



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Radioastronomía y Astrofísica - IRyA

EL EFECTO DE LA PRESIÓN DE RADIACIÓN
EN LA DINÁMICA DE REGIONES HII

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
NURIB ZOÉ NÚÑEZ MENDOZA

ASESORA:
DRA. SARAH JANE ARTHUR
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

Morelia, Michoacán, junio de 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Sinodales:

Dra. Susana Lizano

Dr. Enrique Vazquez

Dr. Jacopo Fritz

Dr. Sergei Silich

Dr. William Henney

Índice general

| | |
|---|-----------|
| Agradecimientos | 7 |
| Lista de Figuras | 9 |
| Resumen | 17 |
| 1. INTRODUCCIÓN | 21 |
| 1.1. Antecedentes | 21 |
| 1.2. Expansión de Regiones H II | 23 |
| 1.2.1. Etapa inicial de expansión | 23 |
| 1.2.2. Etapa expansión hidrodinámica | 25 |
| 1.3. Burbujas de vientos estelares | 29 |
| 1.4. Polvo dentro de regiones H II | 33 |
| 1.4.1. Evidencias Observacionales | 34 |
| 1.4.2. Efectos del polvo sobre una región H II | 34 |
| 1.4.3. Presencia de polvo dentro de regiones H II | 35 |
| 2. METODOLOGÍA | 39 |
| 2.1. Ecuaciones. | 39 |
| 2.2. Código Hidrodinámico. | 42 |
| 2.2.1. Discretización en el espacio y el tiempo. | 42 |
| 2.2.2. Paso de tiempo. | 44 |
| 2.2.3. Términos fuente. | 44 |
| 2.2.4. Generalidades de las simulaciones. | 44 |
| 2.2.5. Pruebas al código | 46 |
| 2.3. Modelos | 48 |
| 3. RESULTADOS | 51 |
| 3.1. Estructura de la Región H II y burbuja de viento estelar | 52 |
| 3.1.1. Los Modelos a 500,000 años | 61 |
| 3.1.2. Los Modelos a 2.0 M años | 63 |
| 3.1.3. Resumen | 65 |

| | |
|---|-----------|
| 3.2. Dinámica de la Región H II | 66 |
| 3.2.1. Resumen | 72 |
| 3.3. Parámetro de Ionización | 73 |
| 3.3.1. Parámetro $U_{1/2}$ | 73 |
| 3.3.2. Parámetro U_w | 77 |
| 3.4. Parámetro Ω | 81 |
| 3.5. La correlación entre densidad y tamaño para las regiones H II. | 84 |
| 3.5.1. Resumen | 87 |
| 4. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES | 89 |
| 4.1. Comparación con trabajos previos | 89 |
| 4.2. Conclusiones | 92 |
| 4.3. Trabajo a Futuro | 93 |
| Bibliografía | 94 |

Agradecimientos

Agradezco el proyecto DGAPA-UNAM-PAPIIT IN101713 para una beca de estudios de maestría, así como apoyo del proyecto DGAPA-UNAM-PAPIIT IN112816.

Índice de figuras

| | | |
|------|---|----|
| 1.1. | Solución para el radio dependiente del tiempo de una expansión a una densidad constante de una región H II. Es claro que para $t > 3t_R$, el radio alcanza el radio de Strömgren R_S | 25 |
| 1.2. | Solución para el radio dependiente del tiempo de la expansión con densidad constante de una región H II en la etapa de expansión hidrodinámica. | 28 |
| 1.3. | Diagrama esquemático de una región H II llevada por viento estelar. La estrella al centro indica la posición de una fuente estelar con fotones ionizantes. La región I es llenada con el viento estelar eyectado de la fuente central, la cual termina en un choque (círculo interno). La región “II” es llenada con viento estelar caliente chocado y termina en la discontinuidad de contacto (radio R línea punteada). La región “IIIa” es la región fotoionizada (de radio externo R_S). La región “IIIb” es la región del ambiente neutro perturbado empujado por el choque (de radio R_n) el cual viaja en el ambiente sin perturbar (región “IV”). El diagrama no está a escala. | 30 |
| 2.1. | Prueba del código donde se considera sólo la fuente fotoionizante, sin presión de radiación y sin viento estelar. Con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$. La línea roja representa el radio del frente de ionización en función del tiempo, y la línea azul representa la aproximación analítica de Spitzer, que es el radio del frente de ionización en función del tiempo ($R \propto t^{4/7}$). La gráfica está en escala logarítmica. | 46 |
| 2.2. | Se muestra el caso de una burbuja de viento estelar con una tasa de pérdida de masa $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y una velocidad terminal $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$. La línea roja representa el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo, y la línea azul representa la aproximación analítica, que es el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo ($R \propto t^{3/5}$). La gráfica está en escala logarítmica | 47 |

- 3.1. Vemos el conjunto de simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 0.5 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. 53
- 3.2. Vemos el conjunto de simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 2.0 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. 54
- 3.3. Vemos el conjunto de simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 0.5 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. 56
- 3.4. Vemos el conjunto de simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 2.0 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. 57

- 3.5. Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 0.5 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. 59
- 3.6. Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 2.0 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. 60
- 3.7. Vemos el conjunto de simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$. El panel a) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel b) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6. El panel c) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel d) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6; en los paneles c) y d) la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{4/7}$), esta curva analítica esta desplazada intensionalmente. El panel e) muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo para los modelos con vientos estelares (4, 5 y 6); la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{3/5}$), esta línea esta desplazada intensionalmente. El panel f) muestra el radio del choque interno en función del tiempo para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6). En todos los casos la línea negra delgada representa los modelos con ausencia de presión de radiación, la línea punteada son los modelos que consideran la presión de radiación que actua sobre el gas y la línea negra gruesa representa los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y polvo. 67

- 3.8. Vemos el conjunto de simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_*=10^{50}\text{s}^{-1}$. El panel a) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel b) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6. El panel c) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel d) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6; en los paneles c) y d) la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{4/7}$), esta curva analítica esta desplazada intensionalmente. El panel e) muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo para los modelos con vientos estelares (4, 5 y 6); la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{3/5}$), esta línea esta desplazada intensionalmente. El panel f) muestra el radio del choque interno en función del tiempo para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6). En todos los casos la línea negra delgada representa los modelos con ausencia de presión de radiación, la línea punteada son los modelos que consideran la presión de radiación que actua sobre el gas y la línea negra gruesa representa los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y polvo. 68

- 3.9. Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_*=10^{51}\text{s}^{-1}$. El panel a) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel b) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6. El panel c) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel d) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6; en los paneles c) y d) la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{4/7}$), esta curva analítica esta desplazada intensionalmente. El panel e) muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo para los modelos con vientos estelares (4, 5 y 6); la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{3/5}$), esta línea esta desplazada intensionalmente. El panel f) muestra el radio del choque interno en función del tiempo para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6). En todos los casos la línea negra delgada representa los modelos con ausencia de presión de radiación, la línea punteada son los modelos que consideran la presión de radiación que actua sobre el gas y la línea negra gruesa representa los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y polvo. 69

- 3.10. Vemos el parámetro de ionización $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ del conjunto de simulaciones de la S1 con una tasa de fotones $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel b) muestra los resultados para los modelos con viento estelar. La línea negra delgada representa el modelo sin presión de radiación, la línea punteada representa el modelo con presión de radiación debido al gas y la línea punto-rayada representa el caso con presión de radiación que actúa sobre el gas y el polvo. El eje x en la gráfica está en potencias de 10. 74
- 3.11. Vemos el parámetro de ionización $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ del conjunto de la S2 con una tasa de fotones $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel b) muestra los resultados para los modelos que tienen viento estelar. La línea negra delgada representa el modelo sin presión de radiación, la línea punteada representa el modelo con presión de radiación debido al gas y la línea punto-rayada representa el caso con presión de radiación en el gas y el polvo. El eje x en la gráfica está en potencias de 10. 75
- 3.12. Vemos el parámetro de ionización $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ del conjunto de la S3 con una tasa de fotones $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel b) muestra los resultados para los modelos que tienen viento estelar. La línea negra delgada representa el modelo sin presión de radiación, la línea punteada representa el modelo con presión de radiación debido al gas y la línea punto-rayada representa el caso con presión de radiación actuando sobre el gas y el polvo. El eje x en la gráfica está en potencias de 10. 76
- 3.13. Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro U_w . Vemos el conjunto de la S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$ (a una estrella de tipo O). El panel a) muestra los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con presencia de vientos estelares. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto-rayada los modelos con presión de radiación en el gas y polvo. 77
- 3.14. Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro U_w . Vemos el conjunto de la S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$ (un cúmulo pequeño de 10 estrellas de tipo O). El panel a) muestra los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con presencia de vientos estelares. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto-rayada los modelos con presión de radiación en el gas y polvo. 78

- 3.15. Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro U_w . Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51}\text{s}^{-1}$, lo que corresponde a un cúmulo masivo de cientos de estrella de tipo O. El panel a) muestra los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con presencia de vientos estelares. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto- raya los modelos con presión de radiación en el gas y polvo. 79
- 3.16. Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro Ω . Vemos los conjuntos de simulaciones S1, S2 y S3. El panel a) muestra los modelos de las simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49}\text{s}^{-1}$, lo que corresponde a una estrella de tipo O. El panel b) los modelos de las simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50}\text{s}^{-1}$, lo que representa un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O. El panel c) los modelos de las simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51}\text{s}^{-1}$, lo que representa un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto- raya los modelos con presión de radiación en el gas y el polvo. 82
- 3.17. Vemos la densidad n_{rms} en función del diametro. En los dos paneles, la línea negra es el de modelos sin presión de radiación, la línea de puntos es el modelo con presión de radiación sobre el gas y la línea punto- raya los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. El panel a) representa los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con viento estelar. Los modelos corresponden a la S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49}\text{s}^{-1}$. La recta de puntos representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$, y la recta punto- raya la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$. El eje x en la gráfica está en potencias de 10. 84
- 3.18. Vemos la densidad n_{rms} en función del diametro. En los dos paneles, la línea negra es el de modelos sin presión de radiación, la línea de puntos es el modelo con presión de radiación sobre el gas y la línea punto- raya los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. El panel “a)” muestra los modelos con ausencia de viento estelar, y el panel “b)” los modelos con vientos estelares. Corresponden a la S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50}\text{s}^{-1}$. La recta de puntos representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$, mientras que la recta punto- raya obedece la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$. El eje x en la gráfica está en potencias de 10. 85

3.19. Vemos el diámetro contra la densidad n_{rms} . En los dos paneles, la línea negra presenta los modelos sin presión de radiación, la línea de puntos es el modelo con presión de radiación sobre el gas y la línea punto-rayado los modelos con presión de radiación sobre el gas y sobre el polvo. El panel “a” muestra los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel “b” con vientos estelares. Corresponden a la S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51}\text{s}^{-1}$. La recta de puntos representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$, mientras que la recta punto-rayado la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$. El eje x en la gráfica está en potencias de 10. 86

RESUMEN

Esta tesis analiza el efecto que tiene la presión de radiación sobre la estructura y la dinámica de regiones H II, que son formadas alrededor de una a cientos de estrellas tipo O, este análisis se realiza mediante simulaciones hidrodinámicas en una dimensión con simetría esférica. Se sigue la evolución desde el encendido de la estrella o el del cúmulo de estrellas hasta 2.0 M años para analizar la influencia que tiene la presión de radiación. Se realizaron hasta este tiempo debido a que a etapas más evolucionadas los efectos de la presión de radiación ya no eran importantes. Los modelos se realizaron en dos conjuntos: con la presencia y la ausencia de vientos estelares. Las simulaciones son dependientes del tiempo, permitiéndonos seguir la expansión del gas fotoionizado y de la cáscara de material neutro alrededor, revelando así la estructura de la densidad dentro de ambas regiones.

La presión de radiación actuando sobre el polvo resulta del depósito de momento sobre el grano de polvo de los fotones ionizantes y de los fotones no ionizantes, mientras que en el gas actúan los fotones ionizantes. El interés de esta presión de radiación surge de trabajos observacionales donde se sugiere que es una componente importante de la presión total en regiones H II extragalácticas. Otros autores sugieren que son los vientos estelares los que dominan la presión total. También existen trabajos previos donde se tratan regiones H II estáticas o burbujas de viento con una ley de expansión analítica que no toma en cuenta el efecto de la presión de radiación sobre la dinámica.

