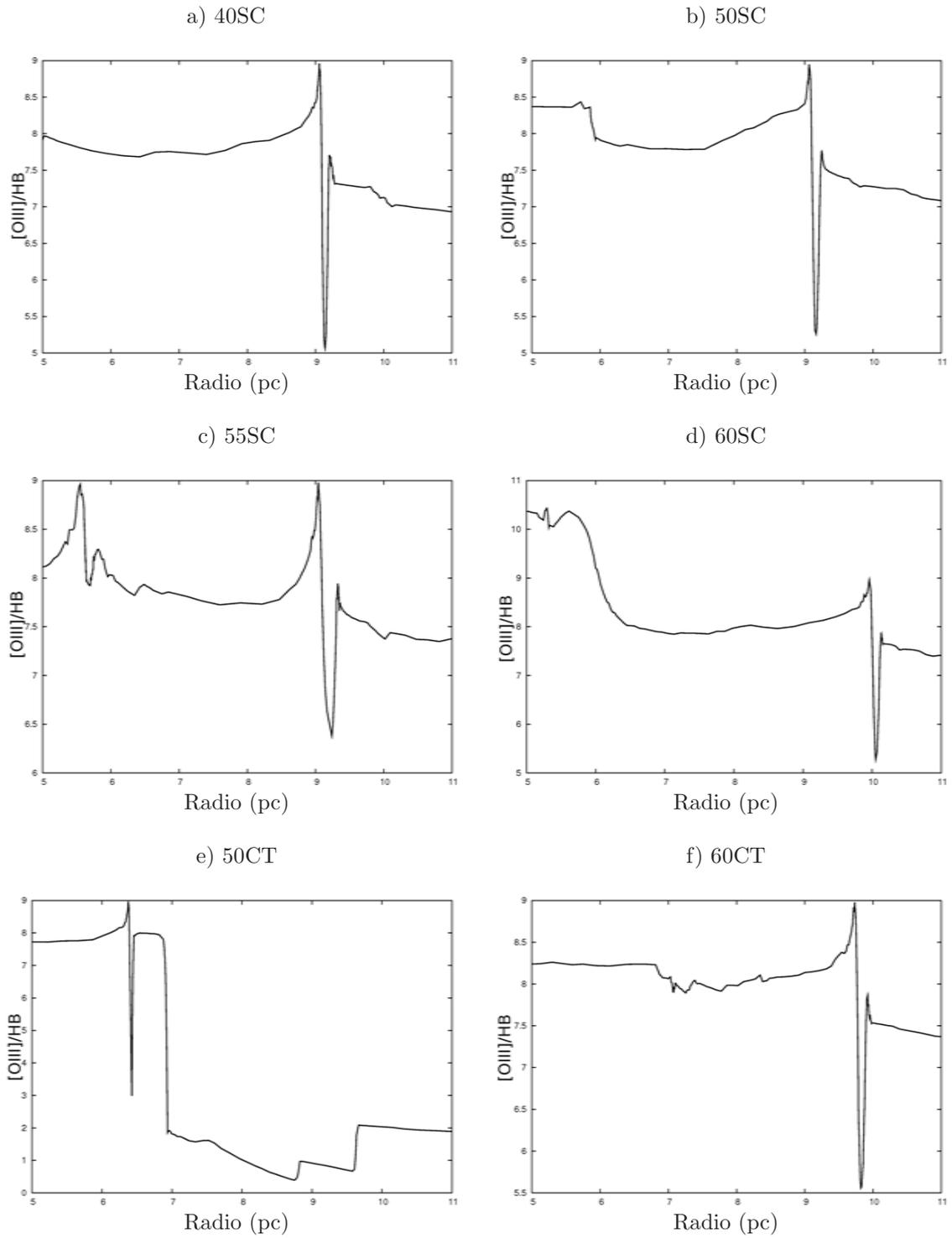


Figura 5.6: Perfiles del cociente  $[OIII]/H\beta$  resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos correspondientes a los modelos de STARS tomados de simulaciones en 1D. Los tiempos para cada modelo son: a) 120 mil años b) 90 mil años c) 90 mil años d) 80 mil años e) 140 mil años f) 80 mil años después del inicio del viento de WR.

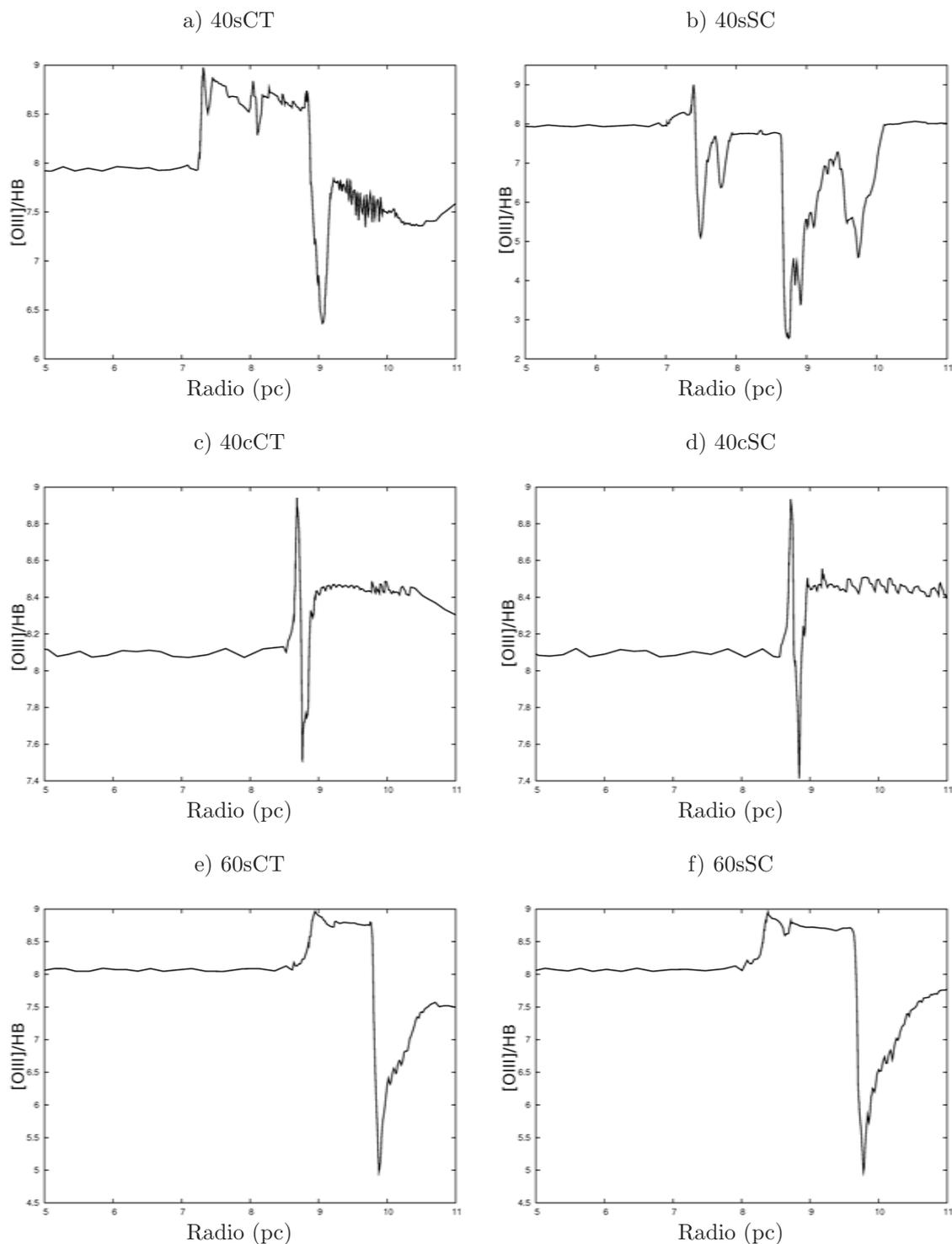


Figura 5.7: Perfiles del cociente  $[OIII]/H\beta$  resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos en 2D después de crear un perfil promediando un sector correspondientes a los modelos de MM2003. Estos perfiles corresponden a los resultados numéricos de la figura 4.9.

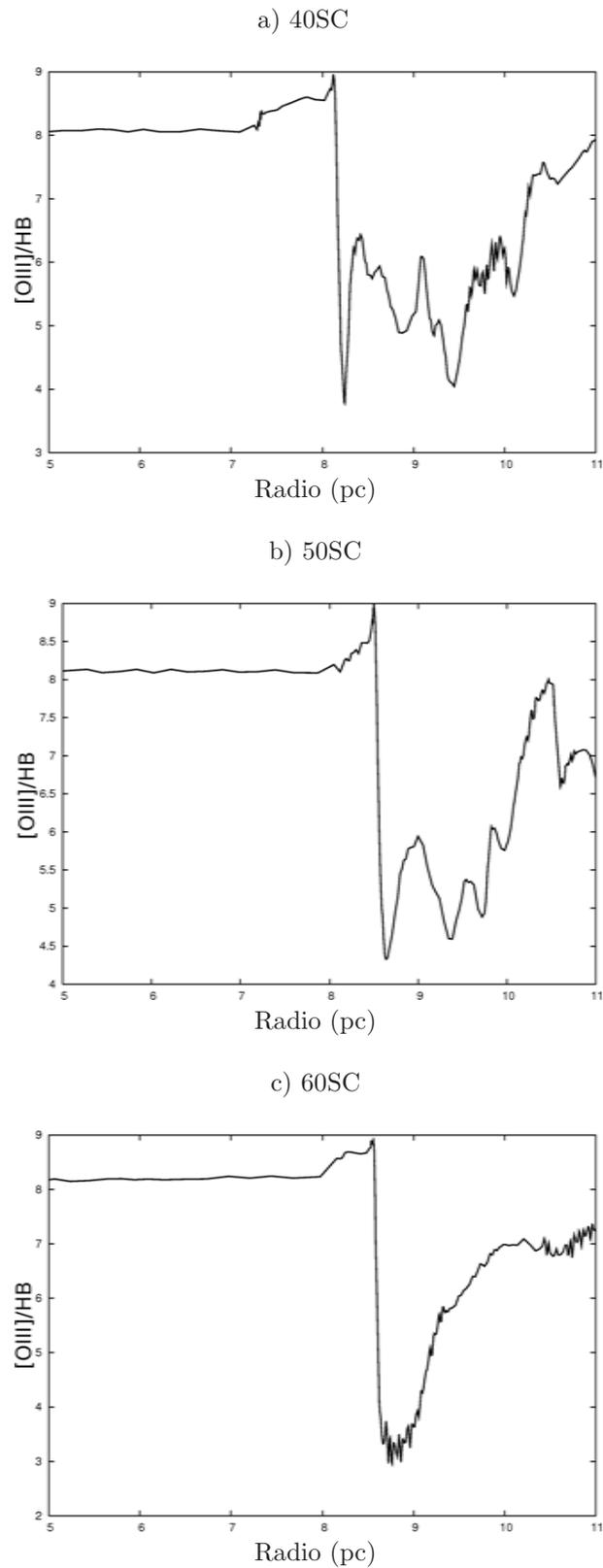


Figura 5.8: Perfiles del cociente  $[OIII]/H\beta$  resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos en 2D después de crear un perfil promediando un sector correspondientes a los modelos de STARS sin CT. Estos perfiles corresponden a los resultados numéricos de la figura 4.14.

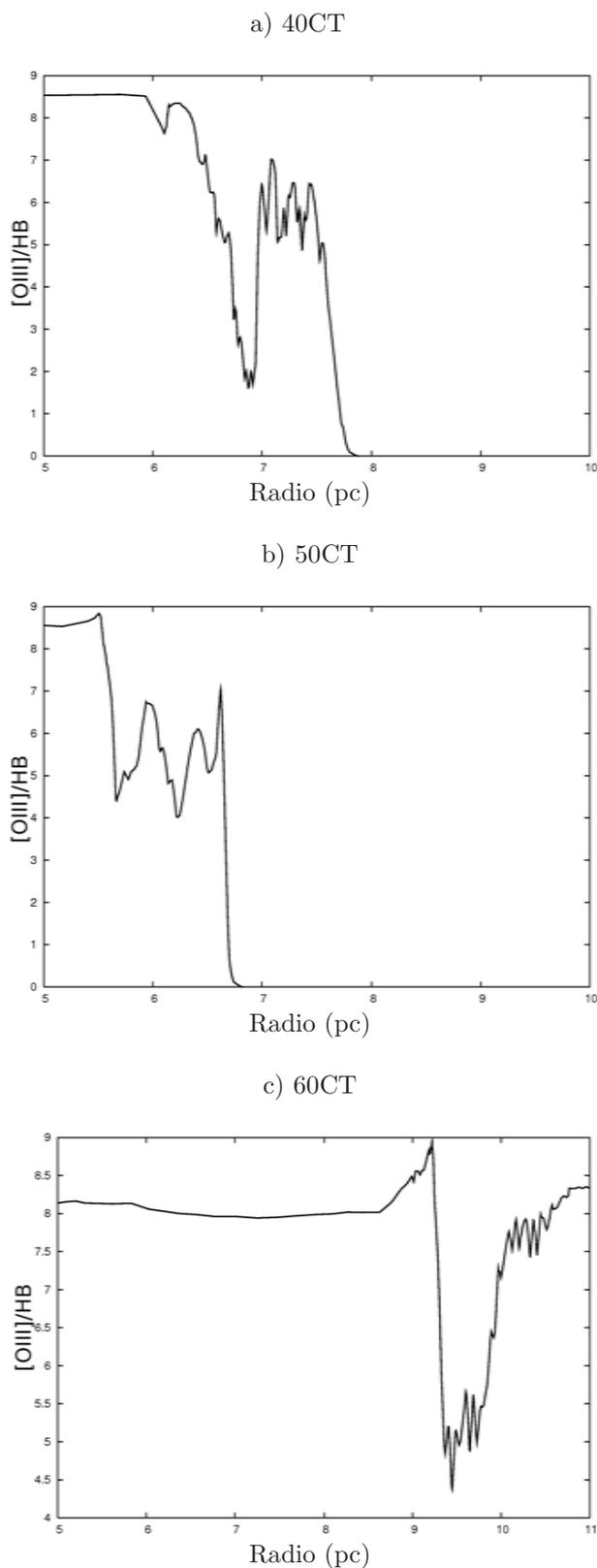


Figura 5.9: Perfiles del cociente  $[OIII]/H\beta$  resultantes al aplicar Cloudy a los resultados hidrodinámicos en 2D después de crear un perfil promediando un sector correspondientes a los modelos de STARS con CT. Estos perfiles corresponden a los resultados numéricos de la figura 4.18

## 5.2. Espectros Sintéticos y Brillos Superficiales de Rayos X

A partir de los resultados radiativo-hidrodinámicos hemos creado los espectros sintéticos correspondientes. La manera en que hacemos esto es con un algoritmo que calcula el *Differential Emission Measure* (DEM), el cual es una manera de describir la distribución de temperatura y energía. Lo que se hace es crear un arreglo correspondiente a los *bins* logarítmicos de temperatura del plasma para temperaturas mayores a  $10^5$  K, descubrimos que  $\sim 100$  bins para un rango de temperaturas entre  $10^5$  y  $10^8$  K son suficientes para dar una buena representación a los espectros y brillos superficiales. A cada celda de la simulación se le encuentra su temperatura  $T$  y se le asigna su medida de emisión correspondiente, el siguiente paso es calcular el espectro de rayos X a cada  $T$  con la suposición de equilibrio de ionización colisional y utilizando los resultados de Mazzotta et al. (1998) para las fracciones de iones. Para ilustrar esto, en la figura 5.10 se grafican las distribuciones del DEM para los bins de temperaturas para los modelos de 40CT, 40SC, 40sSC y 40cCT. Aquí se puede apreciar que la principal contribución es en el rango de los rayos X suaves ( $\sim 10^6$  K) pero existe una contribución importante alrededor de  $10^7$  K para los casos de STARS y para los casos de MM2003 todavía existe contribución a temperaturas más altas. Hay que resaltar que estos espectros resultantes son una composición de contribución de gas a diferentes temperaturas, mientras que los modelos que resultan de las observaciones a ajustar una sola temperatura así como las abundancias.