Se partió de un código hidrodinámico que incluía la transferencia radiativa y que resolvía las ecuaciones dependientes del tiempo del estado de ionización de hidrógeno. En este código hidrodinámico se modificaron las ecuaciones de momento y de energía para agregar los términos correspondientes a la presión de radiación actuando sobre el gas y el polvo. Las ecuaciones se resolvieron usando un esquema de Godunov que utiliza la discretización en volúmenes finitos de segundo orden.

Se construyeron tres conjuntos de simulaciones en los cuales se varía la tasa de fotones ionizantes (10^{49} , 10^{50} y 10^{51} s $^{-1}$). Lo que corresponde a una sola estrella de tipo O, un cúmulo pequeño con 10 estrellas, y un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O, respectivamente, como ocurriría en una galaxia con brote de formación estelar.

En cada conjunto se realizaron seis modelos, en donde se varía si tienen presencia o ausencia de vientos estelares, presencia o ausencia de la presión de radiación debido al gas, presencia o ausencia de la presión de radiación sobre el polvo. Los modelos fueron evolucionados hasta los 2.0 M años, para observar los cambios conforme avanzaba la evolución de la región H II.

Los resultados principales que se graficaron fueron: la estructura de densidad dentro de la región fotoionizada y la dinámica de los choques, frentes de ionización y discontinuidad de contacto. Estos resultados se comparan con los resultados analíticos. También, se derivaron otras cantidades sugeridas por otros autores, como lo son el parámetro de ionización $U_{1/2}$ (Draine (2011)) y U_w (Martínez-González et al. (2014)) el cual se usa como herramienta para medir la presión de radiación de cúmulos estelares masivos, el parámetro Ω (Martínez-González et al. (2014)) que relaciona la presión térmica en el borde interno y externo de la región H II y se compararon con los resultados obtenidos por dichos autores.

La contribución principal de esta tesis fue verificar la importancia de la presión de radiación en la estructura y en la dinámica de las regiones H II, ver si la presión de radiación es una componente determinante en la presión total de estas regiones. Si es el viento estelar el que domina la presión total, ó si los efectos de ambas situaciones definen de manera más precisa las regiones H II. Otra contribución es que los trabajos previos no siguen la evolución autoconsistente de una región H II desde la etapa inicial del radio de Strömgren hasta el equilibrio de presión con el medio interestelar.

Las conclusiones principales de esta tesis son que los efectos de la presión de radiación son más notables cuando se considera la presencia de polvo en las regiones H II a tiempos tempranos en donde la fuente ionizadora es una estrella individual o un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O. En cambio en regiones que son fotoionizadas por un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O los efectos de la presión de radiación actuando sobre el polvo son notables tanto a tiempos tempranos como a tiempos más evolucionados. Se observaron efectos fuertes de la presión de radiación en la estructura de la densidad en modelos que contenían vientos estelares.

Como un trabajo a futuro se quiere investigar el efecto de la presión de radiación cuando los parámetros estelares están evolucionando con el tiempo. Otro punto, sería investigar los efectos de la presión de radiación en el entorno de estrellas más evolucionadas como las Wolf-Rayet. Finalmente, se podría extender los estudios a 3D para investigar los efectos de la presión de radiación en fronteras de las regiones H II en donde los flujos fotoevaporativos modifican la estructura de densidad y el parámetro de ionización de forma muy localizada.

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

1.1. Antecedentes

La expansión dinámica de una burbuja caliente de gas ionizado producida por un cúmulo de estrellas calientes jóvenes es uno de los problemas clásicos del medio interestelar. Strömgren (1939) presentó un modelo de la esfera de gas fotoionizado que se produce alrededor de una estrella caliente en un medio de densidad uniforme. Este modelo es estático y representa la primer etapa de una región H II. La esfera de gas fotoionizado se conoce como la esfera de Strömgren y representa el volumen de gas en donde están en equilibrio las fotoionizaciones y las recombinaciones. La siguiente etapa es de expansión, debido a que el gas fotoionizado está a mayor presión que el medio neutro que lo rodea. La dinámica de los frentes de ionización fue explicada por Kahn (1954) y la expansión de las regiones H II está descrita por Spitzer (1978).

Sin embargo, a este escenario sencillo se le pueden agregar otros procesos físicos, como lo son la inyección de un viento estelar, ya que las estrellas masivas calientes también expulsan vientos (Dyson & Williams 1997; Weaver et al. 1977), y también la absorción de fotones ionizantes por granos de polvo dentro de la región H II (Petrosian, Silk & Field 1972; Arthur et al. 2004).

Más recientemente, se ha considerado el efecto de la presión de radiación sobre la estructura y la dinámica de las regiones H III (Krumholz & Matzner 2009; Draine 2011; Martínez-González 2014). Esto se debe a que cuando un fotón es absorbido por un átomo o por un grano de polvo, este fotón le imparte momento. La tasa de cambio de este momento se conoce como la presión de radiación. Mathews (1967), Dopita et al. (2003, 2006) y Draine (2011) mostraron que la presión de radiación sobre el polvo crea

un gradiente de densidad dentro de la región fotoionizada y ésta presión de radiación puede dejar un hueco central en la distribución de densidad de una región HII. Krumholz & Matzner (2009) empezaron con la idea de que la presión de radiación apila todo el gas en un cascarón e investigaron la dinámica del cascarón. Concluyeron que la presión de radiación no es importante dinámicamente para regiones HII alrededor de un número pequeño de estrellas calientes pero si puede ser importante para grandes cúmulos de estrellas fotoionizantes. Martínez-González et al. (2014) estudiaron el efecto combinado de las regiones fotoionizadas y los vientos estelares alrededor de cúmulos de estrellas, tomando en cuenta la evolución temporal de los parámetros del cúmulo. Ellos encuentran que la presión de radiación afecta la estructura interna y la dinámica de las cáscaras que son llevadas por viento estelar sólo a etapas tempranas.

Es importante mencionar que ninguno de los modelos ya mencionados siguió la evolución autoconsistente de una región H II desde la etapa inicial del radio de Strömgren (1939) hasta el equilibrio de presión con el medio interestelar. En esta tesis se pretende utilizar simulaciones numéricas para modelar las regiones fotoionizadas con o sin vientos estelares y evaluar el efecto de la presión de radiación sobre estas regiones cuando se considera que ésta presión de radiación actúe solamente sobre el gas y también cuando actúe sobre el gas y el polvo.

En las siguientes secciones del capítulo 1 veremos de manera general, la descripción analítica de la expansión de regiones H II, una etapa inicial en la cual se alcanza el radio de Strömgren, y una etapa de expansión hidrodinámica debido a la mayor presión del gas ionizado respecto a la del medio externo. Al final una sección de los efectos de los vientos estelares en el gas interestelar.

En el capítulo 2 se describe la metodología que se desarrolló para la realización de las simulaciones. En el capítulo 3 se presentan los resultados a dos etapas evolutivas mostrando la estructura y la dinámica de las regiones H II, y se calculan los parámetros propuestos en el trabajo de Draine (2011), el parámetro de ionización $U_{1/2}$, Martínez-González (2014) el parámetro de ionización U_w y el parámetro Ω , para luego hacer una comparación de sus resultados con los presentados en esta tesis. Finalmente en el capítulo 4 se presentan los resultados finales que fueron comparados con los trabajos previos así como las conclusiones y el trabajo a futuro.

1.2. Expansión de Regiones H II

En las siguientes subsecciones se verá de manera general una descripción analítica de la expansión de regiones H II. Una etapa inicial de expansión seguida de una expansión hidrodinámica.

1.2.1. Etapa inicial de expansión

Las características generales del problema son las siguientes. Como está descrito en el libro de Dyson & Williams (1980), después de un encendido instantáneo de una fuente estelar (con una tasa de fotones ionizantes S_*) en un ambiente homogéneo, una región H II primero sufre una expansión a densidad constante hasta alcanzar el radio de Strömgren inicial, que nos da el tamaño de la región ionizada. El volumen de la esfera de Strömgren es tal que el número de recombinaciones de los iones contenidos es igual al número de fotones ionizantes producidos por la estrella:

$$S_* = \frac{4}{3}\pi R_S^3 n_0^2 \alpha_B \quad (1.1)$$

y el tamaño de la región ionizada es:

$$R_S = \left(\frac{3S_*}{4\pi n_0^2 \alpha_B} \right)^{1/3} \quad (1.2)$$

donde S_* es la tasa de fotones ionizantes producida por la estrella central, n_0 es la densidad (uniforme) del medio circundante y $\alpha_B = 2.6 \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ es el coeficiente de recombinación caso B (Osterbrock 1989). La región ionizada tiene una temperatura aproximadamente de 10^4 K, así que su velocidad del sonido isotérmica es $c_i \approx 10 \text{ Km s}^{-1}$. Este radio de Strömgren se obtiene a partir de la ecuación de equilibrio de ionización. Se asume que los fotones difusos (debido a la recombinación) ionizan átomos neutros en la misma región donde son creados, lo que se conoce como aproximación “on-the-spot”.

Para conocer la velocidad y el radio del frente de ionización en su etapa inicial podemos escribir la ecuación de balance como sigue,

$$S_* = \frac{4\pi}{3} R_I^3 n_H^2 \alpha_B + 4\pi R_I^2 F, \quad (1.3)$$

donde R_I es el radio externo (dependiente del tiempo) de la región H II y F es el flujo de fotones ionizantes (número de fotones ionizantes por unidad de área y tiempo) alcanzado en el límite exterior de la región. La ecuación 1.3 es una expresión de conservación para los fotones estelares. El primer término del lado derecho representa que la tasa de fotones ionizantes total es igual a los fotones ionizantes emitidos por la estrella y el segundo término representa la dilución del campo de radiación estelar. Cada uno de esos fotones ioniza un nuevo átomo de H, así que

$$F = n_H \frac{dR_I}{dt} \quad (1.4)$$

combinando 1.3 y 1.4 se obtiene:

$$\frac{dR_I}{dt} = \frac{S_*}{4\pi R_I^2 n_H} - \frac{n_H \alpha_B R_I}{3} \quad (1.5)$$

la cual integrando se encuentra:

$$R_I(t) = R_S (1 - e^{-t/t_R})^{1/3} \quad (1.6)$$

con

$$t_R \equiv \frac{3}{n_H \alpha_B} \quad (1.7)$$

R_S está dado por la ecuación 1.2. Usando el valor de α_B dado anteriormente y $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$, se obtiene que $t_R = 1.24 \times 10^5$ años, que es el tiempo de la etapa inicial de expansión. La solución para la expansión de la región H II en su etapa inicial se muestra en la figura 1.1.

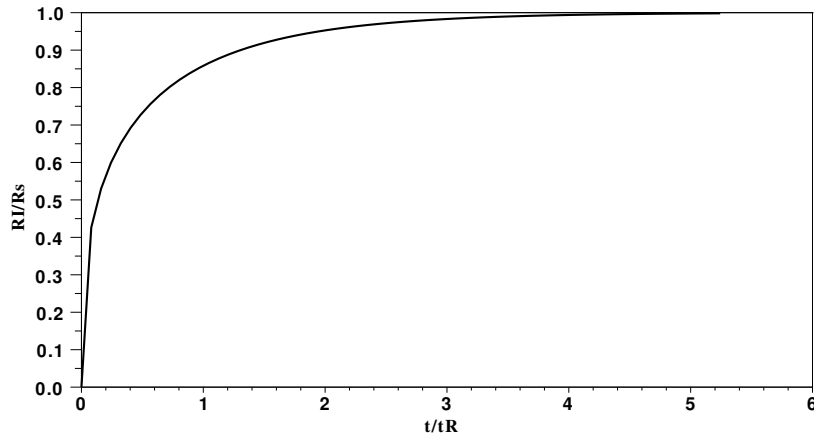


Figura 1.1: Solución para el radio dependiente del tiempo de una expansión a una densidad constante de una región H II. Es claro que para $t > 3t_R$, el radio alcanza el radio de Strömngren R_S .

Hay dos observaciones de este modelo:

- Cuando el tiempo $t \rightarrow \infty$ el radio R_I es igual al radio de Strömngren (R_S).
- $\dot{R} \sim c_0$ cuando $R_I \simeq R_S$ ($t \simeq t_R$). Siendo c_0 la velocidad del sonido en el gas ionizado.

Ahora veremos lo que ocurre en la expansión hidrodinámica de la región H II y veremos la solución dependiente del tiempo.

1.2.2. Etapa expansión hidrodinámica

Después de experimentar la etapa inicial en la cual se alcanzó el radio de Strömngren, la región H II empieza una lenta expansión hidrodinámica, esta expansión es debida a la presión mayor del gas ionizado respecto a la del medio externo, en la cual el gas caliente e ionizado se expande, incorporando material de alrededor, y empujando el ambiente neutro.

Spitzer (1968) construyó un modelo analítico para la expansión de una región H II, considerando el balance de la presión entre la región ionizada

y la región chocada. Al inicio de esta etapa la velocidad de expansión de la esfera de Strömngren es $v_1 \simeq c_0$, la cual es altamente supersónica respecto al gas neutro, generando una onda choque. La presión detrás del frente de choque es uniforme (aproximadamente) tanto en el gas neutro como el gas ionizado, pero dependiente del tiempo.

Una vez que el frente de ionización ha alcanzado el radio R_S , la temperatura alta del gas (de velocidad del sonido isotérmica c_i y densidad inicial n_0) comienza a expandirse, empujando un choque al ambiente de alrededor (de velocidad del sonido c_0 y densidad n_0). Se asume que este choque es isotérmico. Usando el balance de presión entre la región ionizada y la región neutra chocada, y por otro lado el balance de ionización encontramos que el radio en función del tiempo durante esta etapa está dado por:

$$\frac{R(t)}{R_S} = \left[1 + \frac{7}{4} \frac{c_i}{R_S} t \right]^{4/7} \quad (1.8)$$

donde R_S es el radio inicial de Strömngren, c_i es la velocidad del sonido para gas ionizado con $m_p = 1.3m_H$ y temperatura de 10^4 K (Spitzer 1978). Esta expansión continua hasta que la región H II alcanza el equilibrio de presión entre el gas ionizado y el medio neutro:

$$n_f c_i^2 = n_0 c_0^2 \rightarrow n_f = n_0 \left(\frac{c_0}{c_i} \right)^2 \quad (1.9)$$

Y su radio final es:

$$R_f = \left(\frac{3S_*}{4\pi n_f^2 \alpha_B} \right)^{1/3} = \frac{R_S}{\sigma^{2/3}} \quad (1.10)$$

donde $\sigma = (c_0/c_i)^2$, con c_0 y c_i como la velocidad del sonido en el medio neutro y en el gas ionizado respectivamente. El radio final de la región H II (correspondiente a la configuración de equilibrio de presión) es ~ 5 veces el radio inicial de Strömngren, dado que $c_0/c_i \approx 10$.

Cuando la región H II alcanza el R_f , la presión de la región más interna ionizada es igual a la presión del ambiente no perturbado. Como la región fotoionizada tiene una temperatura $\sim 10^4$ K y el ambiente externo neutro una temperatura $\sim (10 - 100)$ K, se tendría $\sigma \sim 0.001 - 0.01$, así que el radio final será $R_f \sim (20 - 100)R_S$.

Veamos las escalas de tiempo involucradas en la expansión.

Escalas de Tiempo

La etapa de expansión hidrodinámica termina cuando se alcanza el equilibrio de presión con el ambiente, esto es cuando:

$$\frac{R(t)}{R_s} \simeq 34 \Rightarrow N = \frac{c_i}{R_s} t \simeq 273 \quad (1.11)$$

La ecuación 1.11 viene de las ecuaciones 1.1, de la condición del equilibrio de presión final ($2n_f k T_i = n_0 k T_n$), la ecuación 1.2 y de tomar los valores representativos $T_i = 10^4 \text{K}$ y $T_n = 100 \text{K}$. Y la ecuación 1.8 da el valor correspondiente de N cerca de 273.

1. **El tiempo de Equilibrio** obtenido de 1.11 es:

$$t_{\text{EQ}} \approx 273 \frac{R_s}{c_i} \quad (1.12)$$

ó en términos de n_0 :

$$t_{\text{EQ}} = 1.6 \times 10^9 n_0^{-2/3} \text{yr} \quad (1.13)$$

donde se supuso una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ y si usamos una $n_0 = 100 \text{ cm}^{-3}$ se tiene un $t_{\text{EQ}} = 8 \times 10^7$ años, el cual es mayor al tiempo de vida de una estrella masiva en secuencia principal.

2. **El tiempo de la etapa inicial** está dado por la ecuación 1.7:

$$t_R \simeq 1.22 \times 10^5 n_0^{-1} \text{ yr} \simeq 10^3 \text{yr} \quad (1.14)$$

Se tiene que: el tiempo de equilibrio es $t_{\text{EQ}} \propto n_0^{-2/3}$ y el tiempo de la etapa inicial es $t_{\text{R}} \propto n_0^{-1}$ esto implica que $t_{\text{EQ}} \gg t_{\text{R}}$ así que la región H II pasa la mayor parte del tiempo en la etapa de expansión hidrodinámica.

La solución para la expansión de la región H II en su etapa de expansión hidrodinámica se muestra en la figura 1.2.

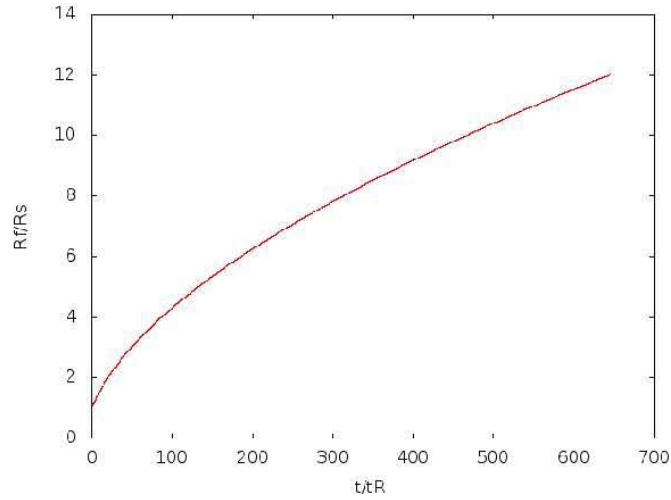


Figura 1.2: Solución para el radio dependiente del tiempo de la expansión con densidad constante de una región H II en la etapa de expansión hidrodinámica.

Raga et al. (2012) presentan modelos de la expansión de una región H II dentro de un medio uniforme, con suposiciones iniciales distintas a las de Spitzer. El modelo que presentan es de una capa delgada con simetría esférica: demostrando que las regiones H II están en un intervalo de parámetros para el cual existe una solución adimensional universal. Concluyen que a tiempos tardíos, el medio neutro chocado y empujado hacia afuera por la región H II es “delgado”. La solución de Raga et al. (2012) es una ley que incluye la solución de Spitzer en una regla general, usando un valor particular de uno de los parámetros ($\sigma=0$) de Raga et al. (2012) se obtiene la ley de expansión de Spitzer.

Pasemos a analizar las burbujas de vientos estelares, su estructura y dinámica.

1.3. Burbujas de vientos estelares

Las estrellas masivas no solo emiten radiación ionizante, también expulsan partículas. El material que pierde la estrella de forma continua es lo que se conoce como viento estelar. Lo caracterizan dos parámetros: la tasa de pérdida de masa \dot{M}_w [$M_\odot \text{ yr}^{-1}$] y la velocidad de eyección v_w [km s^{-1}].

Las regiones H II son producidas por la fotoionización del medio interestelar debido a la radiación de una estrella masiva tipo O o B, o por un cúmulo de estrellas. Estas estrellas eyectan un viento estelar rápido con parámetros típicos ($\dot{M}_w=10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $v_w =2000 \text{ km s}^{-1}$). Esta velocidad de viento es altamente supersónica con respecto al gas fotoionizado ($c_i \approx 10 \text{ Km s}^{-1}$), por lo que el impacto del viento con el medio circundante produce ondas de choque. Para tener un modelo más realista de la expansión de una región H II, es necesario considerar el efecto de este viento.

Se asume una configuración como se muestra en la figura 1.3. (Dyson & Williams 1997).

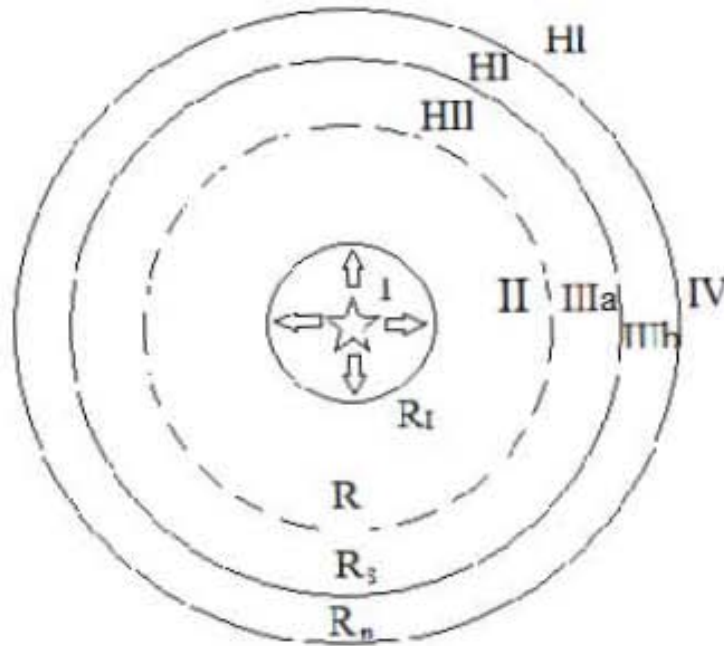


Figura 1.3: Diagrama esquemático de una región H II llevada por viento estelar. La estrella al centro indica la posición de una fuente estelar con fotones ionizantes. La región I es llenada con el viento estelar eyectado de la fuente central, la cual termina en un choque (círculo interno). La región “II” es llenada con viento estelar caliente chocado y termina en la discontinuidad de contacto (radio R línea punteada). La región “IIIa” es la región fotoionizada (de radio externo R_S). La región “IIIb” es la región del ambiente neutro perturbado empujado por el choque (de radio R_n) el cual viaja en el ambiente sin perturbar (región “IV”). El diagrama no está a escala.

Tenemos en el diagrama 1.3 una estrella con un viento isotrópico, una tasa de pérdida de masa y una velocidad terminal, la cual se enciende a $t = 0$. En un tiempo $t > 0$ el viento llena una región esférica interna etiquetada con la letra “I” esta región esta ocupada por viento estelar sin chocar, moviéndose a una velocidad v_w ($\approx 2000 \text{ km s}^{-1}$), ocurre el primer choque en la región “II”, el cual convierte parte de la energía de este viento en energía térmica. La estrella además emite fotones ionizantes por unidad de tiempo. La región externa de esta región es un choque esférico, el cual tiene un radio mucho menor que las otras regiones del flujo.

El viento estelar chocado produce una burbuja de gas caliente (región “II”) limitada en la región externa por la discontinuidad de contacto (radio

R) la cual separa el viento estelar del ambiente perturbado. Ya que el número de Mach de este choque (en la región “II”) es alto, este choque es muy fuerte. La velocidad de este primer choque es menor que v_w . La temperatura post-choque es:

$$T = \frac{3}{32} \frac{m_H v_w^2}{k} \approx 4 \times 10^7 \text{ K}. \quad (1.15)$$

La burbuja caliente empuja una onda de choque (parte externa de la región “III”) al ambiente neutro $\sim (10 - 100)\text{K}$ (región “IV”). La cáscara de material desplazado tiene una región interna (región “IIIa”) la cual es fotoionizada por la tasa de fotones ionizantes de la estrella central y tiene una región externa neutra (región “IIIb”).

Se asume que la región “IIIa”, que es la región H II ($\sim 10^4 \text{ K}$), es mucho más delgada que la región “IIIb” (la región llena con material neutro chocado). Para este caso de la “región H II delgada” se deriva un modelo de una ecuación diferencial de primer orden con una aproximación analítica. Ya que es una región “delgada”, está esencialmente a presión constante, y la región entre “I” y “IIIa” tiene una presión uniforme.

La discontinuidad de contacto (línea punteada), separa el gas del viento estelar chocado y el gas interestelar chocado. Sobre esta superficie la temperatura, la densidad, y el estado de ionización del gas cambia discontinuamente, y la presión permanece sin cambio, implicando que no hay masa fluyendo a través de la superficie.

Ahora, para un viento esféricamente simétrico, y considerando que la tasa de pérdida de masa de la estrella sea constante, la densidad del viento a una distancia r de la estrella está relacionada por la ecuación de continuidad de la siguiente manera,

$$\dot{M}_w = 4\pi r^2 n v_w \quad (1.16)$$

de lo cual

$$n(r) = \left(\frac{\dot{M}_w}{4\pi v_w} \right) \frac{1}{r^2} \quad (1.17)$$

La ecuación 1.17 aplica a la región “II”. El tamaño relativo de las diferentes regiones depende del enfriamiento del gas chocado.