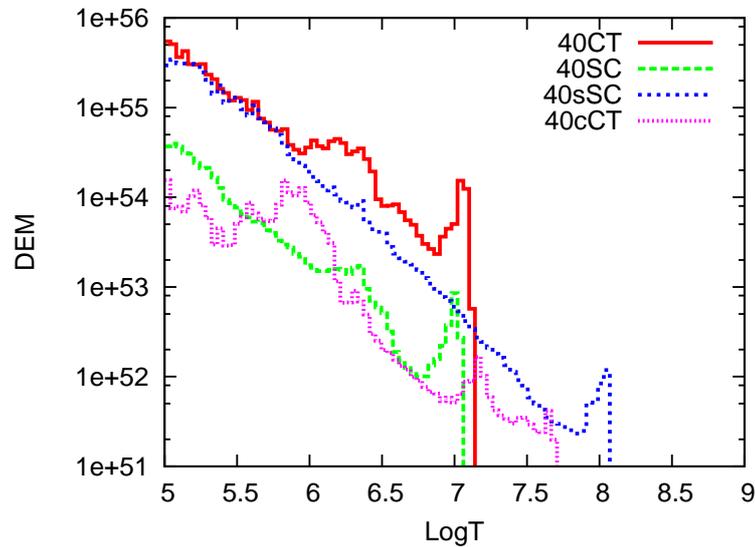


Figura 5.10: Diferencial Emission Measure asignada a los bins de temperatura para los modelos de 40CT, 40SC, 40sSC y 40cCT, cuando la interacción entre vientos está hacia 10 pc.

Las intensidades de las líneas espectrales están interpoladas de la base de datos APED (*Astrophysical Plasma Emission Database*; Smith et al., 2001) mientras que el continuo está calculado con un código propio que toma en cuenta la contribución de los procesos libre-ligado, libre-libre y de dos fotones. Sumando todos los espectros de las celdas nos da el espectro total de la nebulosa. Después hay que tomar en cuenta la absorción interestelar por hidrógeno neutro que afecta fuertemente el espectro a energías menores a 1 keV. Finalmente pasamos el espectro por la matriz de respuesta ARF (*Ancillary Response File*) y RMF (*Redistribution Matrix File*) del telescopio espacial *Newton - XMM* para comparar directamente con las observaciones. La matriz ARF describe la eficiencia efectiva en área de las cámaras del telescopio, su eficiencia cuántica y la pérdida de flujo debida a las separaciones físicas entre los CCD's de las cámaras. Mientras que la matriz de redistribución RMF provee la información de la manera en que se han detectado los fotones, esto es la distribución de pixeles por fotón en unidades de tiempo de la detección.

Para mostrar cómo influye instrumentalmente la observación, en la figura 5.11 hemos graficado como se ve un espectro constante pasado por las matrices de respuesta. En la figura 5.11a está graficado este espectro para un rango de energías de 0 – 10 keV para ver un efecto más completo, pero en la figura 5.11b esta solamente el rango de 0 – 3 keV que es el rango adecuado para comparar con las observaciones analizadas de S308. Es notorio que en el rango de 1.5 a 2.5 keV el instrumento crea algunas líneas notables. De igual manera a energías menores a 0.2 keV existe una contribución debido al instrumento, pero este rango de energías se puede *despreciar* dado que aquí es donde se tiene contribución del ruido instrumental, además de que a energías  $\lesssim 0.2$  keV la absorción debida a H afecta fuertemente el espectro.

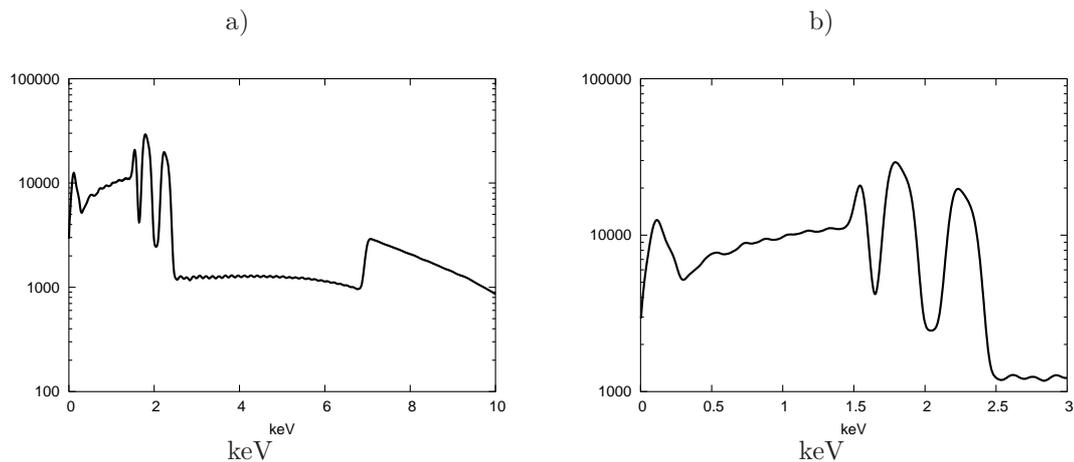


Figura 5.11: Resultado de convolucionar un espectro constante con las matrices de respuesta del telescopio espacial *Newton – XMM*. a) Todo el rango energético (0 – 10 keV) b) El rango energético en el que estamos interesados para S308. Los valores del eje Y son valores sin ningún interés.

### 5.2.1. Espectros Sintéticos en rayos X

Solo presentamos los espectros correspondientes a los resultados radiativo-hidrodinámicos cuando los grupos están entre 9 y 10 pc de distancia a la estrella correspondientes a resultados hidrodinámicos en 1D y 2D con una densidad columnar de  $N_H = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  como en la obtenida con el modelo de MEKAL por Chu et al. (2003) en un rango de energías de 0.25 – 1.15 keV, para comparar directamente con las observaciones.

Para apreciar las diferencias que le imprime la detección y análisis con el telescopio espacial Newton – XMM, en la figura 5.12 mostramos el espectro intrínseco (sin ser modificado por la absorción de H ni haberlo convolucionado con las matrices de respuesta del telescopio) y al mismo tiempo mostramos el resultado que obtendríamos debido al H y a las matrices del telescopio para el caso del modelo de 50SC cuando la interacción entre el viento rápido de WR contra el de SGR/LBV está hacia  $\sim 10$  pc tomando en cuenta una distancia de 1.8 kpc para tomar la disolución del flujo con respecto a la distancia para convertir a *cuentas* como en las observaciones. Es claro el efecto de la absorción de fotones en el rango de los rayos X suaves (por debajo de 0.5 keV) debido al H.

En la figura 5.13 presentamos los espectros correspondientes a los perfiles en 1D de los modelos evolutivos de MM2003 y en la figura 5.14 los casos para los modelos de STARS en 1D. Todos los modelos presentan

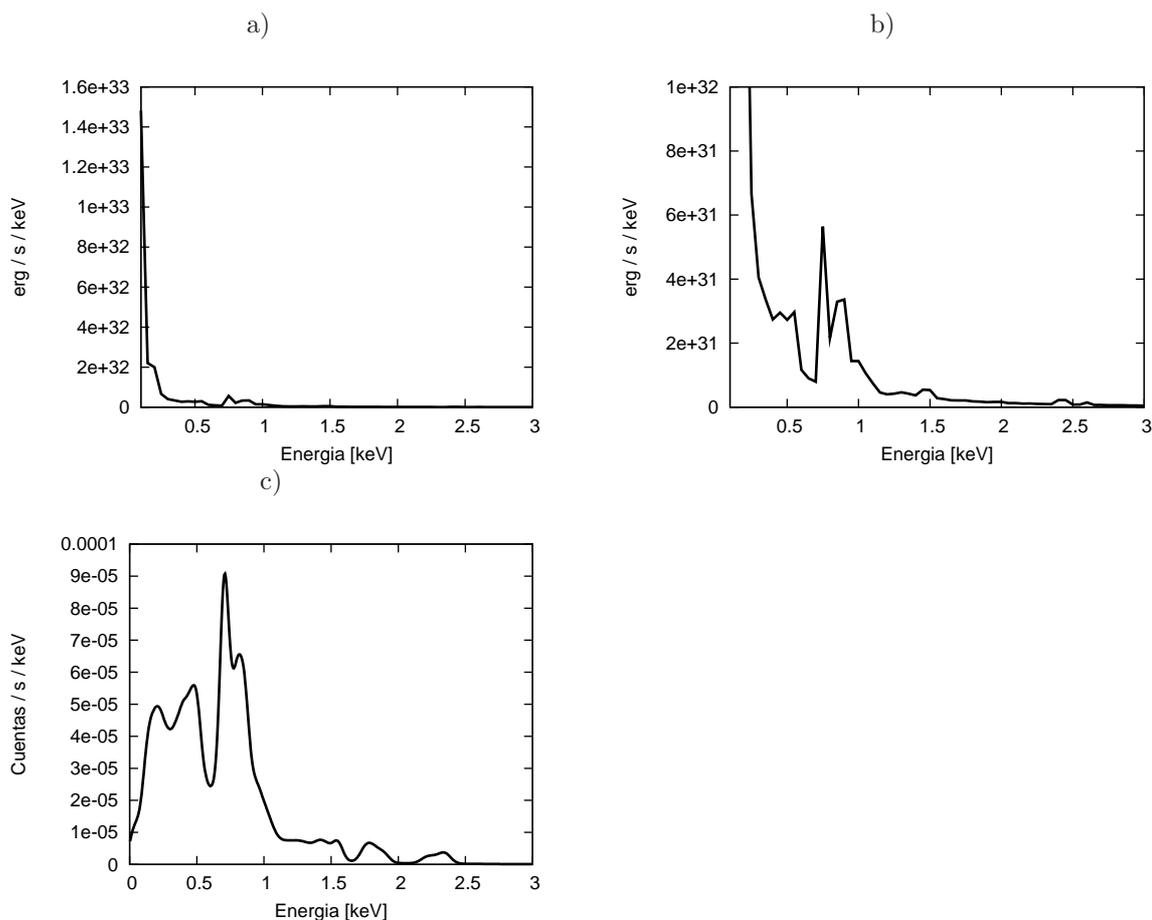


Figura 5.12: a) Espectro Intrínseco (sin tomar en cuenta absorción debida a H ni efectos instrumentales b) Mismo que a) pero restringiendo el eje Y a menor escala c) Resultado de convolucionar el espectro intrínseco con las matrices del telescopio de rayos X y tomar en cuenta la absorción debida a H con una densidad columnar de  $N_H = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ .

una línea intensa a  $\sim 0.8 \text{ keV}$ , correspondiente a rangos de temperatura en el gas de un poco menos de  $10^7 \text{ K}$  (emisión de He y Fe). En general para todos estos espectros correspondientes a las simulaciones numéricas en 1D, las líneas que aparecen a causa del telescopio (Ver figura 5.11) son muy notables, a diferencia de los espectros de las observaciones (Ver Capítulo 3), en donde los espectros son suaves para energías mayores a  $1 \text{ keV}$ . La segunda línea más notoria en todos los espectros es la del triplete de NVI a  $0.42 - 0.43 \text{ keV}$ , que es la línea de emisión que domina los espectros observados.

En la figura 5.15 se muestran los espectros correspondientes al primer remapeo a 2D correspondiente a los modelos de MM2003 y en la figura 5.16 al segundo remapeo (Ver Capítulo 4). Para estos espectros la línea alrededor de  $0.8 \text{ keV}$  sigue dominando el espectro y la línea del triplete de NVI sigue siendo la segunda línea más intensa. Los espectros del segundo remapeo hecho a los modelos de MM2003 son más intensos que los correspondientes al primer remapeo en 2D, debido a que en estas simulaciones los grumos generados tienen más masa (Comparar las figuras 4.9 y 4.10), la diferencia es de hasta 2 órdenes de magnitud para algunos casos, por ejemplo las figuras 5.15c y 5.16c.

Los casos correspondientes a los espectros generados de las simulaciones en 2D de los modelos de STARS se encuentran en las figuras 5.17 y 5.18 correspondientes a los casos sin y con CT, respectivamente. Los espectros con CT son espectros más intensos para estos casos, todos con la misma forma que los espectros anteriores.

### 5.2.2. Brillos Superficiales en rayos X

Los brillos superficiales los hicimos bajo el mismo algoritmo de DEM pero ahora hay que hacer una proyección e integral por la línea de visión para cada conjunto de DEM correspondiente a cada punto espacial. Esto también toma en cuenta la absorción interestelar debida a hidrógeno neutro y la respuesta del telescopio. Estos brillos superficiales obtenidos de las simulaciones radiativo-hidrodinámicas los podemos comparar con los perfiles de brillo superficial de la emisión de [OIII] obtenidos con Cloudy, solo que a diferencia de los perfiles obtenidos con Cloudy, los perfiles de brillo superficial en rayos X sí toman en cuenta ambos perfiles de densidad y temperatura.

En la figura 5.19 se muestran los perfiles de brillo superficial en rayos X resultados de los modelos de MM2003 en 1D. Para estos casos, en la posición de interacción de los vientos es en donde la emisión de rayos X decae y es máxima justo antes de la zona de interacción entre los vientos. Para los casos de los modelos de STARS en 1D (Figura 5.20) esto no es así, el máximo de la emisión de rayos X se encuentra justo después de la zona de interacción de los vientos, independientemente del efecto de la conducción térmica. Esto se debe principalmente a que para los modelos de STARS la masa eyectada en la etapa de SGR/LBV no ha alcanzado a escapar tanto como en los casos de los modelos de MM2003 (Ver sección 4.3.2). Por comparación en las figuras 5.21 y 5.22 hemos graficado los perfiles superficiales de rayos X con su respectivo perfil de brillo superficial de [OIII] para algunos casos en 1D. Para hacer esto normalizamos los perfiles a su valor máximo, solo para comparar los máximos de cada perfil ver que características comparte. En rojo (línea continua) está graficado el perfil de [OIII] y en verde (línea punteada) el perfil de rayos X. Para todos los casos se puede ver que el máximo en la emisión de [OIII] coincide con el mínimo en el perfil de brillo correspondiente a los rayos X.