En general en la región “II” el enfriamiento es poco eficiente debido a la dilución geométrica del viento (región extendida, ec. 1.17). La región “II” está a una temperatura muy alta (ver 1.15) con densidad muy baja casi uniforme,

$$n(\text{II}) \simeq \left(\frac{\dot{M}_w}{4\pi v_w} \right) \left(\frac{1}{R_I^2} \right) \quad (1.18)$$

donde R_I es el radio del choque interno, por lo que el enfriamiento en esta región es muy ineficiente y el gas se mantiene caliente y difuso. En la región “III” el enfriamiento es extremadamente efectivo (capa delgada), por dos razones. Primero, la densidad inmediatamente detrás del segundo choque (justo detrás de R_S) es cuatro veces la densidad del ambiente y no es afectada por la dilución geométrica. Segundo, el choque es a menor velocidad que la velocidad del gas del primer choque. La temperatura post-choque es por lo tanto considerablemente menor que detrás del primer choque (círculo interno).

Con estos argumentos cualitativos se propone un modelo simple (Dyson & Williams 1997) donde por conservación de momento de la cáscara llevada por viento estelar, y por otra parte la conservación de energía de la burbuja demanda que,

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{4}{3} \pi R^3 \left(\frac{3}{2} P \right) \right] = \dot{E} - P \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) \quad (1.19)$$

donde R es el radio de la cáscara delgada y el radio externo de la burbuja caliente de gas chocado. El término del lado izquierdo de la ecuación 1.19 representa la tasa de cambio de la energía térmica, el primer término del lado derecho es la tasa de inyección de energía del viento y el segundo término representa la tasa del trabajo realizado por la burbuja. Según ésta ecuación

se ha supuesto que toda la energía cinética del viento estelar se convierte en energía térmica. Cuya solución se puede escribir,

$$R = \left(\frac{125}{154\pi} \right)^{1/5} \left(\frac{\dot{E}}{n_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad (1.20)$$

Por delante del segundo choque (región “IIIa”) la presión térmica del gas ha sido despreciada en comparación con la presión “ram”. Esto es equivalente a decir que el choque es un choque fuerte y estos resultados son válidos siempre que \dot{R} sea apreciablemente más grande que la velocidad del sonido en el gas interestelar.

Una solución autosimilar a la estructura de las burbujas de viento estelar fue desarrollado por Weaver et al. (1977) donde se encuentra que la ley de expansión tiene la misma dependencia en el tiempo ($t^{3/5}$), energía ($\dot{E}^{1/5}$) y densidad ($n_0^{-1/5}$) que el modelo sencillo.

En esta tesis se analiza el impacto de la presión de radiación en la estructura y dinámica de regiones H II con presencia y ausencia de vientos estelares mediante simulaciones hidrodinámicas resolviendo las ecuaciones de conservación y la ecuación de ionización para el hidrógeno todas dependientes del tiempo. Se ignora la conducción térmica, y en los modelos con presencia de vientos estelares se supone una tasa de pérdida de masa y una velocidad de viento, así como una tasa de fotones ionizantes constantes en el tiempo.

A este panorama agregamos el efecto del polvo sobre las regiones H II y burbujas de viento estelar. El descubrimiento de burbujas en el infrarrojo despertó el interés en la posibilidad de la existencia de polvo dentro de burbujas calientes. En la siguiente sección presentamos un análisis de polvo dentro de las regiones H II .

1.4. Polvo dentro de regiones H II

Ahora abordaremos el tema del polvo dentro de las burbujas calientes que ya vimos en la sección anterior, mostramos evidencias observacionales de la presencia de polvo dentro de estas regiones H II y los efectos del polvo en una región H II.

1.4.1. Evidencias Observacionales

El polvo en las regiones H II se puede observar directamente por la radiación emitida en el infrarrojo y por la radiación estelar dispersada. También puede estar inferido por la extinción de radiación estelar y nebular (enrojecimiento).

Estudios detallados de las intensidades de las líneas de Balmer de hidrógeno en la región interna (llamada región de Huyghens) de la nebulosa de Orión mostraron que el enrojecimiento varía a través de la nebulosa, lo cual no se puede explicar por polvo en el primer plano, y además que el gradiente del enrojecimiento indica que el polvo está bien mezclado con el gas (p. ej. Münch & Persson 1971). Sin embargo, sus conclusiones no son válidas. En Orión la mayor parte de la extinción sí es en el primer plano. Aunque esto no implica que no haya polvo en la región H II.

Rodríguez et al. (2002) utilizó espectros en el óptico para determinar las abundancias del Fe en siete regiones H II Galácticas. Los valores encontrados para Fe^{++} y Fe^+ , implica que la razón Fe/O en el gas ionizado es de entre el 2% y el 30% de la solar. Se sugiere una posible explicación: la presencia de una pequeña población de granos, procedentes de la fragmentación de granos más grandes. Estos granos liberarían átomos de Fe en el gas después de la absorción de fotones energéticos, los granos pequeños que sobreviven a este proceso de destrucción serían barridos de la región ionizada por la acción de la presión de radiación o de los vientos estelares.

1.4.2. Efectos del polvo sobre una región H II

Petrosian et al. (1972) desarrollaron aproximaciones analíticas para regiones H II con polvo. Supusieron que la densidad del gas es uniforme, con una razón polvo-gas constante, encontraron una expresión para la fracción de fotones ionizantes que son absorbidos por el polvo, la cual parece ser consistente con observaciones infrarrojas. Concluyen que el polvo absorbe una cantidad considerable de fotones ionizantes en las regiones H II densas, no consideraron efectos de la presión de radiación.

Con el balance entre la fotoionización y la recombinación se determina el tamaño de la región H II, y se esperaría una relación entre el tamaño D y

la densidad n_{rms} , como se ha observado en muestras grandes (por ejemplo, Habing & Israel 1979; Kennicutt 1984). Para regiones sin polvo, se esperaría $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$ para S_* fija, aunque varias muestras se acerca más a la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$ (Garay et al. 1993; Garay & Lizano 1999; Kim & Koo 2001; Martín-Hernández et al. 2005). Por un lado, Arthur et al. (2004) y Dopita et al. (2006) argumentan que esta correlación ($\propto D^{-1}$) es resultado de los efectos de la absorción de polvo y la presión de radiación. Sin embargo, Garay et al. 1993 y Kim & Koo 2001 creen que la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$ es producto de la muestra seleccionada, esta correlación entre el tamaño y la densidad la presentamos en la sección 3.5 para nuestros modelos.

1.4.3. Presencia de polvo dentro de regiones H II

El polvo absorbe tanto fotones ionizantes ($h\nu > 13.6$ eV) como fotones no ionizantes ($h\nu < 13.6$ eV). Dentro de la región H II, la absorción de fotones ionizantes por el polvo reduce el número de fotones disponibles para ionizar el gas, y por lo tanto el tamaño de la región H II será menor que cuando no se tome en cuenta el polvo. Los fotones absorbidos, tanto ionizantes como no ionizantes, depositan su momento y su energía en los granos de polvo. El deposito de momento resulta en una presión de radiación sobre el grano de polvo, la cual la acelera hacia afuera. Si el polvo es considerado bien acoplado al gas, entonces el gas también está acelerado hacia afuera. En la región externa a la región H II, el polvo puede absorber los fotones no ionizantes y su momento, por lo que también hay una presión de radiación sobre el polvo en el cascarón neutro.

Así que se consideraron las situaciones de tener fotones ionizantes que son absorbidos por el gas y los que son absorbidos por el polvo y los fotones no-ionizantes absorbidos por el polvo. Para esto hay algunos parámetros a considerar como la densidad columnar, para conocer la cantidad de partículas que serán la causa de la pérdida de fotones en el camino por unidad de área, secciones eficaces, la razón gas/polvo. La radiación estelar decrece hacia el exterior por la dilución geométrica y por absorción del medio ($\exp(-\tau)$).

Para tener la expresión de τ debe conocerse la relación entre gas y polvo, y la eficiencia de extinción del polvo. La profundidad óptica puede considerarse que es proporcional a la densidad columnar (cm^{-2}), es decir,

$$\tau = \sigma \int n dr \quad (1.21)$$

donde σ es la sección eficaz del grano y la integral $\int ndr$ es la densidad columnar (en masa) de gas y polvo.

Tasas de fotones ionizantes que son absorbidos por el gas y polvo

Tendremos que la profundidad óptica por el gas τ_g será:

$$\tau_g = \int \sigma_H n_H dr \quad (1.22)$$

donde σ_H es la sección eficaz de los átomos neutros de H y cuyo valor umbral es $\sigma_H \sim 6.8 \times 10^{-18} \text{cm}^2$, en esta tesis se asumió que todos los fotones ionizantes tienen la energía de ionización, y n_H es la densidad de átomos neutros. La tasa de absorción de los fotones ionizantes absorbidos por el gas es,

$$\phi_g \propto n_H \sigma_H \left(\frac{L_i}{4\pi r^2} \right) e^{-(\tau_g + \tau_d)} \quad (1.23)$$

donde L_i es la luminosidad de los fotones ionizantes, τ_g es la absorción debido al gas y τ_d la absorción debido al polvo.

Y la tasa de absorción de fotones ionizantes absorbidos por el polvo,

$$\phi_d \propto n_H \sigma_d \left(\frac{L_i}{4\pi r^2} \right) e^{-(\tau_g + \tau_d)} \quad (1.24)$$

Tasa de fotones no-ionizantes que son absorbidos por el polvo

El valor de τ_d se encuentra usando:

$$\tau_d = \int \sigma_d n_H dr \quad (1.25)$$

La tasa de absorción de fotones no-ionizantes que son absorbidos por el polvo es,

$$\phi \propto n_{\text{H}} \sigma_{\text{d}} \beta \left(\frac{L_{\text{i}}}{4\pi r^2} \right) e^{-\tau_{\text{d}}} \quad (1.26)$$

donde σ_{d} es la sección eficaz del grano de polvo por átomo de hidrógeno y tiene un valor $\sim 10^{-21} \text{cm}^2 \text{H}^{-1}$ y β es la razón de potencia de los fotones no ionizantes y los fotones ionizantes, es decir, L_{i} es la luminosidad de fotones con $h\nu > 13.6 \text{eV}$ que sale de la superficie de la estrella, L_{n} es la luminosidad de fotones con $h\nu < 13.6 \text{eV}$.

Capítulo 2

METODOLOGÍA

En este capítulo se describe el esquema numérico utilizado para resolver las ecuaciones de dinámica de gas escritas en forma de conservación dependientes del tiempo, con los términos de presión de radiación que actúan sobre el gas y sobre el polvo. Se calcula, además, el estado de ionización del hidrógeno y se incluyen los términos de calentamiento y enfriamiento del gas debido a la fotoionización y al enfriamiento radiativo.

2.1. Ecuaciones.

Se resolvieron en simetría esférica, las ecuaciones de conservación de hidrodinámica a las cuales se agregaron los términos de presión de radiación debido al gas y debido al polvo en la ecuación de momento y de energía en la siguiente forma:

La ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \rho u}{\partial r} = 0 \quad (2.1)$$

La ecuación de momento

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 (p + \rho u^2)}{\partial r} = \frac{2p}{r} + F_{\text{rpg}} + F_{\text{rpd}} \quad (2.2)$$

donde F_{rpg} y F_{rpd} son los términos asociados a la presión de radiación que actúa sobre el gas y sobre el polvo respectivamente.

La ecuación de energía

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 u (e + p)}{\partial r} = G - L + u (F_{\text{rpg}} + F_{\text{rpd}}) \quad (2.3)$$

donde G es el término de calentamiento debido a la fotoionización y L es el término de enfriamiento radiativo. Además ρ , u y p son la densidad, velocidad radial y presión térmica respectivamente, e es la energía total por unidad de volumen definida por:

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2, \quad (2.4)$$

donde γ es la razón de los calores específicos. Y se supone $\gamma=5/3$.

La ecuación 2.1 es la ecuación de continuidad, no tenemos términos asociados a fuentes de masa. Los términos de presión de radiación se incluyen en las ecuaciones de momento y energía 2.2 y 2.3. Los términos F_{rpg} y F_{rpd} incluyen la opacidad del polvo y gas debido a los fotones ionizantes, la presión de radiación en el polvo debido a los fotones no ionizantes y la presión de radiación en el polvo debido a los fotones ionizantes.

Los términos agregados, para el caso del momento depositado por fotones ionizantes absorbidos por el gas dentro de la región H II son,

$$F_{\text{rpg}} = n_{\text{H}} \sigma_{\text{H}} \frac{L_{\text{i}}}{c} \left(\frac{e^{-\tau_{\text{g}} - \tau_{\text{d}}}}{4\pi r^2} \right) \quad (2.5)$$

donde n_{H} es la densidad de átomos neutros.

Para el caso del momento depositado por fotones ionizantes absorbidos por el polvo dentro de la región y por los fotones no-ionizantes absorbidos por el polvo dentro de la región H II son,

$$F_{\text{rpd}} = n_{\text{T}}\sigma_{\text{d}}\frac{L_{\text{i}}}{4\pi r^2 c}\left(e^{-\tau_{\text{g}}-\tau_{\text{d}}} + \beta e^{-\tau_{\text{d}}}\right) \quad (2.6)$$

donde n_{T} es la densidad total, τ_{g} y τ_{d} están definidos en las ecuaciones 1.22 y 1.25 respectivamente. Por simplicidad se ignora la dispersión.

Un valor de β pequeño hablamos de estrellas calientes tipo O y valores grandes de β de estrellas tipo B, con un rango de β entre $2 < \beta < 5$. Se tomó un $\beta = 3$ como valor estandar en las simulaciones.

La ecuación de ionización está dada por:

$$n\frac{dy_{\text{o}}}{dt} = n^2 y_{\text{i}}^2 \alpha_{\text{B}} - n y_{\text{o}} \phi \quad (2.7)$$

donde y_{o} es la fracción neutra y y_{i} es la fracción ionizada, $\alpha_{\text{B}} = 2.59 \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ es el coeficiente de recombinación de H a 10^4K y ϕ es la tasa de fotoionización dada por:

$$\phi = \frac{S_{*}\sigma e^{-\tau-\tau_{\text{d}}}}{4\pi r^2} \quad (2.8)$$

La ecuación 2.7 está acoplada a las ecuaciones hidrodinámicas a través del término de la presión en las ecuaciones de energía y momento, ya que la presión del gas depende del número total de partículas, iones, neutrones y electrones.

En suma a las ecuaciones hidrodinámicas, se usó la ecuación de advección para la densidad neutra, la cual está acoplada a la hidrodinámica de la transferencia radiativa,

$$\frac{\partial \rho y_{\text{x}}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho y_{\text{x}} u) = 0 \quad (2.9)$$

donde y_X es la densidad numérica neutra.

En la siguiente sección se describe brevemente el código hidrodinámico, que resuelve las ecuaciones de conservación dependientes del tiempo.

2.2. Código Hidrodinámico.

Las ecuaciones presentadas en la sección 2.1 (ecs. 2.1, 2.2, 2.3) se resolvieron usando un esquema tipo Godunov que utiliza la discretización en volúmenes finitos de segundo orden.

2.2.1. Discretización en el espacio y el tiempo.

Para resolver las ecuaciones diferenciales parciales numéricamente hay que discretizar la ecuación diferencial. Las discontinuidades (ondas de choque), causan problemas ya que la ecuación diferencial no es válida cerca de las discontinuidades, por eso el uso de los métodos de volumen fijo, que en lugar de aproximaciones puntuales se reparte el dominio espacial en celdas y se aproxima el promedio de celda. Esto es una integral total q sobre una celda de malla dividida por el volumen de la celda. Los valores promedios en una celda se modifican en cada paso de tiempo.

Se define la celda i de la malla con dominio $C_i=(r_{i-1/2}, r_{i+1/2})$, entonces Q_i^n aproxima el valor promedio de la solución exacta $\mathbf{q}(r, t_n)$ en la celda C_i en el tiempo t_n :

$$Q_i^n \equiv \frac{1}{\Delta V} \int_{C_i} \mathbf{q}(r, t_n) dx. \quad (2.10)$$

donde ΔV es el volumen de la celda:

$$\Delta V = \int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} r^2 dr \quad (2.11)$$

en coordenadas esféricas.

Para obtener la aproximación a la solución \mathbf{Q}_i^{n+1} en el nuevo tiempo t_{n+1} , se integra la ley de conservación de la forma:

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial x} \mathbf{f}(\mathbf{q}) = 0 \quad (2.12)$$

sobre el volumen de la celda entre radios $r_{i-1/2}$ y $r_{i+1/2}$ y sobre un paso de tiempo $\Delta t = t_{n+1} - t_n$, se obtiene

$$\int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} \mathbf{q}(r, t_{n+1}) r^2 dr - \int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} \mathbf{q}(r, t_n) r^2 dr = \int_{t_n}^{t_{n+1}} r_{i-1/2}^2 \mathbf{f}(\mathbf{q}(r_{i-1/2}, t)) dt - \int_{t_n}^{t_{n+1}} r_{i+1/2}^2 \mathbf{f}(\mathbf{q}(r_{i+1/2}, t)) dt \quad (2.13)$$

Se despeja y divide por el volumen de la celda, Δx , lo cual se podrá expresar luego de la forma

$$\mathbf{Q}_i^{n+1} - \mathbf{Q}_i^n = \frac{\Delta t}{\Delta V} \left(r_{i-1/2}^2 \mathbf{F}_{i-1/2}^n - r_{i+1/2}^2 \mathbf{F}_{i+1/2}^n \right) \quad (2.14)$$

donde $\mathbf{F}_{i-1/2}^n$ es una aproximación al flujo promediado sobre tiempo $t_n \rightarrow t_{n+1}$ en la frontera $r = r_{i-1/2}$ y $\mathbf{F}_{i+1/2}^n$ es el equivalente en $r = r_{i+1/2}$,

$$\mathbf{F}_{i-1/2}^n \simeq \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \mathbf{f}(\mathbf{q}(r = r_{i-1/2}, t)) dt, \quad (2.15)$$

Si se puede aproximar los flujos promedios $\mathbf{F}_{i-1/2}^n$, $\mathbf{F}_{i+1/2}^n$ como alguna forma de los vectores de las \mathbf{Q}_i^n , entonces se tendrá un método numérico, cuya clave es la manera de calcular los flujos numéricos $\mathbf{F}_{i\pm 1/2}^n$. Este procedimiento se conoce como un método de volúmenes finitos. La ventaja de este es que las integrales 2.13 son finitas, aún cuando haya ondas de choque.

Se usó el método de Godunov encontrando los flujos mediante la solución de un problema de Riemann entre cada par de celdas computacionales.

2.2.2. Paso de tiempo.

Se debe limitar el tamaño del paso de tiempo $\Delta t = t_{n+1} - t_n$ para que así las ondas que surgen de los problemas de Riemann no interactúen en el interior de una celda. Se utiliza un criterio para esto conocido como la condición *Courant-Friedrichs-Lewy (CFL)* (1928):

$$\Delta t = CFL \min \left[\frac{\Delta r_i}{|v_i| + C_{si}} \right] \quad (2.16)$$

donde $|v_i|$ es la velocidad del gas, C_{si} es la velocidad del sonido en la celda i y se toma el mínimo sobre todas las celdas. *CFL* es una constante < 1 . Esta condición se aplica a los esquemas explícitos para ecuaciones diferenciales parciales hiperbólicas, es una restricción sobre el paso de tiempo que asegura la estabilidad en todo el dominio computacional. Físicamente, esta condición implica que una partícula de fluido no puede viajar más lejos que la distancia entre puntos de malla adyacentes (Δr) en un paso de tiempo Δt .

2.2.3. Términos fuente.

Muchas de las leyes de conservación que son utilizadas en la astrofísica sobre todo en simulaciones, involucran términos fuente, como por ejemplo, gravedad, transferencia de calor radiativa, etc. En nuestro caso los términos que involucramos fueron los debidos a la presión de radiación en el gas y polvo. Para tratar los términos fuente se usan métodos de “operator splitting”.

2.2.4. Generalidades de las simulaciones.

El código usado para resolver nuestro escenario de una región H II evolucionando con presencia de vientos estelares, fue el desarrollado por Arthur (2012), el cual fue modificado para agregar los efectos de la presión de radiación debido al gas y al polvo. Estos términos fueron agregados en las ecuaciones de integración. Se agregó una “flag” para activar o desactivar la presión de radiación, al igual que ya tenía para presencia o ausencia de vientos estelares. Esto para poder hacer comparaciones entre varios modelos, que tengan presencia o ausencia de vientos estelares, así como presencia de la presión de radiación debido al gas o al polvo, o a ambas, y conocer los efectos en la estructura y dinámica de las regiones H II.

Entre los parámetros de entrada en el código se encuentra la densidad del medio neutro que fue para todos los modelos igual a $n_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, el cual entra en el rango observacional del gradiente de densidad en el gas de la nebulosa de Orión ($n = 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$). La temperatura del medio neutro tomada para todos los casos como $T_0 = 100 \text{ K}$. Después de cada paso de tiempo las condiciones constantes (densidad, velocidad y presión) en la celda de a lado se restablecen.

Las simulaciones comienzan con una malla de 1000 celdas con un tamaño físico de 0.5 pc. Se usó una malla expandible para evitar grandes dominios computacionales al inicio de las simulaciones, cuando el choque externo está cerca del borde de la malla se agregaron más celdas. Estas celdas son lo suficientemente grandes para contener el radio de Strömgren en su expansión inicial. Para el final de la simulación la malla crece por cerca de 15,000 celdas, las cuales fueron suficientes para que la evolución llegara a los 2.0 M años. Este aumento se hace presente en etapas más tempranas cuando hay presencia de vientos estelares.

El procedimiento de la malla expandible también significa que el tamaño final de la malla depende del modelo de la evolución de la región H II.

2.2.5. Pruebas al código

Para saber que el código implementado funciona correctamente, se realizaron dos pruebas de problemas básicos donde ya se conoce cual debe ser el comportamiento: una prueba de la expansión de la región fotoionizada con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$ (fig. 2.1), y una prueba de una burbuja de viento estelar con una tasa de pérdida de masa $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot \text{yr}^{-1}$ y una velocidad terminal $V_w = 10^3 \text{km s}^{-1}$ (fig. 2.2).

En la figura 2.1 se muestra la línea roja que es el radio del frente de ionización en función del tiempo de la simulación y la línea azul denota la aproximación de Spitzer ($R \propto t^{4/7}$). La figura muestra el caso con pura fotoionización, sin presión de radiación ni viento estelar. Se puede observar en la figura que no siguen el mismo comportamiento, esto debido a que la aproximación analítica de Spitzer no es buena a etapas tempranas. (T. G. Bisbas et al. 2015).

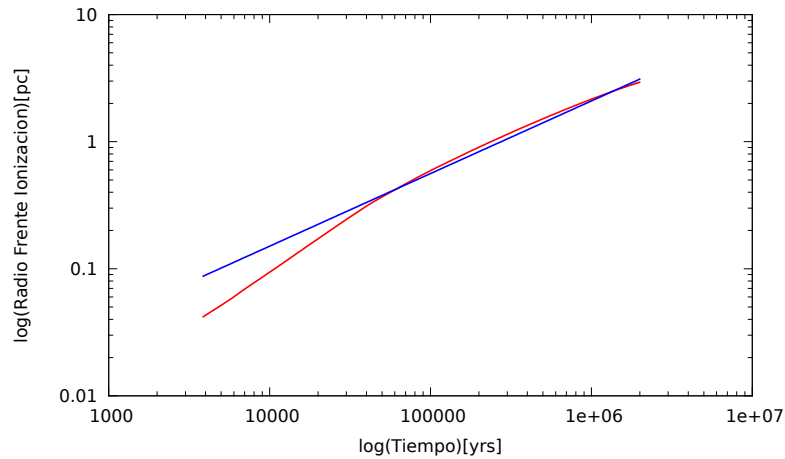


Figura 2.1: Prueba del código donde se considera sólo la fuente fotoionizante, sin presión de radiación y sin viento estelar. Con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$. La línea roja representa el radio del frente de ionización en función del tiempo, y la línea azul representa la aproximación analítica de Spitzer, que es el radio del frente de ionización en función del tiempo ($R \propto t^{4/7}$). La gráfica está en escala logarítmica.

La figura 2.2 muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo (línea roja) y la aproximación analítica (línea azul) $R \propto t^{3/5}$. La figura muestra el caso con viento estelar, sin presión de radiación. Se puede observar que el comportamiento obtenido de la simulación concuerda con la aproximación analítica.