En la figura 5.23 se encuentran los brillos superficiales en rayos X resultantes de los modelos de MM2003 para los resultados numéricos en 2D rotados  $30^\circ$ . Comparando directamente cada caso con y sin CT podemos ver que los casos con CT tienen perfiles más suaves que los que carecen de este efecto, los casos sin CT tienen franjas de baja emisión a radios menores de 10 pc. Cabe señalar que como nuestras simulaciones han sido realizadas en simetría axisimétrica los grumos generados tienen en realidad una simetría de *anillo* alrededor del eje de simetría. Por lo tanto la posición de la estrella coincide con la posición del eje de simetría de las simulaciones rotada  $30^\circ$  de la línea de visión.

Los casos de STARS en 2D se encuentran en las figuras 5.24 y 5.25 sin y con CT también rotados  $30^\circ$ , respectivamente. Aquí es claro que los brillos superficiales resultados de los modelos de STARS con CT tienen intensidades más altas que los modelos sin CT y son más homogéneos.

## 5.3. Discusión

Como los perfiles de brillo superficial de [OIII] han sido creados utilizando solamente el perfil de densidad de los resultados numéricos (esto es debido a que Cloudy solo acepta el perfil de densidad), estos presentan una estructura más sencilla con un máximo en emisión justo en la zona de interacción de los vientos rápido de WR y SGR/LBV. En esta zona los perfiles de rayos X presentan un decremento considerable debido a

Modelo	Final SGR/LBV			Hacia $\sim 10$ pc		
	LogN +12	LogC +12	LogO +12	LogN +12	LogC +12	LogO +12
Maeder & Meynet (2003)						
40 $M_{\odot}$ Sin Rotación	9.678	7.91	8.8512	9.67	7.86	8.8508
40 $M_{\odot}$ Con Rotación	9.83	8.17	8.82	9.80	8.13	8.77
60 $M_{\odot}$ Sin Rotación	9.40	8.67	9.65	9.85	8.14	9.03
STARS						
40 $M_{\odot}$	9.68	7.83	8.30	9.53	9.83	9.18
50 $M_{\odot}$	9.73	7.85	8.15	9.30	10.26	9.04
60 $M_{\odot}$	9.72	7.81	8.10	9.01	10.37	9.07

Cuadro 5.1: Abundancias de N,C y O a partir de los modelos evolutivos utilizados en esta tesis.

que la temperatura en esta región baja considerablemente hasta estar fuera del rango de emisión en rayos X. Los casos de los perfiles de MM2003 de [OIII] y de rayos X tienen su máximo antes del decremento del brillo en rayos X, esto es, antes de la zona de interacción de los vientos. Pero para los casos de los modelos de STARS, el máximo en el brillo de rayos X se encuentra después de esta zona.

De los modelos de evolución estelar podemos obtener las metalicidades superficiales de la estrella para comparar con las metalicidades observadas y utilizadas en nuestros modelos de Cloudy y en el cálculo para los espectros y brillos superficiales. De estos modelos evolutivos obtenemos las abundancias de N, C y O justo al final de la etapa de SGR, esto porque las metalicidades de la nebulosa detectada en [OIII] son las abundancias correspondientes a esta etapa (o un promedio entre las abundancias de la fase de SGR/LBV y la fase de WR) y las abundancias en la superficie de la estrella justo cuando los grumos han sido arrastrados hacia  $\sim 10$  pc. Estos valores están en el cuadro 5.1. Los valores adoptados para las abundancias de N, C y O que utilizamos en Cloudy para simular la nebulosa fueron los obtenidos por Chu et al. (2003) del modelo MEKAL adaptado a la observación de 8.04, 8.17 y 7.87, respectivamente. Los valores obtenidos por Esteban et al. (1992) obtienen para S308 de sus observaciones valores para O y N de 8.02 y 8.16 (estos valores son un promedio de los valores obtenidos para las diferentes rendijas). Para todos los casos de los modelos evolutivos utilizados en esta tesis, la abundancia de N en la nebulosa (por lo tanto las abundancias al final de la etapa SGR/LBV) es mayor que la obtenida por el modelo MEKAL de las observaciones, el C parece estar un poco menor y el valor del O varía un poco arriba del valor observado en los modelos de evolución. En la figura 5.26 hemos graficado las abundancias de N, C y O para el modelo de 40  $M_{\odot}$  sin Rotación de MM2003 junto con los valores obtenidos del modelo de MEKAL por Chu et al. (2003). De aquí podemos ver que el nitrógeno ajusta bien a los modelos evolutivos pero no el C y O (esto ocurre para todos los modelos).

Las característica general de todos los modelos en 2D de los perfiles de brillo superficial es que presentan perfiles de abrillantamiento a limbo, pero en los casos en que se tiene el efecto de la CT los perfiles son más homogéneos, esto es, los que carecen de este efecto presentan estructura más detallada en partes internas. Debido a que esta representación de los *grumos* (que en realidad los resultados de las simulaciones forman anillos debido a la simetría axisimétrica) el brillo superficial mostrado es aumentado debido a que sumamos este brillo a lo largo de la línea de visión. Por lo tanto mostramos los perfiles de brillo superficial rotados  $30^{\circ}$  con respecto al eje de simetría. Esto nos muestra que en realidad es un poco menor el brillo superficial correspondiente a cada anillo generado (Ver figuras 5.23, 5.24 y 5.25).

Para todos los espectros sintéticos en rayos X obtenidos, independientemente de la simulación numérica (1D o 2D) la línea dominante es la que aparece a  $\sim 0.8$  keV, esto implica que para todos los resultados radiativo-hidrodinámicos obtenidos domina la emisión a  $T \sim 10^7 - 10^8$  K. Esto se podría deber a que la burbuja caliente interna a la zona de interacción del viento rápido de WR con el de SGR/LBV ocupa un

volumen significativo. En la figura 5.10 están graficados la DEM contra la temperatura en los bins para los modelos de 40CT, 40SC, 40sSC y 40cCT y muestran emisión debido a este rango de temperaturas. Esto se puede apreciar en cualquier figura en la que se presenten los resultados radiativo-hidrodinámicos en 2D cuando los grumos se encuentran hacia  $\sim 10$  pc de distancia de la estrella central (Por ejemplo en la figura 4.14 para el caso de los modelos de STARS).

Si calculamos las luminosidades a partir de los espectros correspondientes a los modelos en 2D sin tomar en cuenta la absorción ni el efecto instrumental tenemos la luminosidad intrínseca para cada caso. Esto lo hicimos en la banda de 0.25 – 1.15 para comparar directamente con las luminosidades observadas, que fueron hechas en este mismo rango energético (Chu et al. 2003, esta tesis). Esto lo hicimos de 2 maneras, tomando resultados numéricos en donde la interacción entre los vientos ha llegado hacia  $\sim 4$  pc y cuando está alrededor de  $\sim 10$  pc (Ver cuadro 5.2). En general los casos que no tienen CT, tienen una luminosidad mayor para los casos a 4 pc, pero los modelos que presentan CT tienen una emisión en rayos X mayor a 10 pc. Para todos los casos tabulados, excepto para los modelos de  $60 M_{\odot}$ , se cumple que el modelo con CT tiene una luminosidad más alta que su caso correspondiente sin CT. La luminosidad total obtenida de las simulaciones de toda S308 ( $L_{Xmax} = 1.46 \times 10^{33}$  erg  $s^{-1}$ ) concuerda bien con los modelos 40sCT, 40cCT, 40CT y 50CT a 10 pc. Pero dado que los modelos de MM2003 tienen el problema con el tiempo en la etapa de SGR/LBV, no son buenos modelos para el estudio de las burbujas de viento estelar.

En la misma tabla mostramos el valor del parámetro de normalización  $A$  calculado a partir de nuestras simulaciones, para comparar directamente con los valores reportados por Chu et al. (2003). Aquí se puede apreciar que la contribución de gas a esta temperatura en el espectro es mucho menor para los casos de STARS. En general se aprecia de nuevo que en los casos con CT este parámetro es mayor que en su correspondiente sin este efecto.

1	2	3	4
Modelo	$\sim 4$ pc	$\sim 10$ pc	$A$ ( $\log T=6$ )
40sCT	$2.63 \times 10^{33}$	$6.09 \times 10^{32}$	$2.85 \times 10^{-3}$
40sSC	$1.29 \times 10^{33}$	$2.68 \times 10^{32}$	$1.00 \times 10^{-3}$
40cCT	$3.22 \times 10^{32}$	$2.21 \times 10^{33}$	$1.11 \times 10^{-2}$
40cSC	$3.70 \times 10^{33}$	$1.16 \times 10^{33}$	$2.87 \times 10^{-3}$
60sCT	$3.03 \times 10^{31}$	$1.44 \times 10^{32}$	$5.12 \times 10^{-4}$
60sSC	$1.10 \times 10^{34}$	$1.45 \times 10^{34}$	$3.93 \times 10^{-2}$
40CT	$3.97 \times 10^{32}$	$1.03 \times 10^{33}$	$2.82 \times 10^{-3}$
40SC	$3.56 \times 10^{32}$	$4.55 \times 10^{31}$	$1.32 \times 10^{-4}$
50CT	$3.23 \times 10^{33}$	$2.40 \times 10^{33}$	$9.10 \times 10^{-3}$
50SC	$1.97 \times 10^{32}$	$2.31 \times 10^{31}$	$6.88 \times 10^{-5}$
60CT	$4.05 \times 10^{32}$	$4.45 \times 10^{31}$	$3.18 \times 10^{-4}$
60SC	$5.67 \times 10^{32}$	$2.62 \times 10^{31}$	$5.25 \times 10^{-5}$

Cuadro 5.2: Luminosidades intrínsecas obtenidas de los espectros de las simulaciones numéricas en  $ergs^{-2}$ . Los valores presentados para los modelos de MM2003 son a partir de las simulaciones creadas a partir del segundo remapeo. Columna 2 marca la luminosidad cuando la interacción entre el viento de WR contra el de SGR/LBV se encuentra hacia 4 pc. La columna 3 igual que la columna 2 pero hacia 10 pc. La última columna es el parámetro de normalización calculado de nuestras simulaciones a  $\log T=6$ .

Para hacer notar el efecto de las fotoionizaciones debidas a la radiación de la estrella central, hemos hecho un par de simulaciones sin tomar en cuenta la tasa de fotones ionizantes para los casos de MM2003 de  $60 M_{\odot}$  sin Rotación. Los resultados radiativo-hidrodinámicos cuando los grumos generados por la inter-

acción entre vientos se encuentra hacia  $\sim 10$  pc se encuentran en la figura 5.27, estos son equivalentes a los resultados presentados en la figura 4.10e y f. La columna A de la figura 5.27 representa los resultados radiativo-hidrodinámicos, el espectro y el perfil de brillo superficial para un modelo 60sCT con la tasa de fotones ionizantes apagada. La columna B corresponde a un modelo de 60sSC y sus correspondientes espectro y perfil de brillo superficial. Hidrodinámicamente no existen grandes diferencias entre los perfiles pero si vemos en los espectros sintéticos para este par de simulaciones, tienen intensidades menores. Por ejemplo para el caso de 60sCT esta diferencia entre máximos es de un orden de magnitud. De aquí que incluir el efecto de los fotones ionizantes para el estudio de la evolución de las burbujas de viento estelar es de alta importancia.

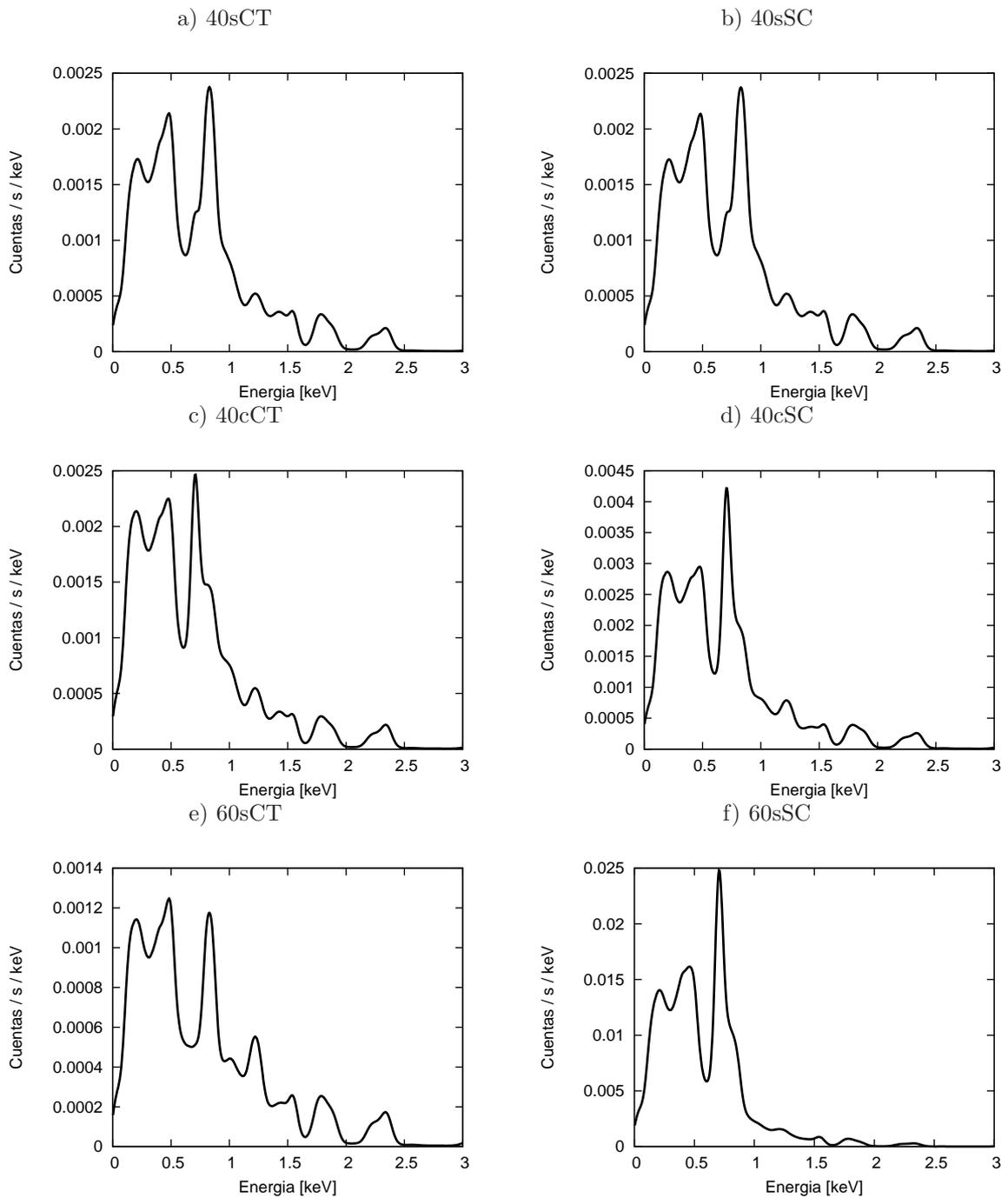


Figura 5.13: Espectros resultados de los modelos en 1D de MM2003 cuando la interacción de los vientos rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc.