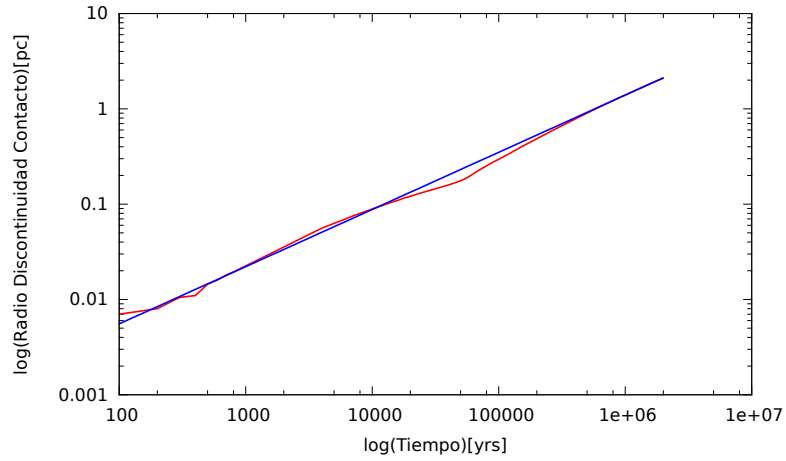


Figura 2.2: Se muestra el caso de una burbuja de viento estelar con una tasa de pérdida de masa $\dot{M}_w=10^{-7}M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y una velocidad terminal $V_w=10^3 \text{ km s}^{-1}$. La línea roja representa el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo, y la línea azul representa la aproximación analítica, que es el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo ($R \propto t^{3/5}$). La gráfica está en escala logarítmica

Con los resultados de estas pruebas al código y las aproximaciones analíticas, se puede confiar en que los resultados de las simulaciones sean correctas.

En la siguiente sección se describen los modelos realizados en los tres conjuntos de simulaciones donde se varía la tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$, $S_* = 10^{50} \text{ s}^{-1}$ y $S_* = 10^{51} \text{ s}^{-1}$, los cuales corresponde a una estrella de tipo O, un cúmulo pequeño de 10 estrellas y un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O.

2.3. Modelos

Se construyeron seis modelos para cada conjunto de simulaciones, los cuales se enlistan en seguida:

Modelo 1- Solo fotoionización;

Modelo 2- Fotoionización más Presión de Radiación en el Gas;

Modelo 3- Fotoionización más Presión de Radiación en el Gas y en el Polvo;

Modelo 4- Fotoionización más Viento Estelar;

Modelo 5- Fotoionización más Viento Estelar y Presión de Radiación en el Gas;

Modelo 6- Fotoionización más Viento Estelar y Presión de Radiación en el Gas y en el Polvo.

Estos modelos están en el cuadro 2.1.

| N | Modelos |
|---|----------------|
| 1 | Fotoionización |
| 2 | F+ PRG |
| 3 | F+PRG+PRP |
| 4 | Viento Estelar |
| 5 | VE+PRG |
| 6 | VE+PRG+PRP |

Cuadro 2.1: Modelos.

Para las simulaciones se asumió una densidad uniforme del ambiente neutro de $n_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura efectiva estelar de $T_{\text{eff}} = 40000 \text{ K}$. Para la simulación 1 (S1) que corresponde a una estrella tipo O (la principal fuente de ionización en la nebulosa de Orión es una estrella O7V) se asumió una tasa de fotones ionizantes de 10^{49} s^{-1} . Para la simulación 2 (S2) que corresponde a un cúmulo pequeño con 10 estrellas tipo O se asumió una tasa de fotones ionizantes de $S_* = 10^{50} \text{ s}^{-1}$. Para la simulación 3 (S3), que corresponde a un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O se asumió una tasa de fotones ionizantes de $S_* = 10^{51} \text{ s}^{-1}$. Las simulaciones se encuentran resumidas en el cuadro 2.2.

En los modelos con viento estelar se asumió una tasa de pérdida de masa de $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ para la simulación 1 (S1), $\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ para la simulación 2 (S2) y $\dot{M}_w = 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ para la simulación 3 (S3) con una velocidad terminal $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$ para las tres simulaciones. Para

los modelos donde la presión de radiación actúa sobre el polvo se tomó una razón de fotones no ionizantes e ionizantes $\beta = 3$. En todos los casos, la temperatura del medio ambiente es $T_0 = 100$ K.

| Simulaciones | $S_*[\text{s}^{-1}]$ | $n_0[\text{cm}^{-3}]$ | $T_0[\text{K}]$ | $\dot{M}_w[M_\odot \text{ yr}^{-1}]$ |
|--------------|----------------------|-----------------------|-----------------|--------------------------------------|
| S1 | 10^{49} | 10^4 | 100 | 10^{-7} |
| S2 | 10^{50} | 10^4 | 100 | 10^{-6} |
| S3 | 10^{51} | 10^4 | 100 | 10^{-5} |

Cuadro 2.2: Conjunto de Simulaciones.

En el siguiente capítulo se presentan los resultados de las tres simulaciones con sus respectivos seis modelos.

Capítulo 3

RESULTADOS

En este capítulo se presentan los resultados de los tres conjuntos de simulaciones descritos en la sección 2.3; cada conjunto consta de seis modelos resumidos en la tabla 2.1. Los primeros tres modelos (modelo 1, 2 y 3) con ausencia de vientos estelares y los últimos tres (modelo 4, 5 y 6) con presencia de vientos estelares. En los modelos hay algunos parámetros que se mantienen constantes: la densidad del medio neutro $n_0 = 10^4 \text{cm}^{-3}$, la temperatura efectiva estelar $T_{\text{eff}} = 4 \times 10^4 \text{K}$ y la temperatura del medio ambiente $T_0 = 100 \text{K}$. La diferencia entre los conjuntos de modelos es que: el **modelo 1** contiene solo la fotoionización, al **modelo 2** se le agregó la presión de radiación actuando sobre el gas y en el **modelo 3** se agregó presión de radiación actuando sobre el gas y el polvo, el **modelo 4** tiene solamente viento estelar y fotoionización, el **modelo 5** además de la fotoionización y el viento estelar se incluye la presión de radiación en el gas y en el **modelo 6** se tiene la presión de radiación actuando sobre el gas y polvo. Esto se hace para ver de manera más clara cuales podrían ser los efectos que causa la presión de radiación en el comportamiento de estas regiones H II. Las simulaciones se presentan a dos etapas de evolución: a 0.5 M años y 2.0 M años, para observar los cambios que se presentan a lo largo de la evolución. A tiempos más evolucionados los efectos de la presión de radiación eran imperceptibles.

En la siguiente sección 3.1 se presentan los primeros resultados obtenidos de la estructura de las regiones H II formadas por cada simulación.

3.1. Estructura de la Región H II y burbuja de viento estelar

Los modelos sin vientos estelares solamente forman una región H II de gas fotoionizado alrededor de la estrella ionizadora, y un choque neutro que barre, calienta y comprime el gas del medio ambiente. El gas fotoionizado está caracterizado por temperaturas de 10^4 K mientras que el gas chocado neutro tiene temperaturas de algunos cientos de Kelvin.

En los modelos con vientos estelares el impacto del viento con el medio circundante produce ondas de choque: un choque externo que barre el gas lo calienta y lo comprime y un choque interno que frena y calienta el viento estelar. Las dos regiones tienen una misma presión pero diferentes densidades y están separadas por la discontinuidad de contacto. La región H II se encuentra en la región externa a la discontinuidad de contacto. Puede estar atrapada dentro del cascarón barrido si las densidades son lo suficientemente altas, o puede impulsar su propio choque neutro hacia el medio ambiente.

3.1. ESTRUCTURA DE LA REGIÓN H II Y BURBUJA DE VIENTO ESTELAR53

Las figuras 3.1 y 3.2 muestran el radio en función de la densidad numérica después de 0.5 M años y 2.0 M años respectivamente para los modelos de la S1, esto con una tasa de fotones ionizantes de $S_*=10^{49}\text{s}^{-1}$, la cual corresponde a una sola estrella tipo O.

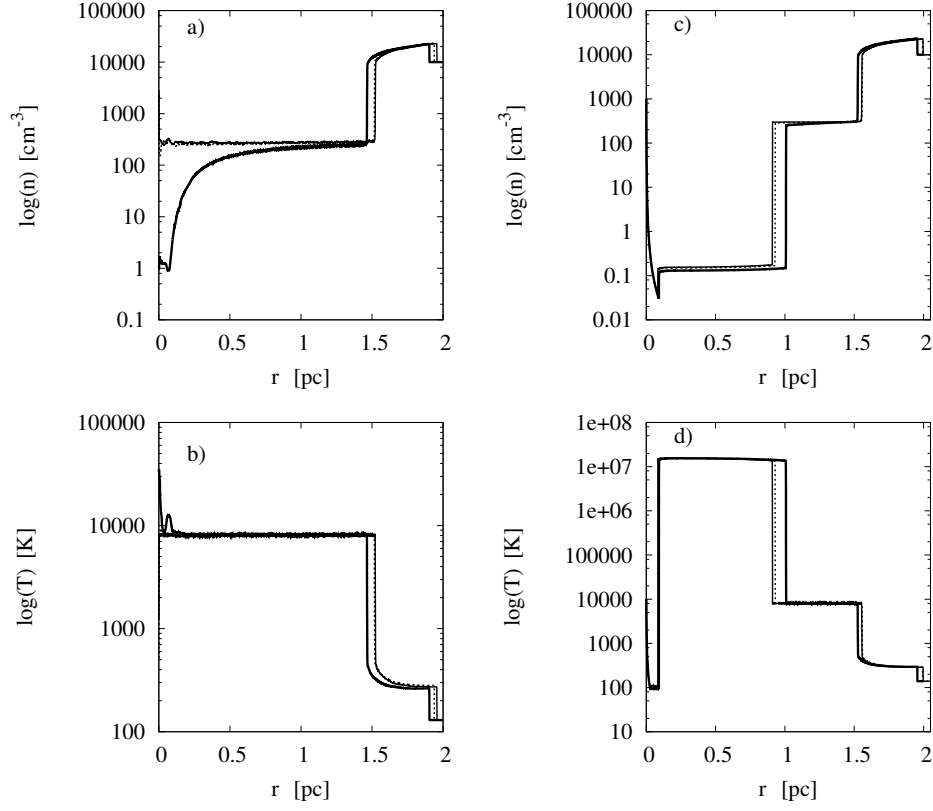


Figura 3.1: Vemos el conjunto de simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 0.5 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo.

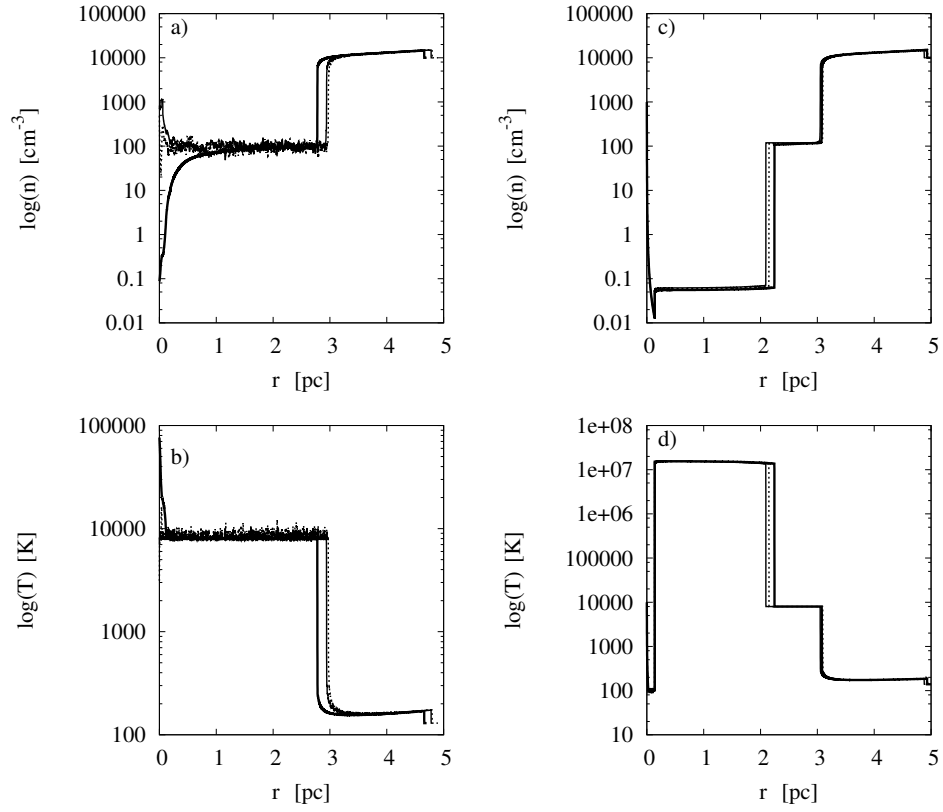


Figura 3.2: Vemos el conjunto de simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 2.0 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo.