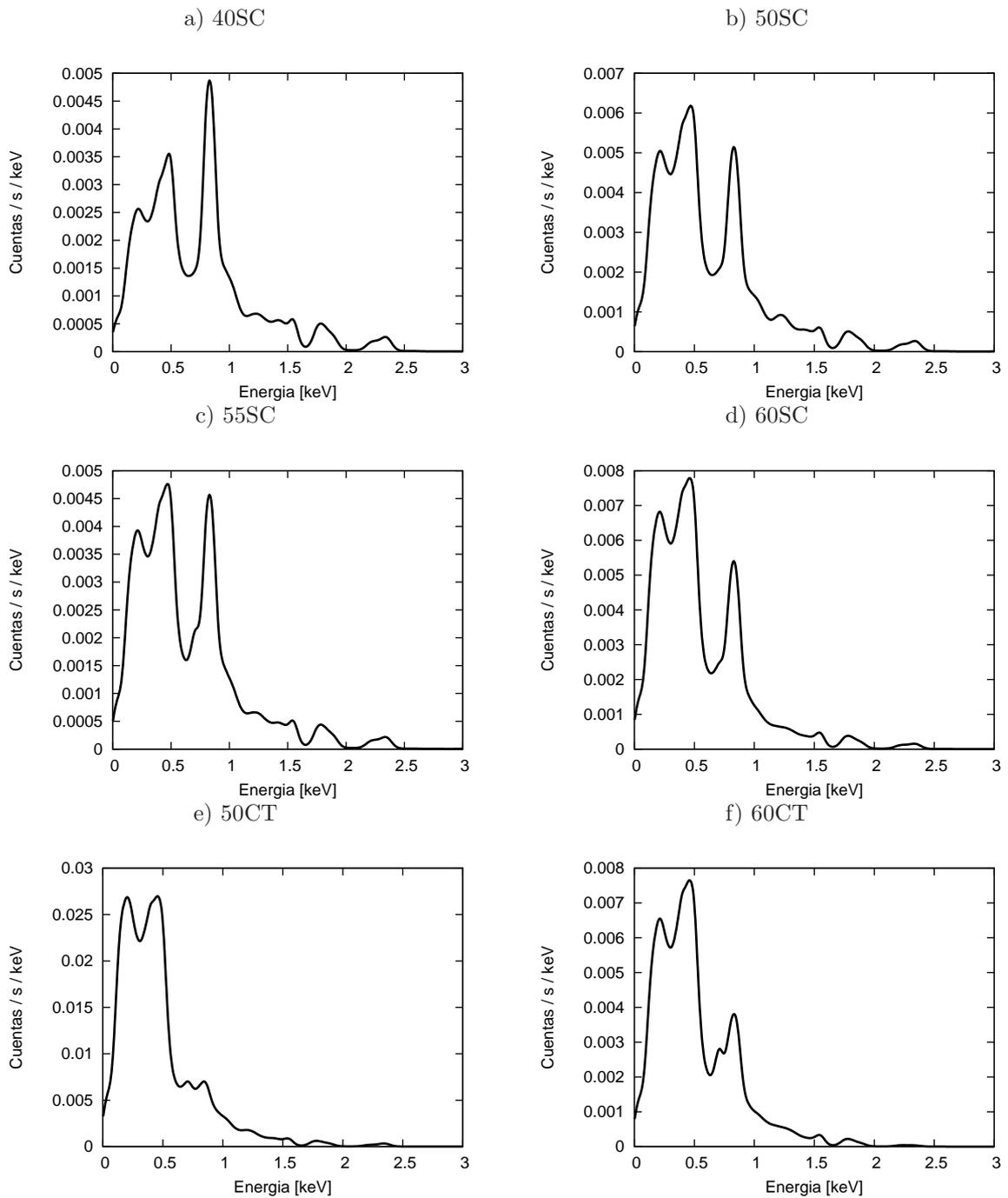


Figura 5.14: Espectros resultados de los modelos en 1D de STARS cuando la interacción de los vientos rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc.

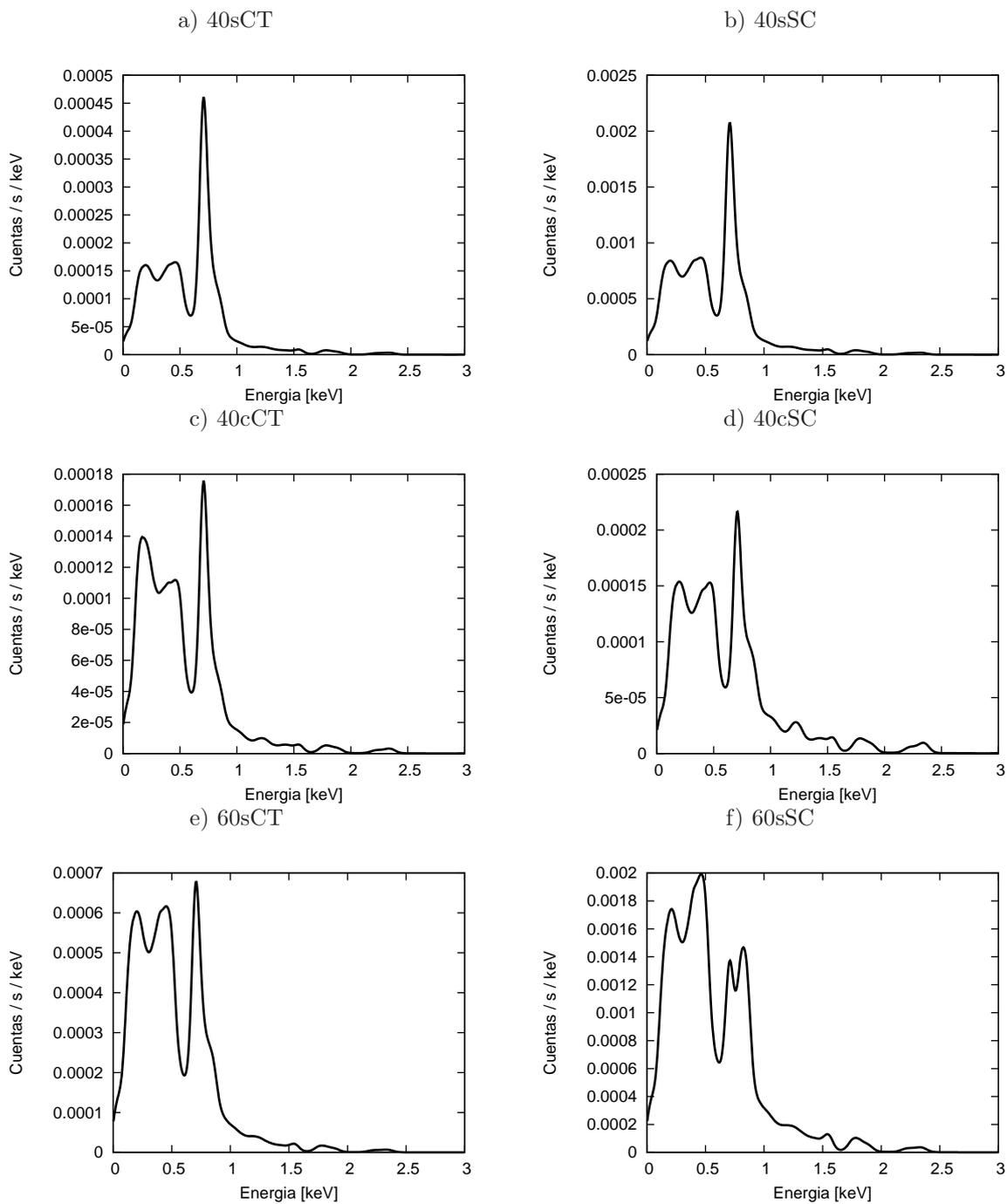


Figura 5.15: Espectros resultados de los modelos en 2D de MM2003 1er remapeo. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.9.

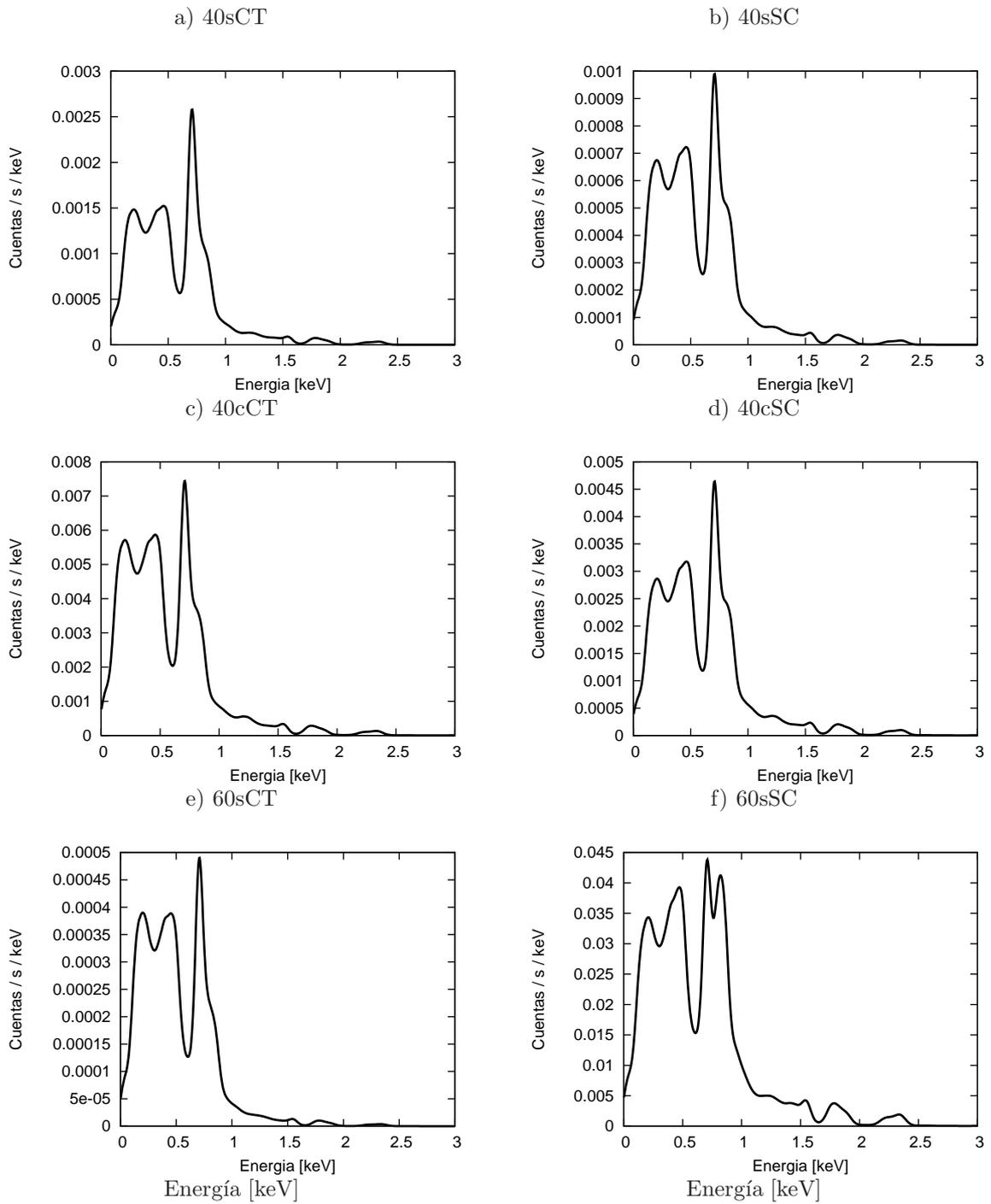


Figura 5.16: Espectros resultados de los modelos en 2D de MM2003 2do remapeo. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.10.

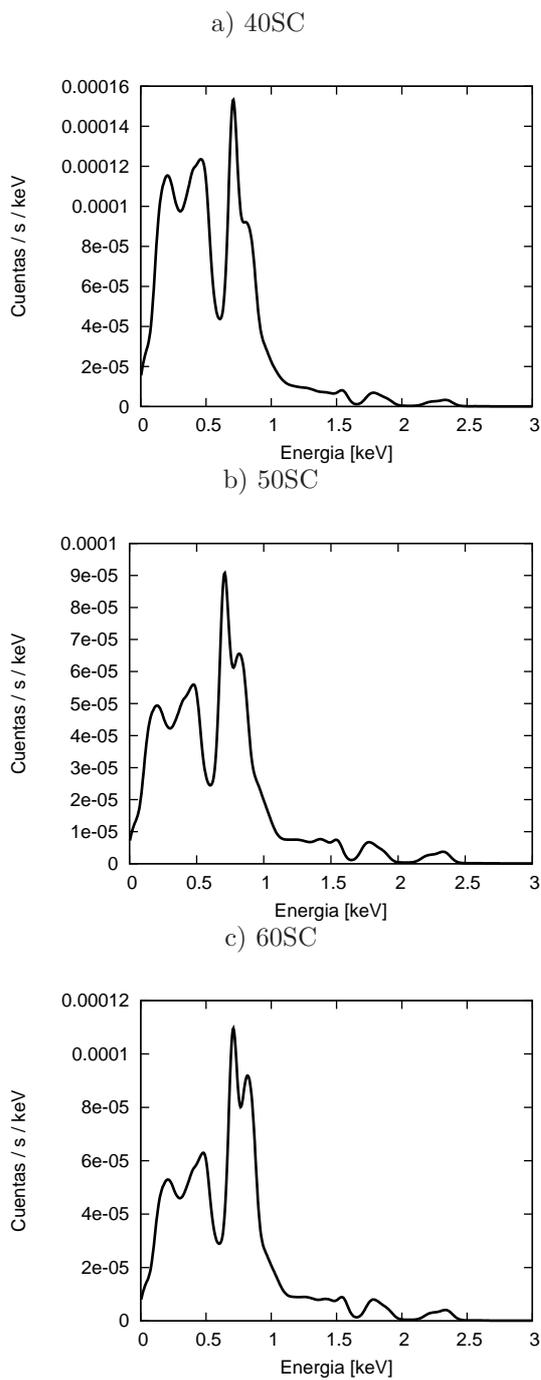


Figura 5.17: Espectros sintéticos correspondientes a los modelos de STARS en 2D sin CT. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.14

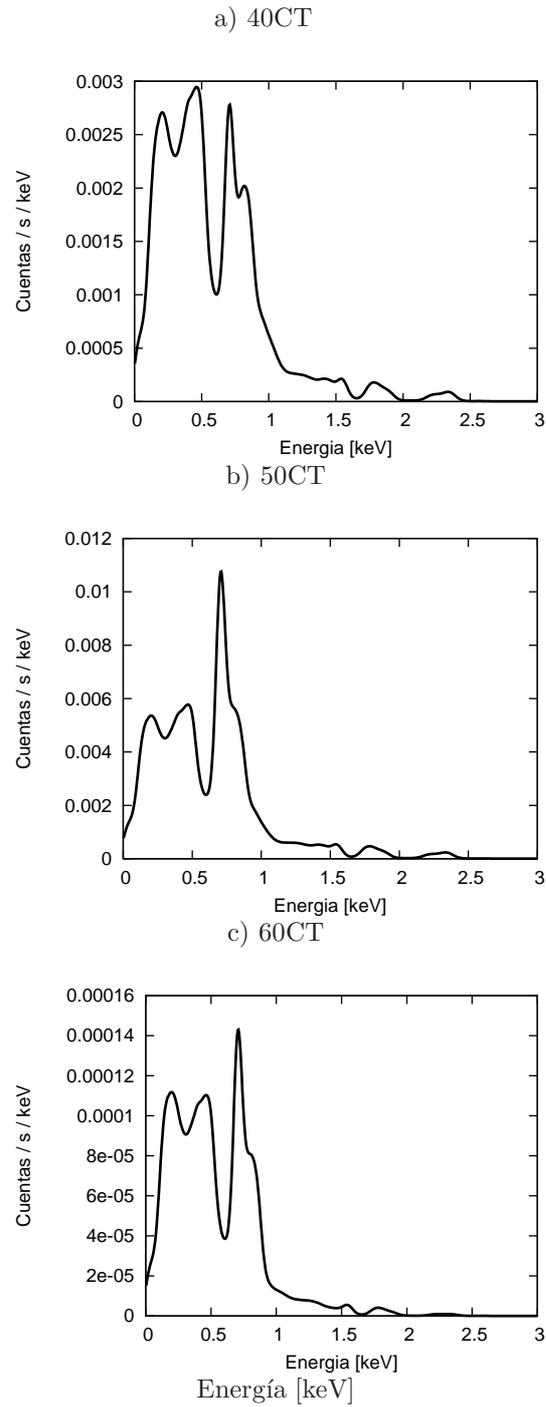


Figura 5.18: Espectros sintéticos correspondientes a los modelos de STARS en 2D con CT. Estos corresponden a los resultados radiativo-hidrodinámicos de la figura 4.18.

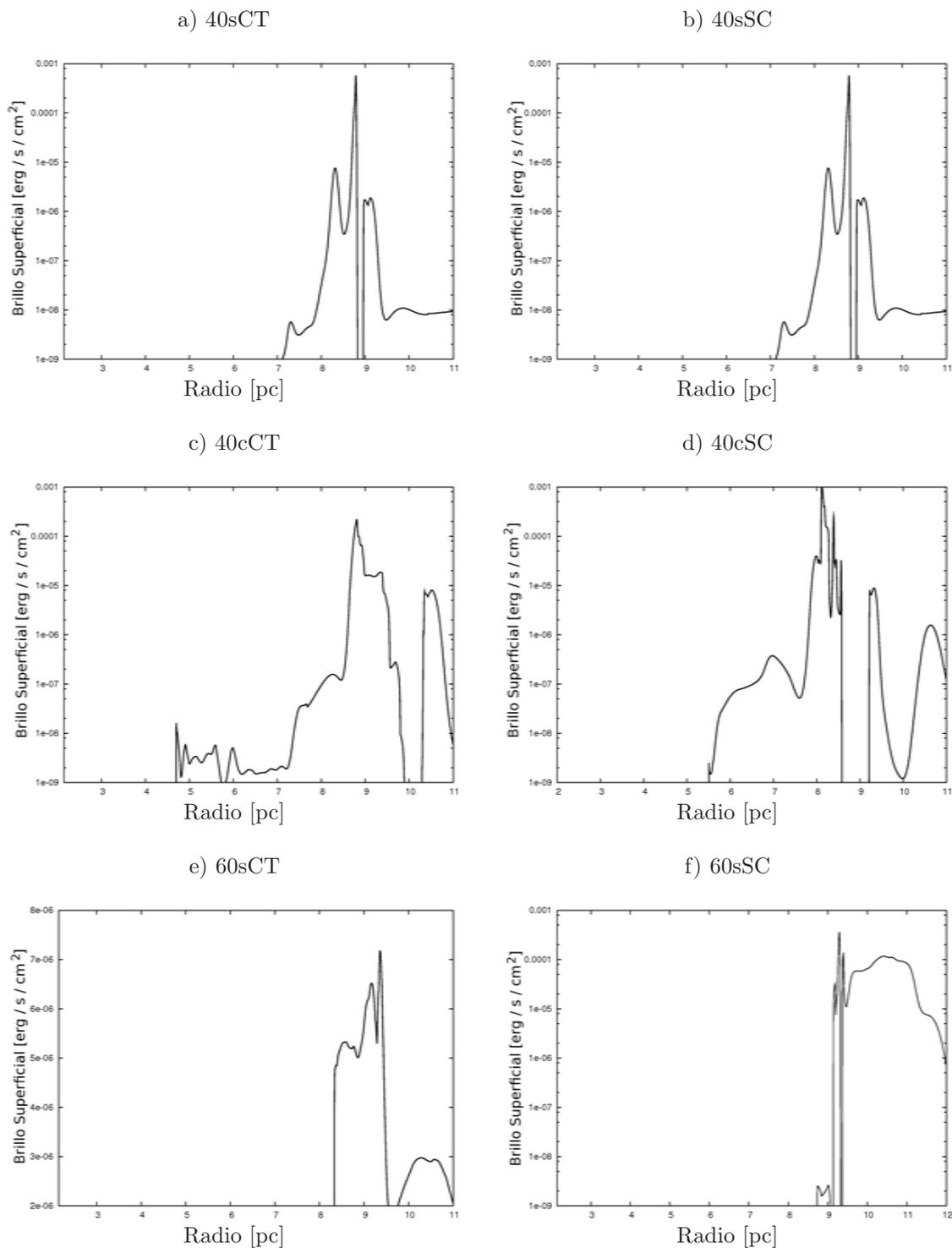


Figura 5.19: Perfiles de brillo superficial de los modelos en 1D de MM2003 cuando la interacción del viento rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc.

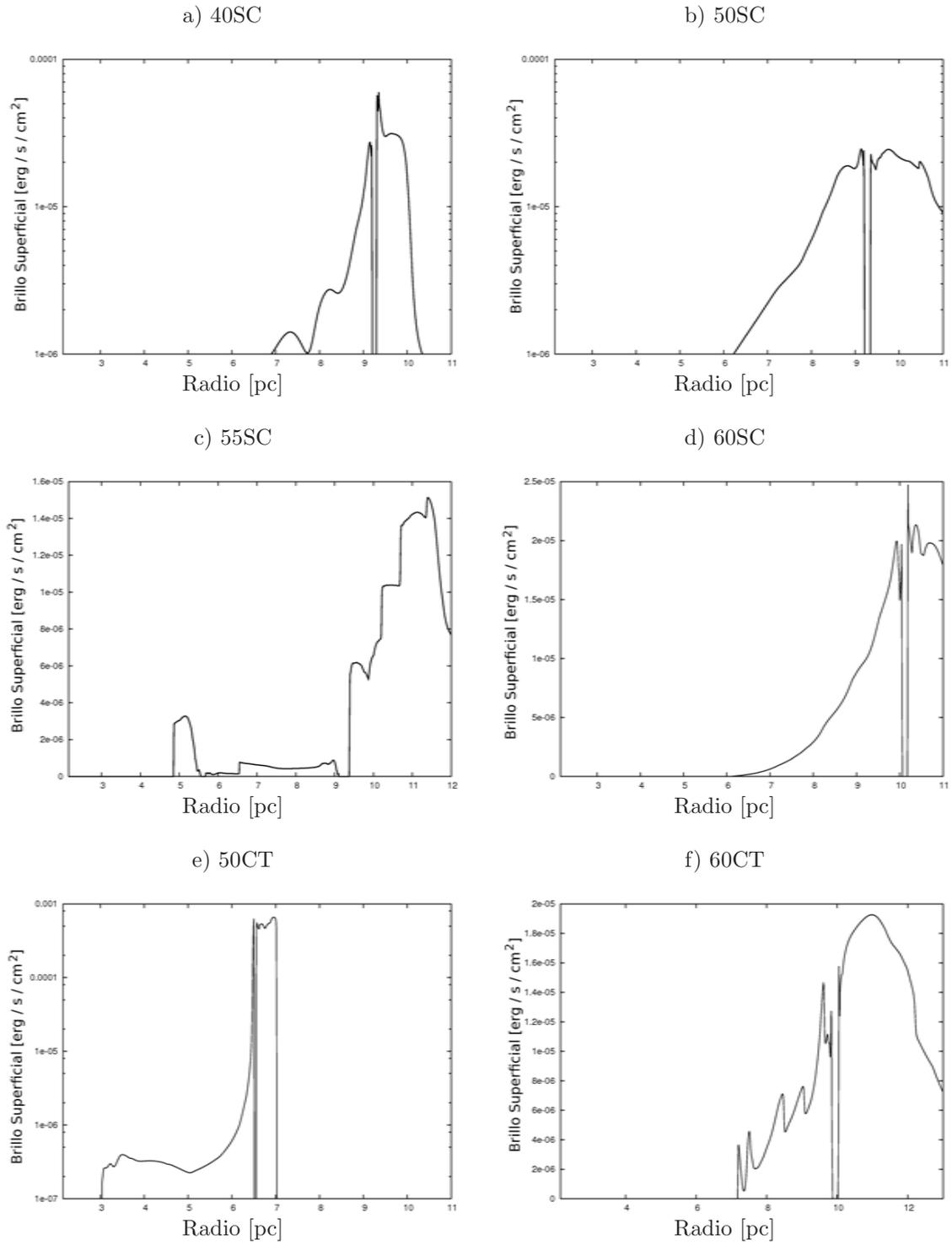


Figura 5.20: Perfiles de brillo superficial de los modelos en 1D de STARS cuando la interacción de los vientos rápido de WR y lento de SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc.

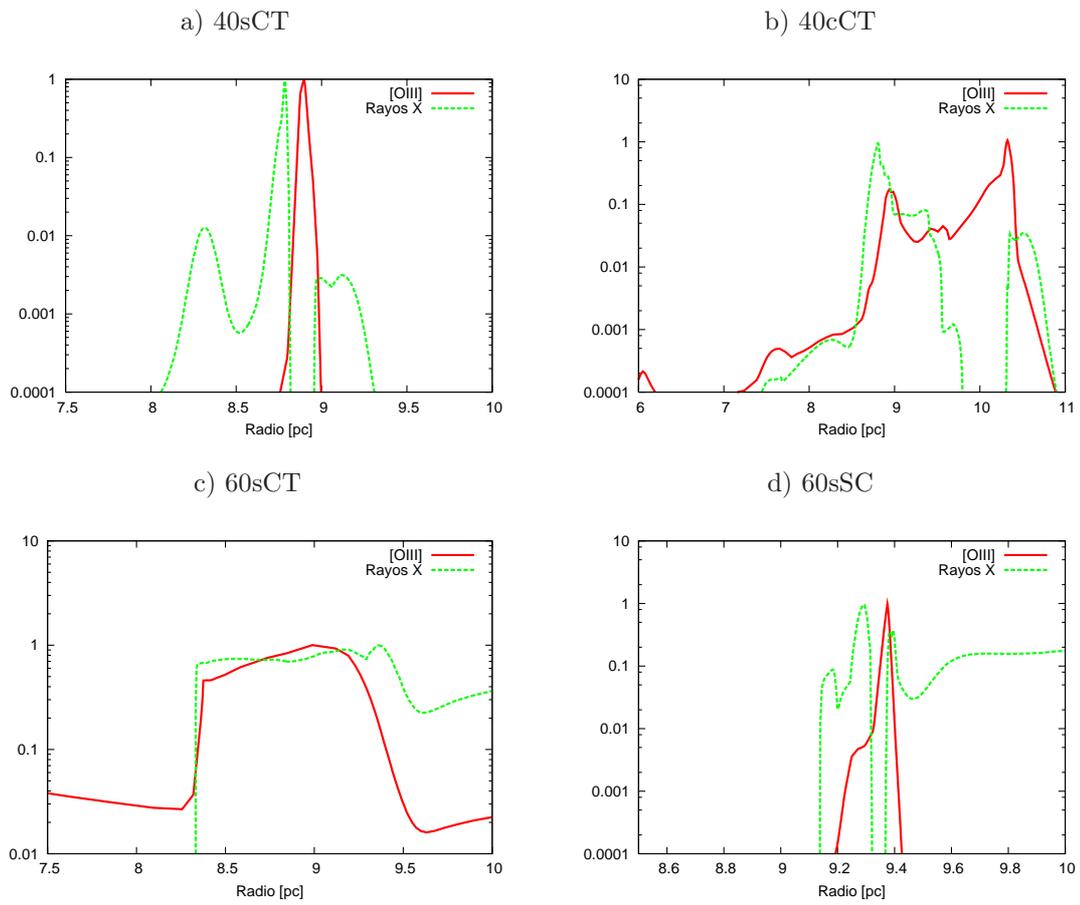


Figura 5.21: Comparación entre el perfil de brillo superficial de [OIII] con el perfil de brillo superficial en rayos X para algunos modelos de MM2003. Los perfiles están normalizados a su valor máximo por comparación.