3.1. ESTRUCTURA DE LA REGIÓN H II Y BURBUJA DE VIENTO ESTELAR55

Para la S1 (fig. 3.1 y fig. 3.2 los paneles “a” y “b”) la región más interna en los modelos 1 y 2 se observa que tienen una densidad constante y una temperatura de 10^4 K esto corresponde a la región H II. En cambio en el modelo 3 donde se considera presión de radiación actuando sobre el gas y sobre el polvo se observa una cavidad en la parte central de la distribución de densidad a tiempos tempranos, tal como lo muestra Draine (2011). Ahora, la parte más interna en los modelos con viento estelar (paneles “c” y “d”), donde la densidad cae como r^{-2} representa la región de viento no chocado, mientras que la región donde la temperatura es $T > 10^5$ K corresponde a la burbuja caliente chocada. La región donde se tiene una temperatura de 10^4 K y densidad constante corresponde a la región H II, la región de gas neutro está a una temperatura de 10^3 K que es la cáscara neutra chocada, el resto es el medio ambiente. El tamaño de la región fotoionizada para estos casos con viento estelar no muestran comportamiento tan diferente, excepto que el tamaño de la región fotoionizada es más chica cuando se consideraron los efectos de la presión de radiación en gas y polvo.

En las figuras 3.1 y 3.2, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación (modelos S1-1 y S1-4), así que la estructura de densidad y temperatura en estos modelos corresponde a lo que se espera en una región H II sencilla (S1-1 paneles “a” y “b”) ó una burbuja de viento estelar rodeada por una región H II (S1-4 paneles “c” y “d”).

En particular, se aprecia que la densidad y la temperatura dentro de la región H II se mantienen aproximadamente constantes. El ruido que se ve en los modelos sin viento estelar (y que empeora con el tiempo) se debe a la reflexión de ondas acústicas entre el punto singular ($r=0$) y la orilla densa de la región fotoionizada.

Los modelos S1-2 y S1-5 (líneas negras punteadas) corresponden al caso con presión de radiación sobre el gas solamente.

Ahora veamos el caso donde aumentamos la tasa de fotones ionzantes que correspondería al caso de un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O.

Las figuras 3.3 y 3.4 muestran el radio en función de la densidad numérica a dos tiempos evolucionados 0.5 M años y 2.0 M años respectivamente para los modelos S2, con una tasa de fotones ionizantes de $S_*=10^{50}\text{s}^{-1}$. Que corresponde a un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O.

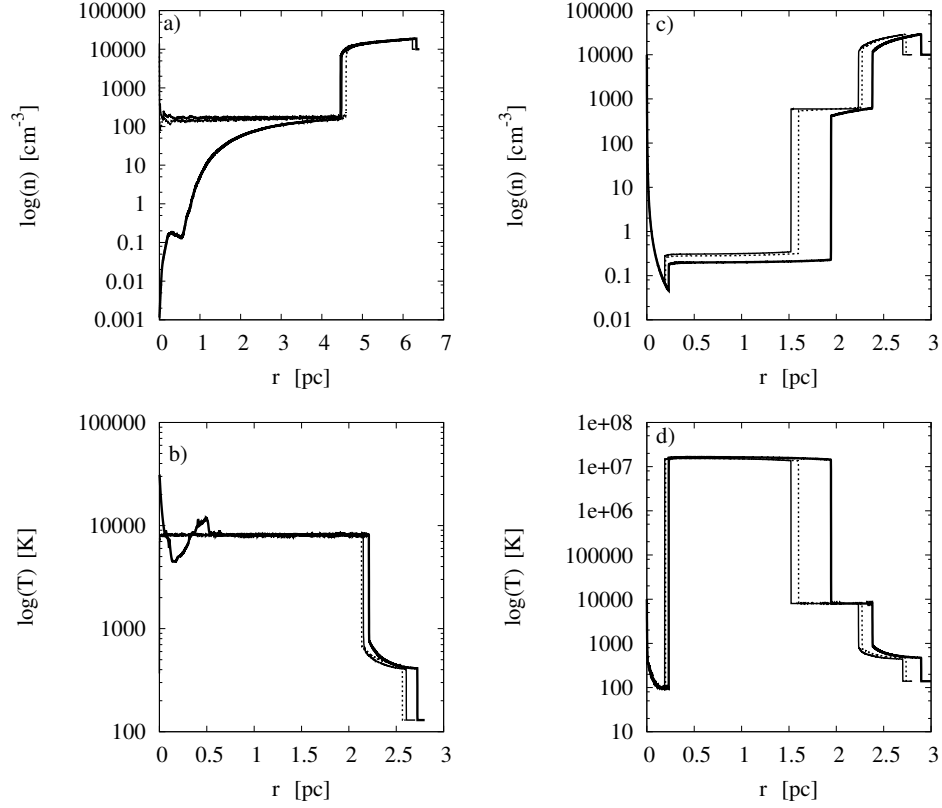


Figura 3.3: Vemos el conjunto de simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 0.5 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo.

3.1. ESTRUCTURA DE LA REGIÓN H II Y BURBUJA DE VIENTO ESTELAR S2

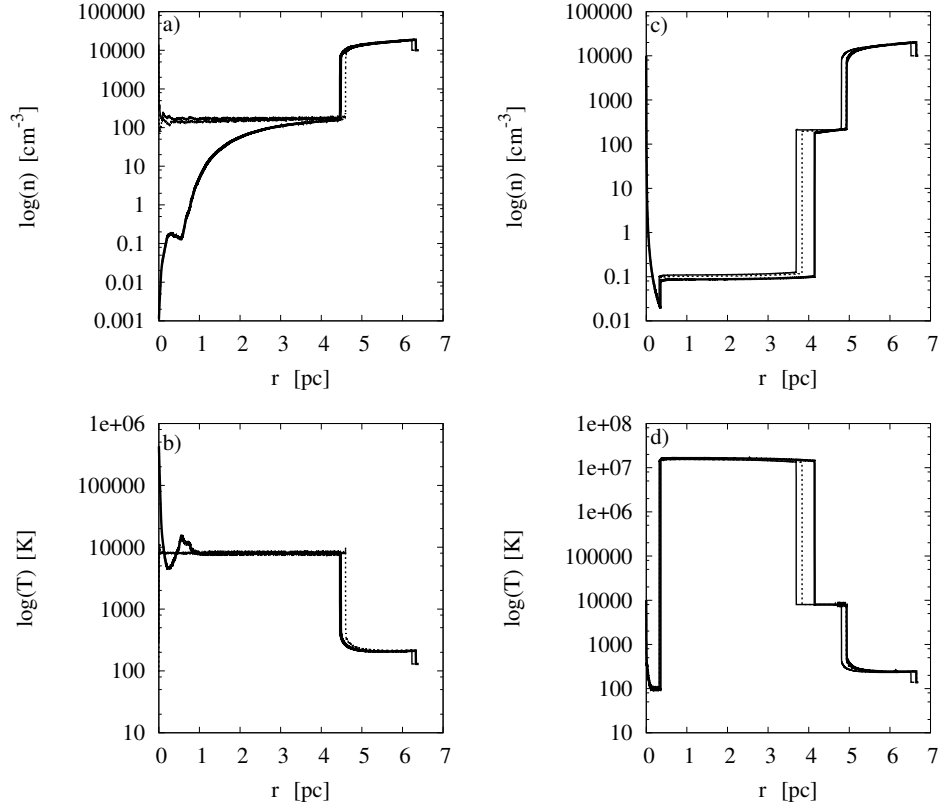


Figura 3.4: Vemos el conjunto de simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 2.0 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo.

En la S2 ($S_* = 10^{50} \text{ s}^{-1}$, fig. 3.3 y 3.4) los modelos 1 y 2 son con ausencia de vientos estelares (paneles “a” y “b” de la fig. 3.3) muestran una densidad constante y una temperatura 10^4 K lo que corresponde a la región fotoionizada. En este conjunto de simulación se puede observar que el modelo 3 (línea negra gruesa) produce una cavidad central en la distribución de densidad, la cual es mucho mayor que en los modelos de la S1, como resultado de la presión de radiación sobre el polvo. Esta cavidad concuerda con lo encontrado por Draine (2011).

Los modelos con presencia de vientos estelares (paneles “c” y “d” de la fig. 3.4) modelos 4 y 5 tienen un comportamiento en la distribución de densidad similar, excepto el modelo 6 (línea negra gruesa) que considera la presión de radiación que actúa sobre el polvo, la cual representa un tamaño de la región fotoionizada menor. Martínez-González et al. (2014) muestran que el tamaño de la región fotoionizada es mucho menor al expandirse en un ambiente de densidad alta; una forma de la región fotoionizada similar a la que se observa en el panel “c” de la fig. 3.4.

Ahora pasemos al último caso donde se consideró una tasa de fotones ionizantes mayor, que corresponde a un cúmulo masivo de cientos de estrellas de tipo O.

3.1. ESTRUCTURA DE LA REGIÓN H II Y BURBUJA DE VIENTO ESTELAR59

Las figuras 3.5 y 3.6 muestran el radio en función de la densidad numérica a un tiempo de 0.5 M años y a 2.0 M años respectivamente, para los modelos de la S3, esto a una tasa de fotones ionizante de $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$, que corresponde a un cúmulo masivo de cientos de estrellas de tipo O.

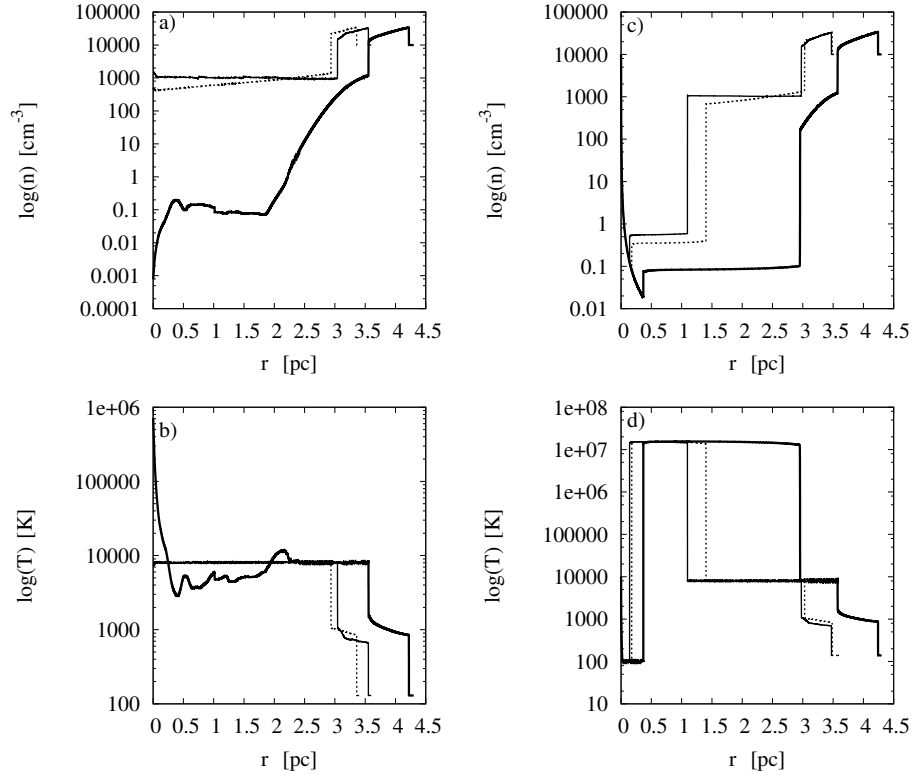


Figura 3.5: Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$ a un tiempo de 0.5 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo.