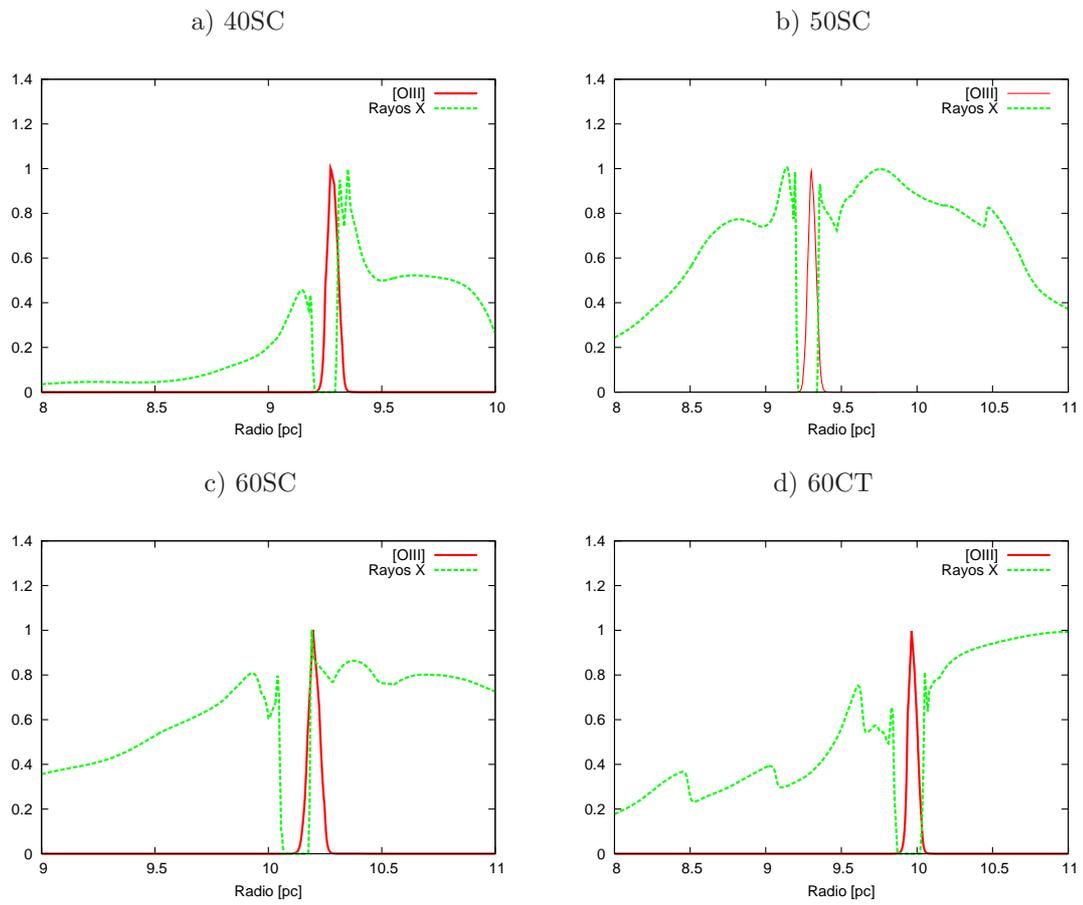


Figura 5.22: Comparación entre el perfil de brillo superficial de [OIII] con el perfil de brillo superficial en rayos X para algunos modelos STARS. Los perfiles están normalizados a su valor máximo por comparación.

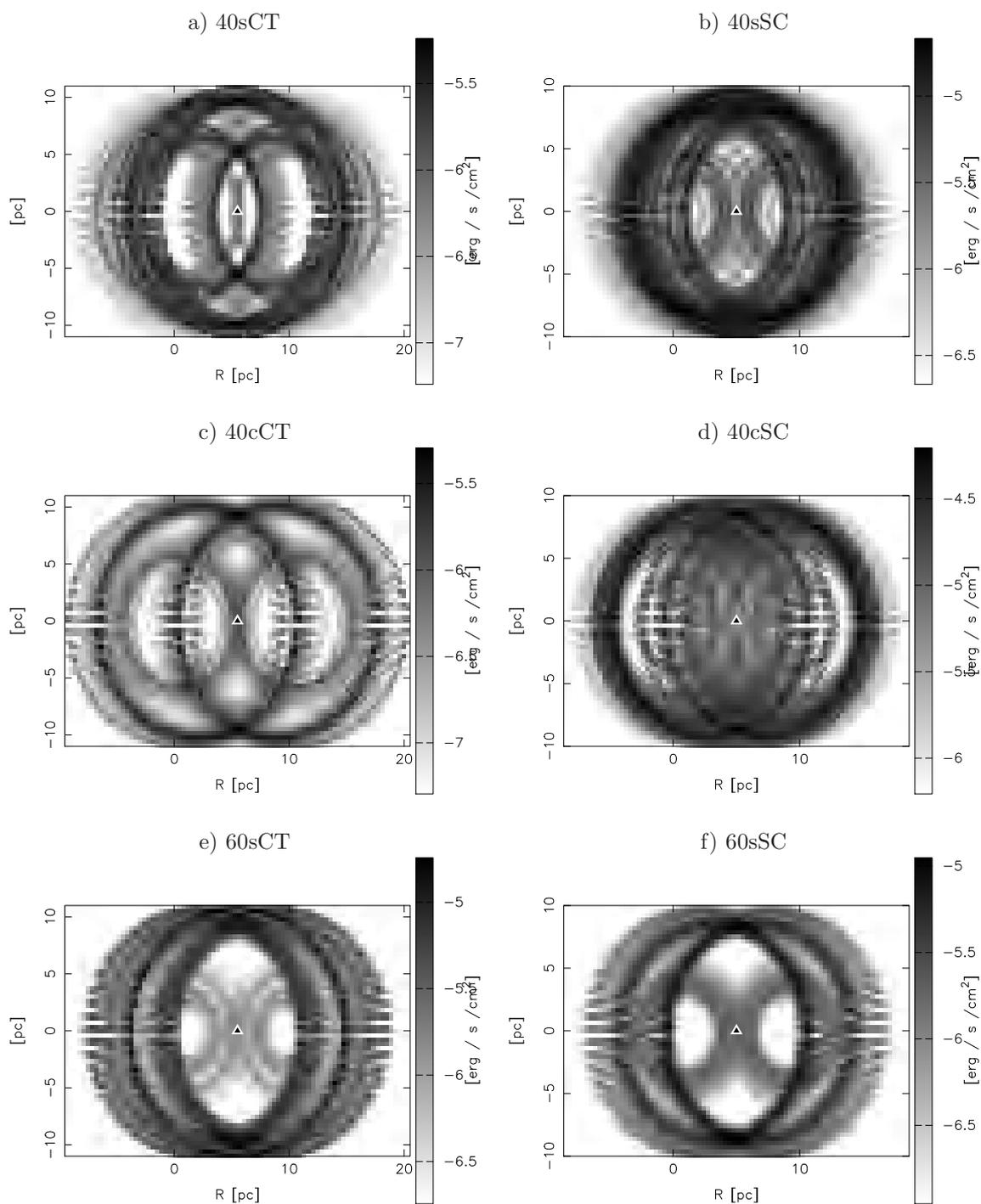


Figura 5.23: Perfiles de brillo superficial en rayos X de los resultados de los modelos en 2D de MM2003 rotados  $30^\circ$  con respecto al eje de simetría de las simulaciones. La posición de la estrella central está representada por el triángulo negro al centro de cada imagen.

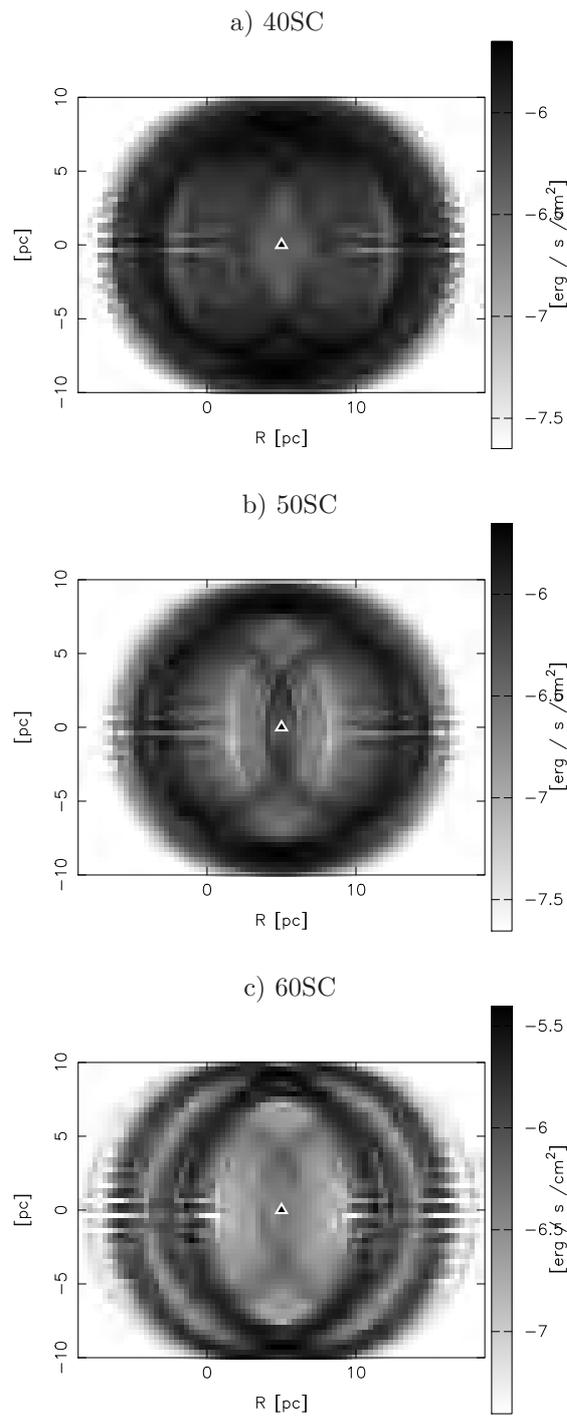


Figura 5.24: Perfiles de brillo superficial en rayos X de los resultados de los modelos en 2D de STARS sin CT rotados  $30^\circ$  con respecto al eje de simetría de las simulaciones. La posición de la estrella central está representada por el triángulo negro al centro de cada imagen.

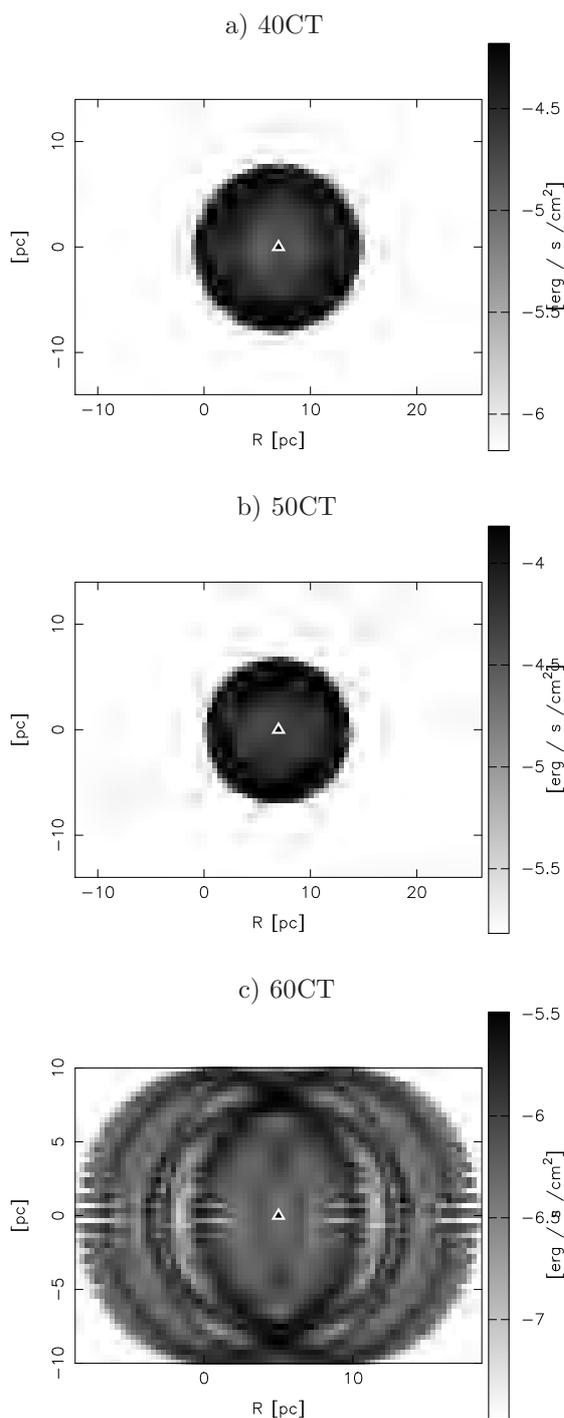


Figura 5.25: Perfiles de brillo superficial en rayos X de los resultados de los modelos en 2D de STARS con CT rotados  $30^\circ$  con respecto al eje de simetría de las simulaciones. La posición de la estrella central está representada por el triángulo negro al centro de cada imagen.

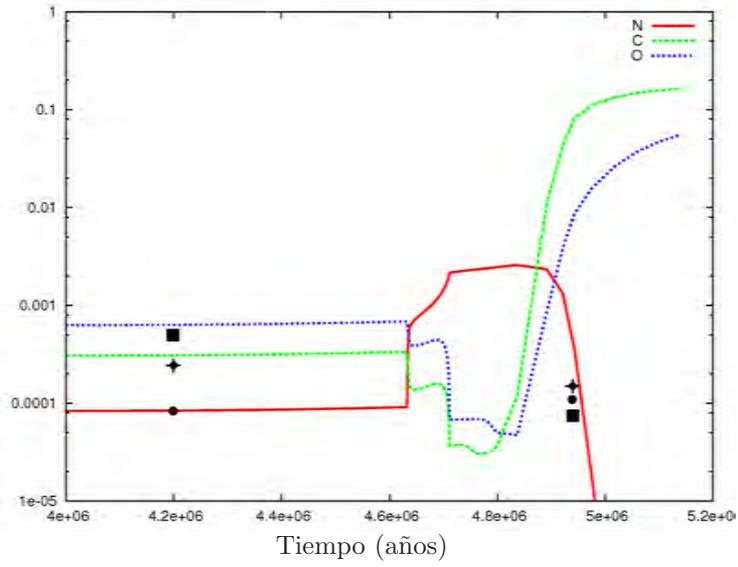


Figura 5.26: Abundancias de N, C y O para el modelo de  $40 M_{\odot}$  de STARS. El círculo, estrella y cuadro marcan las abundancias para N, C y O. Los posicionados a un tiempo de  $4.2 \times 10^6$  años son los valores solares utilizados por Cloudy (Allende Prieto, 2001 y 2002; Holweger, 2001) y los posicionados a un tiempo de  $4.94 \times 10^6$  años son los obtenidas por el modelo MEKAL de Chu et al. (2003) correspondientes al tiempo del final de la etapa de SGR/LBV.

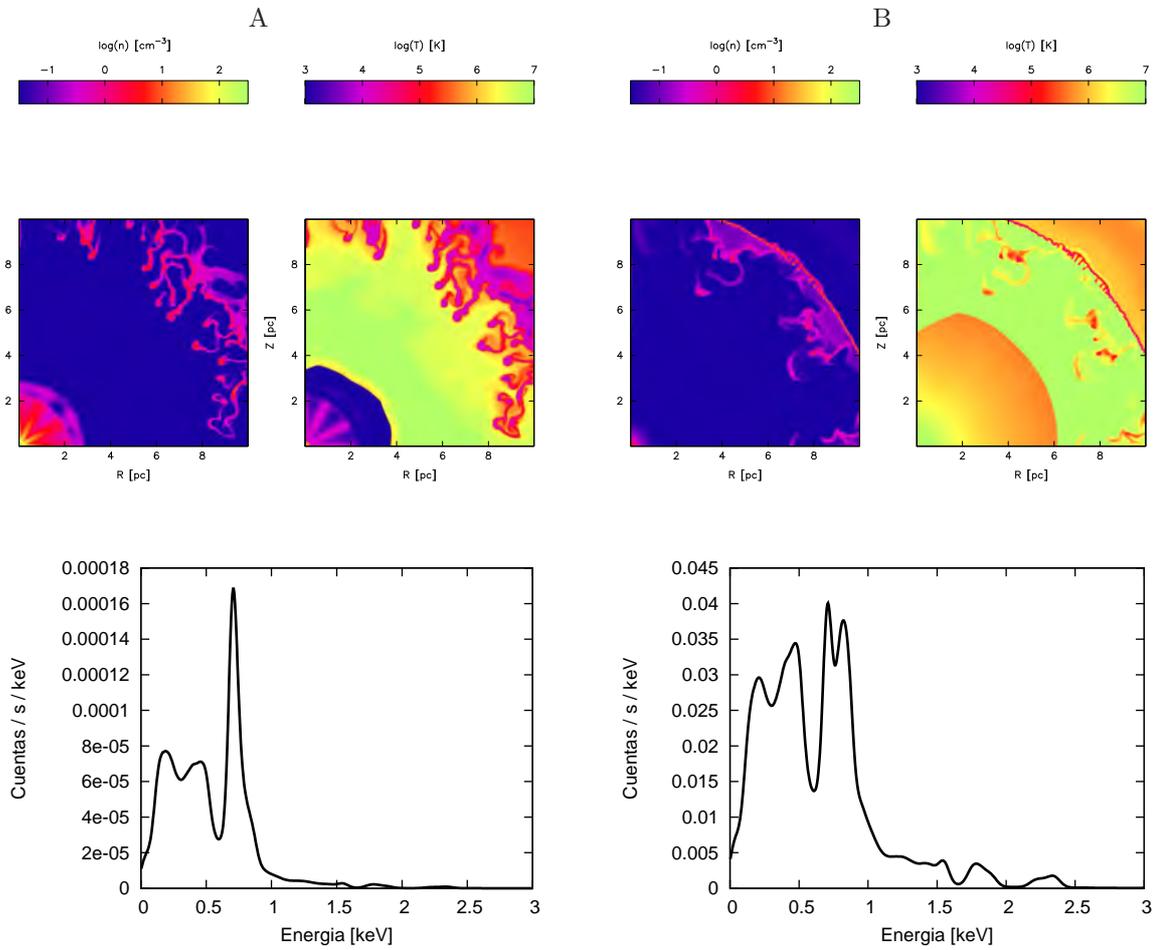


Figura 5.27: Características de perfiles hidrodinámicos en 2D correspondientes al modelos de  $60 M_{\odot}$  MM2003 sin Rotación. La columna A muestra el resultado hidrodinámico con los fotones ionizantes apagados junto con su espectro sintético correspondientes para el caso con CT y la columna B mismo caso pero sin CT.

# 6

## Resumen y Conclusiones

Esta tesis tiene como objetivo principal investigar cómo la evolución estelar influye sobre el MCE y en particular, explicar los datos observacionales en rayos X obtenidos con el telescopio espacial *Newton – XMM* (Chu et al., 2003; este trabajo) de las observaciones hechas hacia la burbuja de viento estelar S308, alrededor de la estrella WR6. Para esto hemos utilizado un código radiativo-hidrodinámico en 1D y 2D, tomando en cuenta las propiedades de la estrella central de los modelos de evolución estelar, estos son la tasa de pérdida de masa, la velocidad terminal del viento y la tasa de fotones ionizantes. Esto nos permitió tener un modelo dependiente del tiempo de la interacción de la estrella con su medio ambiente.

### Observaciones

Nosotros obtuvimos las observaciones de las demás partes de la burbuja S308 que no han sido publicadas y trabajamos con ellas haciendo el análisis correspondiente. Con éstas pudimos comprobar que la emisión en rayos X presenta un abrillantamiento al limbo para toda la burbuja, tiene la forma redondeada y esta emisión sigue siendo interna a la emisión de [OIII]. Chu et al. (2003) concluyen que la emisión en rayos X está dominada por una componente a 0.094 keV ( $T \sim 1.1 \times 10^6$  K) pero está constituida por otra componente a 0.7 keV que corresponde al 6% del flujo observado. Nuestros resultados muestran que los espectros definidos para toda la burbuja siguen teniendo una emisión máxima que domina en el mismo triplete de NVI con una temperatura correspondiente a  $\sim 10^6$  K. Tratamos de hacer ajustes a los espectros con el modelo MEKAL con dos temperaturas para comparar con los resultados de Chu et al. (2003) y estos ajustes no muestran una concordancia en la segunda componente de la temperatura. Esto podría deberse a las regiones seleccionadas para los análisis, dado que el mapeo se hizo a través de 4 observaciones definimos 12 regiones en total y hay casos en los que las regiones de fondo escogidas eran muy pequeñas o tenían que estar muy a la orilla de la observación, lo cual causa errores a la hora de hacer el análisis debido a que los CCD's del telescopio tienen el efecto de captar de una manera más eficiente los fotones de más alta energía hacia las orillas. Es muy probable que estas variaciones en la segunda componente se deba al bajo nivel de S/R y por contaminación por fuentes puntuales intensas proyectadas hacia la orilla de S308.

Con respecto a la luminosidad de S308, Chu et al. (2003) estimaron para toda la burbuja una luminosidad de  $L_X \leq (1.2 \pm 0.5) \times 10^{34}$  erg s<sup>-1</sup> suponiendo que la emisión para los 4 cuadrantes era uniforme y del orden de la emisión del *blowout*. En esta tesis pudimos estimar una luminosidad total de  $L_{Xmax} = 1.46 \times 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> suponiendo una distancia de 1.8 kpc. Una explicación para que la región del *blowout* tenga mayor emisión es porque la extinción de H es menor hacia esta región. Esto lo podemos ver en los mapas de la distribución de HI que se han hecho hacia S308 que presentan una cavidad, la cual ha sido creada por el viento de la etapa de SP de la estrella central en S308. Esto se debería ver reflejado en los valores de la densidad

columnar  $N_H$  calculado de los modelos, pero también fue un parámetro libre y no existe correlación entre estos parámetros y las observaciones de HI. En otras palabras, hacia regiones con menor brillo superficial en rayos X deberíamos tener densidades columnares mayores con el modelo MEKAL.

También a partir de valores obtenidos de las observaciones calculamos que el tiempo conductivo debe de ser 1/10 de la edad dinámica de la burbuja, este es tiempo suficiente para que los electrones vayan de la parte caliente y difusa de la burbuja hacia la parte densa y de baja temperatura evaporando material, aunque habrá que hacer estudios en rangos ultravioleta para estudiar esta capa de conducción, dado que es en donde se controla el suavizado de los perfiles de densidad y temperatura. Así podemos tener una mejor comprensión sobre la eficiencia del efecto conductivo en la producción de rayos X suaves en las burbujas de viento estelar. Por lo pronto este efecto se ha podido estudiar en más objetos, en las *hermanas menores* de las burbujas de viento estelar, las Nebulosas Planetarias (NP). El escenario de formación de estos objetos es similar al de las burbujas de viento estelar, también se presenta la interacción entre un viento lento y denso proveniente de la etapa de la Rama Asintótica de las Gigantes (AGB) contra un viento rápido y de baja densidad cuando la estrella central pasa a la etapa de enana blanca. Debido al mayor número de NP que existen con emisión de rayos X suaves las convierte en un buen candidato para continuar con este estudio (Guerrero, 2006).

### El modelo Radiativo-hidrodinámico

El modelo radiativo-hidrodinámico utilizado para esta tesis fue desarrollado por Arthur (2008) el cual describe la evolución hidrodinámica de las burbujas interestelares a través de modelos de evolución estelar para estudiar la formación de estructura en el MCE. Los parámetros utilizados como semilla para el código son la tasa de fotones ionizantes, la velocidad del viento y la tasa de pérdida de masa. La velocidad del viento y tasa de pérdida de masa se toman directamente de los modelos de evolución estelar pero la tasa de fotones ionizantes son obtenidas a partir de modelos de atmósferas estelares como en *Starburst99* (Smith et al., 2002; Arthur, 2008). Este código tiene la opción de incluir el efecto de la conducción térmica clásica y saturada (Spitzer, 1962; Cowie & McKee, 1977).

Los modelos evolutivos utilizados fueron los modelos de MM2003 de 40 y 60  $M_\odot$  que son modelos que cuentan con rotación de la estrella (con una velocidad de rotación inicial en el ecuador de  $300 \text{ km s}^{-1}$ ) y sin ella, y los modelos de STARS de 40, 45, 50, 55 y 60  $M_\odot$  (Eggleton, 1971; Pols et al., 1995; Eldridge & Tout, 2004) que carecen de rotación. Algunas características que resaltaron entre los modelos es que para los casos con rotación de los modelos de MM2003, la vida de la estrella se alarga debido a que en estos modelos se alarga el tiempo de la fase de WR. Un caso en particular notorio es que para el modelo de 60  $M_\odot$  con rotación no pasa por la etapa de pérdida de masa extrema de LBV, lo cual ya causa una gran diferencia en los perfiles de densidad en el MCE, debido a que la generación de las nebulosas de las burbujas de viento estelar se debe a la interacción del viento rápido de WR con el viento de la etapa anterior de SGR o LBV, este modelo se descartó dado que no era de nuestro interés.

La fase de SP la modelamos con simulaciones numéricas en simetría esférica en 1D dado que la burbuja creada en esta etapa es sometida solo a inestabilidades de Vishniac (Ryu & Vishniac, 1988) que se generan entre el cascarón delgado y la discontinuidad de contacto del choque, pero no son lo suficientemente fuertes como para destruir el cascarón (Mac Low & Norman, 1993; García-Segura et al., 1996). A partir de estos perfiles radiativo-hidrodinámicos en simetría esférica en 1D creamos perfiles en 2D con simetría axisimétrica, esto para poder apreciar la formación de los grumos resultados de la interacción entre el viento rápido de WR y el lento de la etapa de SGR/LBV debido a inestabilidades.

La principal diferencia entre los modelos de MM2003 y los de STARS sin conducción térmica, es que la región HII creada casi instantáneamente al inicio de la vida de la estrella, ha sido atrapada entre la burbuja

caliente y el cascarón neutro de material barrido del MIE y para los modelos de STARS esta región tiene un grosor comparable al de la burbuja caliente generada. En los casos con conducción térmica los modelos de MM2003 solo se diferencian por la capa conductiva que aparece hacia el extremo externo de la burbuja caliente, pero para los casos de STARS este efecto parece tener mayor contribución sobre la evolución de todo el perfil de densidad. Por ejemplo, el tamaño de la burbuja caliente para estos modelos disminuye considerablemente y el perfil de densidad de la región HII externa a la burbuja caliente tiene algunas características, como la formación de un cascarón justo fuera de la burbuja caliente, el cual se vuelve importante a la hora de la interacción entre los vientos que generan los grumos para los modelos de 40, 45 y 50  $M_{\odot}$  dado que este cascarón denso disminuye su tamaño en la etapa de SGR/LBV cuando la presión de la burbuja disminuye. Todos los resultados numéricos con y sin conducción hacia el final de la fase de SGR/LBV muestran la formación de un cascarón denso muy cercano a la estrella, pero para los casos de los modelos de STARS con CT se mantiene el cascarón denso justo fuera de la burbuja caliente.

Los perfiles en 2D para los casos de los modelos de MM2003 los creamos de 2 maneras, una fue remapear los perfiles al final de SP en una malla axisimétrica en 2D y otros fueron creados a partir del final de la fase de SGR/LBV. La principal diferencia entre estas formas de generar los perfiles se refleja en la generación de los grumos, para el primer caso estos no representan mucha masa alrededor de la estrella y para el segundo caso estos tienen una estructura más definida (más circular) con una densidad de hasta un orden de magnitud más alta y al mismo tiempo representan más masa alrededor de la estrella. Los perfiles en 2D para los casos de STARS solo fueron creados a partir de los resultados en 1D hacia el fin al de la etapa de SP. Los casos sin conducción térmica evolucionan sin ningún problema y crean un perfil de grumos relativamente uniforme alrededor de la estrella, pero como ya mencionamos los casos con conducción térmica de 40, 45 y 50  $M_{\odot}$  los grumos interactúan con el cascarón denso de la región HII formado desde la etapa de SP y no logran llegar a más de 7 pc.

Una gran diferencia entre los modelos de MM2003 y STARS es que el viento de SGR/LBV para los casos de MM2003 se distribuye en un volumen con un radio de entre 7 y 10 pc con una densidad del orden de  $\sim 1 - 10 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que los casos de los modelos de STARS tienen volúmenes para la burbuja de viento de SGR/LBV con radios de  $\sim 2 \text{ pc}$  con densidades de  $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  en el centro, lo cual trae consigo que la formación de los grumos en el caso de STARS tengan un rango de densidades más altas. En general el problema con los modelos de MM2003 es que el tiempo en que la estrella se pasa en la etapa de SGR/LBV es muy grande comparado con la masa que pierden, o deberían de perder para poder comparar con las observaciones. Si éste tiempo de SGR/LBV fuera más corto liberando la misma masa, esto es, que el viento frío y denso llegara a radios menores y así el viento rápido tuviera tiempo de alcanzarlo antes, podríamos generar las densidades más altas a la hora del choque, lo cual implicaría una densidad de los grumos mas alta cuando son arrastrados hasta una distancia de 10 pc. Para los modelos de STARS sí tenemos la masa necesaria mínima que predicen las observaciones y el tiempo es considerable comparado con el predicho (Drout et al., 2009). Las debilidades de los modelos de MM2003 son que el tiempo de duración de la etapa de SGR/LBV es muy grande y que la masa perdida en esta etapa es mucho menor que la calculada a partir de observaciones.

## Confrontación entre teoría y observaciones

Los estudios espectroscópicos existentes sobre la nebulosa S303 están caracterizadas por el cociente de líneas [OIII]/ $H\beta$  (Esteban et al., 1992). Este cociente tiene un valor de entre 7.2 – 8.03. Esteban et al. (1993) realizan modelos de fotoionización para estudiar este cociente para el caso de S308 y encuentran que con su mejor modelo de un cascarón de radio de 9.2 pc con un grosor de 0.08 pc, obtienen cocientes de  $\sim 7$ . Chu (2007) demuestra que la emisión de [OIII] en la nebulosa se debe principalmente a fotoionizaciones debido a la estrella central. Por lo tanto decidimos aplicar el código de física de plasmas Cloudy a nuestros resultados radiativo-hidrodinámicos y creamos perfiles del cociente [OIII]/ $H\beta$ . Cabe mencionar que en nuestras simulaciones numéricas la burbuja caliente se encuentra ionizada colisionalmente y en este estudio hecho con Cloudy

del gas fotoionizado no podemos incluir el gas ya ionizado por colisiones, pero este es de baja densidad tal que no afecta los resultados de manera significativa. Prácticamente nosotros obtenemos un rango de valores centrados entre 5 – 9 para el cociente de  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  con regiones en donde este factor cambia abruptamente para los casos resultantes de los modelos en 1D y con regiones más anchas para los resultados de los promediados de 2D. Pero podemos reproducir el valores de  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta \sim 8$  pero para regiones internas a la zona de interacción de los vientos rápido de WR contra el viento lento como los valores observados (Esteban et al. 1992).

Para los casos de los perfiles del cociente  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  este disminuye su valor en la posición de la zona de interacción de los vientos, para todos los casos en 1D. Debido meramente a que la densidad aumenta en esta zona para estos modelos. El perfil de brillo superficial de  $[\text{OIII}]$  obtenido con Cloudy muestra como esta emisión es máxima en esta misma zona.

Los perfiles de brillos superficial en rayos X presentan un mínimo debido a que en el choque entre los vientos baja la temperatura a valores fuera del rango emisor en rayos X. Para todos los espectros obtenidos de las simulaciones numéricas, independientemente de la simulación (1D o 2D) la línea dominante en el espectro es la que aparece a  $\sim 0.8$  keV, esto implica que para todos los resultados radiativo-hidrodinámicos obtenidos domina la emisión a  $T \sim 10^7$  K. Esto es debido a la contribución de la burbuja caliente que se crea entre la estrella y los grumos generados. Por ejemplo si se calcula el espectro a un tiempo anterior en donde el viento de WR no haya destruido el cascarón de SGR/LBV podríamos tener una burbuja caliente más pequeña y el espectro tendría más contribución a temperaturas menores. Por ejemplo en el figura 6.1 está graficado el espectro sintético para el modelo 40CT para el caso en que el cascarón de SGR/LBV está siendo barrido hacia 4 pc.

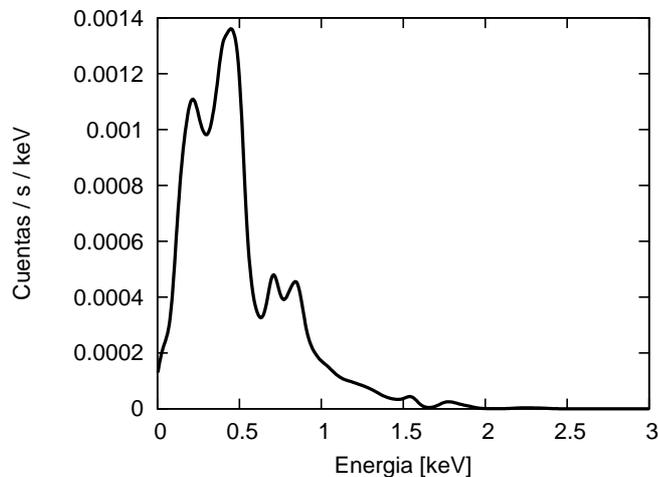


Figura 6.1: Espectro sintético calculado a partir del modelo de 40CT para el caso en que el cascarón de SGR/LBV está siendo barrido hacia 2 pc.

Hemos restringido el rango de masas inicial de la estrella central WR6 por reproducir la emisión en rayos X en el rango de entre  $1 - 2.4 \times 10^{33}$  erg  $\text{s}^{-1}$  cuando la interacción entre los vientos WR y SGR/LBV se encuentra hacia 10 pc, suponiendo una distancia de 1.8 kpc y una densidad columnar de  $1.1 \times 10^{21}$   $\text{cm}^{-2}$ . Este rango de masas es de entre 40 y 50  $M_{\odot}$  como resultado de analizar los modelos de STARS. Además que las velocidades terminales para la etapa de WR en estos modelos son del orden de la velocidad observada  $V_{\infty} \sim 1500$   $\text{km s}^{-1}$ . Hemos descartado los modelos de MM2003 dado que no reproducen de manera correcta la

fase de SGR/LBV ni en tiempo de duración ni en masa total perdida. Los modelos de atmósferas de *Potsdam* (Hamann & Grafener, 2004) y de Esteban et al. (2003) concuerdan con este resultado (ver figura 5.4).

### Trabajo a futuro

Además de S308, también se ha detectado emisión de rayos X alrededor de la estrella WR 136, en su burbuja de viento estelar NGC 6888 (Bochkarev , 1988; Wrigge et al., 1994). Las diferencias entre estas dos burbujas interestelares alrededor de estrellas WR son la simetría elipsoide que presenta NGC 6888 y su tamaño (18 arcmin  $\times$  12 arcmin). Podemos modificar nuestro código para tratar de reproducir la forma elíptica de la burbuja de viento estelar NGC 6888 a la cual también se le ha detectado emisión de rayos X suaves. Esto se puede hacer de tal manera que la tasa de pérdida de masa en la etapa de SGR/LBV no sea isotrópica o considerando un viento rápido de WR bipolar que impacta un viento de SGR/LBV isotrópico. Esta nebulosa es una buena candidata a observar con el telescopio espacial *Newton - XMM* debido a que su tamaño angular ajusta perfecto al campo de visión del telescopio. De aquí se puede hacer un estudio de la emisión en rayos X global de toda la burbuja. Hasta la fecha solo se ha estudiado la parte noroeste con alta resolución angular con el telescopio espacial de rayos X *Chandra* (Gruendl et al., 2003).

Dada la ventaja de que el código acepta como entrada el modelo evolutivo de la estrella central, este puede aceptar modelos correspondientes a estrellas de baja masa para tratar de estudiar la emisión de rayos X suaves detectados en nebulosas planetarias (Guerrero et al., 2005; Guerrero, 2006). Esto se ha hecho con un modelo con simetría esférica en 1D por Steffen et al. (2008) tomando en cuenta el efecto de la CT y logran ajustar la emisión de rayos X para nebulosas con cavidades internas cercanas a la estrella central bajo la ausencia de campos magnéticos. La bipolaridad en estos objetos se pueden modelar bajo diferentes efectos extras: discos debido a la rotación de la estrella (Bjorkman & Cassinelli, 1993), binariedad y la presencia de un campo magnético, aunque la presencia de este puede inhibir o dar una preferencia al flujo conductivo.

En base a los modelos resultantes se pueden proponer nuevos candidatos de NP que puedan tener emisión de rayos X y buscaremos también su emisión en UV (Gruendl et al., 2004) usando el nuevo espectrógrafo COS en el Hubble Space Telescope para poder estudiar la capa conductiva.

# Bibliografía

- [1] Allende Prieto, C., Lambert, D.L. & Asplund, M., 2001, *ApJ* 556, L63
- [2] Allende Prieto, C., Lambert, D.L. & Asplund, M., 2002, *ApJ* 573, L137
- [3] Anders, E. & Grevesse, N., 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197
- [4] Arnal, E.M., 1992, *A&A* 254, 305
- [5] Arnal, E.M & Cappa, C.E., 1996, *MNRAS* 279, 788
- [6] Arthur, S.J., 2007, *RevMexAA (Serie de Conferencias)*, 30, 64
- [7] Arthur, S.J., 2007, in *Diffuse Matter from Star Forming Regions to Active Galaxies*, ed. T.W. Hartquist, J.M. Pittard & S.A.E., G. Falle 183
- [8] Arthur, S.J., 2008, *Massive Star as Cosmic Engines*, *IAU Symposium* 250, 355
- [9] Arthur, S.J. & Hoare, M.G., 2006, *ApJSS* 165, 283
- [10] Avedisova, V.S., 1972, *Soviet. Astr. – AJ*, 15, 5
- [11] Balucińska-Church, M. & McCammond, D., 1992, *ApJ* 400, 699
- [12] Bochkarev, N.C., 1988, *Nature* 332, 518
- [13] Braunsfurth, E. & Feitzinger, J.V., 1983, *A&A* 127, 113
- [14] Cappa, C.E., 2006, *RevMexAA (Serie de Conferencias)*, 26, 9
- [15] Cappa, C.E., Vasquez, J., Pineault, S. & Cichowolski, S., 2010, *MNRAS* 403, 387
- [16] Castor, J., McCray, R. & Weaver, R., 1975, *ApJ* 200, L107
- [17] Chevalier, R.A. & Clegg, A.W., 1985, *Nature* 317, 44

- [18] Chu, Y-H., 2008, Massive Stars as Cosmic Engines, Proceedings IAU Symposium No. 250
- [19] Chu, Y-H., Chang, H-W., Su, Y-L. & Mac Low, M-M., 1995, ApJ 450, 157
- [20] Chu, Y-H., Guerrero, M., Gruendl, R., García-Segura, G. & Wendker, H., 2003, ApJ 599, 1189
- [21] Chu, Y-H., Troland, T.H., Gull, T.R., Treffers, R.R. & Kwitter, K.B., 1982, ApJ 254, 562
- [22] Comerón, F., 1997, A&A 326, 1195
- [23] Contreras, M.E., Rodriguez, L.F. & Arnal, E.M., 2000, RevMexAA 36, 135
- [24] Cowie, L.L. & McKee, C.F., 1977, ApJ 215, 213
- [25] Dunne, B.C., Chu, Y-H., Chen, C-H.R., Lowry, J.D., Townsley, L., Gruendl, R.A., Guerrero, M.A. & Rosado, M., 2003, ApJ 637, 1025
- [26] Dyson, J.E. & de Vries, J., 1972, A&A 20, 223
- [27] Eggleton, P.P., 1971, MNRAS 151, 351
- [28] Eldridge, J.J., Tout, C.A., 2004, MNRAS 348, 201
- [29] Esteban, C., Smith, L.J., Vílchez, J.M. & Clegg, R.E.S., 1993, A&A 272, 299
- [30] Esteban, C., Vílchez, J.M., Smith, L.J. & Clegg, R.E.S., 1992, A&A 259, 629
- [31] Falle, S.A.E.G. 1975, A&A 43, 323
- [32] Freyer, T., Hensler, G. & Yorke, H.W., 2003, ApJ 594, 888
- [33] Freyer, T., Hensler, G. & Yorke, H.W., 2006, ApJ 638, 262
- [34] García-Segura, G., Langer, N. & Mac Low, M-M., 1996, A&A 316, 133
- [35] García-Segura, G., Mac Low, M-M. & Langer, N., 1996, A&A 305, 299
- [36] Gruendl, R.A., Chu, Y-H., Dunne, B.C. & Points, S.D., 2000, ApJ 120, 2670
- [37] Gruendl, R.A., Chu, Y-H. & Guerrero, M.A., 2004, ApJ 617, 127

- [38] Guerrero, M.A., 2006, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond, IAU Symposium No. 234
- [39] Guerrero, M.A., Chu, Y-H. & Gruendl, R.A., 2005, Mem.S.A.It., Vol. 76, 449
- [40] Hillier, D.J., 1988, ApJ 327, 822
- [41] Holweger, H., 2001, Joint SOHO/ACE workshop *Solar and Galactic Composition*. American Institute of Physics Conference proceedings Vol. 598, Bern, Switzerland
- [42] Howarth, I.D. & Schmutz, W., 1995, A&A 295, 529
- [43] Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., Clavel, J., Ehle, M., Erd, C., Gabriel, C., Guainazzi, M., Gondoin, P., Much, R., Munoz, R., Santos, M., Schartel, N, Texier, D. & Vacanti, G., 2001, A&A 365, L1-L6
- [44] Jenkins, E.B. & Meloy, D.A., 1974, ApJ 193, L121
- [45] Johnson, H.M. & Hogg, D., 1965, ApJ 142, 1033
- [46] Kaastra, J.S. & Mewe, R., 1993, Legacy 3, 16
- [47] Kunasz, P. & Auer, L.H., 1988, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 39, 67
- [48] Lamers, H.J.G.L.M. & Cassinelli, J.P., 1999, Cambridge University Press
- [49] Liedahl, D.A., Osterheld, A.L. & Goldstein, W.H., 1995, ApJ 438, L115
- [50] Lobel, A., Aufdenberg, J., Ilyin, I. & Rosenbush, A.E., 2005, Astro-ph No. 0504524v1
- [51] Lucy L.B. & White, R.L., 1980, ApJ 241, 300
- [52] Mac Low, M-M. & Norman, M.L., 1993, ApJ 407, 207
- [53] Matthews, W.G., 1966, ApJ 144, 206
- [54] Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S. & Vittorio, N., 1998, A&A Suppl. Ser., 133, 403
- [55] Meynet, G. & Maeder, A., 2003, A&A 404, 975
- [56] Mihalas, D., Auer, L.H. & Mihals, B.R., 1978, ApJ 220, 1001
- [57] Moore, B.D., Hester, J.J. & Scowen, P.A., 2000, ApJ 119, 2991

- [58] Oey, M.S. & Smedley, P.V., 1998, *AJ*, 116, 1263
- [59] Owocki, S.P., Castor, J.I. & Rybicki, G.B., 1988, *ApJ* 335, 914
- [60] Perryman, M.A.C. et al., 1997, *A&A* 323, L49
- [61] Pikel'Ner, S.B., 1968, *Ap Letters*, 2, 97
- [62] Pikel'Ner, S.B. & Shcheglov, P.V., 1969, *Soviet. Astr. – AJ*, 12, 757
- [63] Pols, O.R., Tout, C.A., Eggleton, P.P., Han, Z., 1995, *MNRAS* 274, 964
- [64] Raga, A.C., Mellema, G., Arthur, S.J., Binette, L., Ferruit, P. & Steffen, W., 1999, *RevMexAA* 35, 123
- [65] Reyes-Itúrbide, J., Velázquez, P.F., Rosado, M., Rodríguez-González, A., González, R.F. & Esquivel, A., 2009, *MNRAS*, 394, 1009
- [66] Rozyczka, M., 1985, *A&A* 143, 59
- [67] Ryu D. & Vishniac, E.T., 1988, *ApJ* 331, 350
- [68] Sharpless, S., 1959, *ApJS* 4, 257
- [69] Skinner, S.L., Itoh, M. & Nagase, F., 1998, *New Astronomy*, 3, 37
- [70] Skinner, S.L., Zhekov, S.A., Güdel, M. & Schmutz, W., 2002, *ApJ* 579, 764
- [71] Skinner, S.L., Zhekov, S.A., Güdel, M., Schmutz, W. & Sokal, K.R., 2010, *ApJ* 139, 825
- [72] Smith, L.J., Norris, R.P.F. & Crowther, P.A., 2002, *MNRAS*, 337, 1309
- [73] Smith, R.K., Brickhouse, N.S., Liedahl, D.A. & Raymond, J.C., 2001, *ApJ* 556, L91
- [74] Spitzer, L. Jr., 1962, *Physics of Fully Ionized Gases* (New York: Interscience)
- [75] Spitzer, L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley)
- [76] Steffen, M., Sh'önberner, D., Warmuth, A., 2008, *A&A* 489, 173
- [77] Vasquez, J., Cappa, C. & McClure-Griffiths, N.M., 2005, *MNRAS* 362, 681

[78] Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. & Moore, R., 1977, ApJ 218, 377

[79] Wrigge, M., 1999, A&A 343, 599

[80] Wrigge, M., Wendker, H.J. & Wisotzki, L., 1994, A&A 286, 219