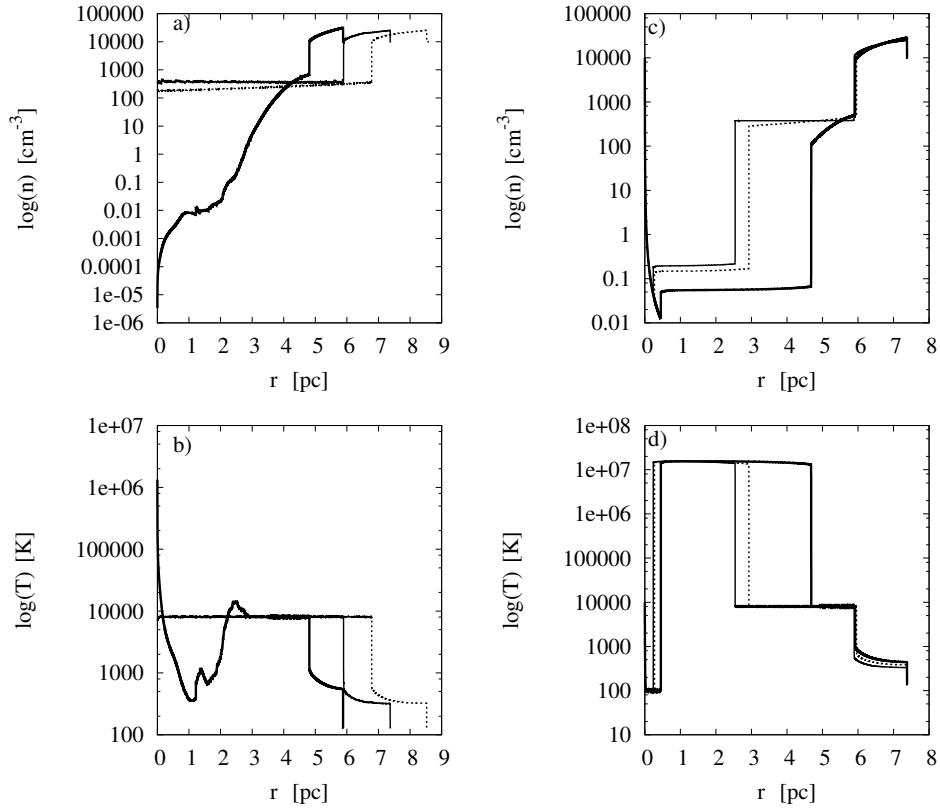


Figura 3.6: Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51} \text{ s}^{-1}$ a un tiempo de 2.0 M años. Los paneles a) y b) muestran los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares, el panel a) es la densidad numérica n contra el radio r , y el panel b) es la temperatura T contra el radio r . Los paneles c) y d) muestran los modelos con presencia de vientos estelares ($\dot{M}_w = 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $V_w = 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En cada panel, la línea negra delgada corresponde a los modelos sin presión de radiación, la línea negra punteada corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas únicamente y la línea negra gruesa corresponde a los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo.

En los conjuntos de la S3 ($S_* = 10^{51} \text{ s}^{-1}$, fig. 3.5 y 3.6) los modelos 1 y 2 (paneles “a” y “b” de la fig. 3.5) los cuales no tienen viento estelar, muestran una distribución de densidad muy similar en la región fotoionizada ($T \sim 10^4 \text{ K}$), en cambio el modelo 3 (línea negra gruesa) muestra una cavidad central en la distribución de densidad, como resultado de la presión de radiación actuando sobre el polvo, como lo muestra Draine (2011). Esta cavidad central pareció hacerse mayor conforme se aumentó la tasa de fotones ionizantes (ver S1 y S2).

3.1. ESTRUCTURA DE LA REGIÓN H II Y BURBUJA DE VIENTO ESTELAR 61

Los modelos con vientos estelares (paneles “c” y “d”) el modelo 6 con la presión de radiación actuando sobre el gas y sobre el polvo muestra un comportamiento en la región fotoionizada similar a la reportada por Martínez-González (2014). El tamaño de la región fotoionizada en el modelo 6 es mucho menor a los modelos 4 (línea negra delgada, viento estelar) y 5 (línea punteada, presión de radiación debido al gas).

En seguida se hizo un análisis más detallado de lo encontrado en estos resultados. A los 0.5 M años y a los 2.0 M años.

3.1.1. Los Modelos a 500,000 años

Análisis de la simulación 1 con los seis modelos la cual corresponde a una sola estrella tipo O.

- **S1.** $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$, $n_{\text{H}} = 10^4 \text{cm}^{-3}$, $T_0 = 100 \text{ K}$. $\dot{M}_w = 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

Los modelos 1 y 2 se comportan de manera idéntica, con un tamaño de la región fotoionizada (la región H II $\sim 10^4 \text{ K}$) de $\sim 1.6 \text{ pc}$, una densidad $n \sim 500 \text{ cm}^{-3}$ y el tamaño de la región del gas neutro es $\sim 0.4 \text{ pc}$ con una densidad $n \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y $T = 300 \text{ K}$. Al agregar la presión de radiación debida al polvo (modelo 3) hay un cambio en la densidad en la parte interna de la región fotoionizada ($n \sim 1-400 \text{ cm}^{-3}$), el tamaño de la región fotoionizada es ligeramente menor ($\sim 1.4 \text{ pc}$) a los casos sin presión de radiación, mientras que la región del gas neutro es del mismo tamaño.

En los modelos con viento estelar (modelo 4 y 5) la región más interna donde está el viento sin chocar la densidad cae como r^{-2} . En seguida se observa la burbuja caliente chocada con un tamaño $\sim 0.8 \text{ pc}$, una temperatura $T \sim 10^7 \text{ K}$ y una densidad de $n \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$. La región fotoionizada tiene un tamaño $\sim 0.8 \text{ pc}$ a 10^4 K , mientras que la región del gas neutro tiene un tamaño menor de $\sim 0.5 \text{ pc}$ y una densidad $n \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Al agregar la presión de radiación que actúa sobre el polvo (modelo 6), el tamaño de la burbuja caliente chocada es ligeramente mayor a los modelos 4 y 5, de $\sim 1 \text{ pc}$ y una temperatura de $T \sim 10^7 \text{ K}$, mientras que el tamaño de la región fotoionizada es un poco menor que los modelos 4 y 5, $\sim 0.5 \text{ pc}$ a 10^4 K .

Análisis de la simulación 2 con los seis modelos la cual corresponde a cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O.

- **S2.** $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$, $n_{\text{H}} = 10^4 \text{cm}^{-3}$, $T_0 = 100 \text{ K}$. $\dot{M}_{\text{w}} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

En los modelos 1 y 2 el tamaño de la región fotoionizada (región H II) es $\sim 2.1 \text{ pc}$, a una temperatura de $\sim 10^4 \text{ K}$ y densidad $n \sim 10^2 \text{cm}^{-3}$ el tamaño de la región de gas neutro $\sim 0.4 \text{ pc}$, $T \sim 700 \text{ K}$. Al agregar el efecto de la presión de radiación que actúa sobre el polvo (modelo 3) el tamaño de la región H II es por poco ($\sim 0.1 \text{ pc}$) mayor que en los modelos 1 y 2, se observa la misma cavidad en la densidad que en la S1 (en la región fotoionizada) con una densidad $n \sim 1 - 1000 \text{cm}^{-3}$, el tamaño de la región del gas neutro es un poco mayor, por 0.2 pc , a $T \sim 700 \text{ K}$ y una densidad $n \sim 3 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$.

En los modelos con viento estelar (4 y 5) la región más interna donde se encuentra el viento sin chocar tiene un tamaño mayor que en la S1 ($S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$), cae como r^{-2} , luego viene la burbuja caliente de viento chocado con un tamaño de 1.4 pc (mayor que el caso en la S1), a $T \sim 10^7 \text{ K}$, una densidad $n \sim 0.5 \text{cm}^{-3}$, luego tenemos la región H II $\sim 0.7 \text{ pc}$ a $T \sim 10^4 \text{ K}$ y el tamaño de la región de gas neutro es $\sim 0.6 \text{ pc}$, y una densidad $n \sim 5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$. Al agregar la presión de radiación actuando sobre el polvo (modelo 6), el tamaño de la burbuja caliente de viento sin chocar es un poco mayor que en los modelos 4 y 5, $\sim 1.9 \text{ pc}$, mientras que la región H II es ligeramente menor $\sim 0.5 \text{ pc}$ a 10^4 K , el tamaño de la región de gas neutro es $\sim 0.5 \text{ pc}$ y la densidad igual que los modelos 4 y 5.

Por último, el análisis de la simulación 3 con los seis modelos la cual corresponde a un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O.

- **S3.** $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$, $n_{\text{H}} = 10^4 \text{cm}^{-3}$, $T_0 = 100 \text{ K}$. $\dot{M}_{\text{w}} = 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

En los modelos 1 y 2 el tamaño de la región fotoionizada (región H II) es mucho mayor que en las S1 y S2, $\sim 3 \text{ pc}$ a 10^4 K a una densidad $n \sim 10^2 \text{cm}^{-3}$, luego tenemos la región del gas neutro $\sim 0.5 \text{ pc}$ a $5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ con una $T \sim 10^2 \text{ K}$. Al agregar la presión de radiación que está actuando sobre el polvo (modelo 4) el tamaño de la región fotoionizada es mayor que los modelos 1 y 2 por 0.5 pc , y el tamaño de la región del gas neutro es un poco mayor $\sim 0.7 \text{ pc}$.

3.1. ESTRUCTURA DE LA REGIÓN H II Y BURBUJA DE VIENTO ESTELAR63

En los modelos con viento estelar (modelo 4 y 5) el tamaño de la región más interna donde se encuentra el viento no chocado es mayor que en la S1 y en la S2, ~ 0.5 pc, el tamaño de la burbuja caliente de viento chocado para el modelo 4 es de ~ 1 pc y para el modelo 5 es de ~ 1.5 pc ambos con una $T \sim 10^7$ K y una densidad $n \sim 0.8 \text{ cm}^{-3}$ que es ligeramente mayor que en las S1 y S2. Luego tenemos la región fotoionizada que es mucho mayor a las dos simulaciones anteriores con un tamaño ~ 2.0 pc, a $T \sim 10^4$ K y una densidad $n \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Al agregar el efecto de la presión de radiación actuando sobre el polvo (modelo 6), el tamaño de la burbuja caliente de viento chocado es mayor que en las simulaciones anteriores y que en los modelos 4 y 5 de esta simulación de ~ 2.5 pc a una densidad chica $n \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$, mientras que el tamaño de la región fotoionizada es menor que los modelos 4 y 5, ~ 0.5 pc a una densidad $n \sim 100 - 10^2 \text{ cm}^{-3}$, el tamaño de la región del gas neutro es ~ 0.7 pc, $T \sim 10^2$ K y una densidad $n \sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

3.1.2. Los Modelos a 2.0 M años

Análisis de la simulación 1 con los seis modelos la cual corresponde a una sola estrella tipo O.

- **S1.** $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$, $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_0 = 100$ K. $\dot{M}_w = 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

Para este tiempo, en los modelos 1 y 2 el tamaño de la región fotoionizada ha crecido casi el doble que tenía en etapas tempranas, ~ 3 pc, a $T \sim 10^4$ K y la densidad ha bajado a $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$, la región de gas neutro aumentó a ~ 1.6 pc a $T \sim 200$ K con una densidad $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Al agregar el efecto de la presión de radiación actuando sobre el polvo (modelo 3) el tamaño de la región H II ha crecido menos ~ 2.5 pc que los modelos sin presión de radiación, y la densidad ha disminuido de tiempos tempranos $\sim 1 - 100 \text{ cm}^{-3}$, el tamaño de la región del gas neutro es igual que en los modelos 1 y 2.

Los modelos con viento estelar (modelos 4 y 5) la burbuja caliente de viento chocado creció un poco más del doble ~ 2.0 pc que a etapas tempranas, con una $T \sim 10^7$ K. El tamaño de la región fotoionizada ha crecido poco a ~ 1.0 pc y su densidad bajó a 100 cm^{-3} y la región del gas neutro aumentó casi cuatro veces ~ 2.0 pc. Al agregar el efecto de la presión de radiación que actúa sobre el polvo (modelo 6) el tamaño

de la burbuja caliente de viento chocado aumentó casi el doble 2.2 pc que a tiempos tempranos, el tamaño de la región fotoionizada aumentó un poco a 0.8 pc y la región del gas neutro aumentó a 2.0 pc.

Análisis de la simulación 2 con los seis modelos la cual corresponde a cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O.

- **S2.** $S_*=10^{50}\text{s}^{-1}$, $n_{\text{H}}=10^4\text{cm}^{-3}$, $T_0 = 100 \text{ K}$. $\dot{M}_{\text{w}}=10^{-6}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

En los modelos 1 y 2 el tamaño de la región fotoionizada creció el doble a $\sim 4.5 \text{ pc}$, su densidad disminuyó a 100 cm^{-3} con una 10^4 K , el tamaño de la región del gas neutro aumentó a $\sim 1.5 \text{ pc}$ y su temperatura bajó a $T \sim 200 \text{ K}$. Al agregar la presión de radiación que actúa sobre el polvo (modelo 3) el tamaño de la región fotoionizada se duplicó a 4.5 pc y el rango de la cavidad en la densidad bajó a $0.01 - 100 \text{ cm}^{-3}$.

Los modelos con viento estelar (modelos 4 y 5) el tamaño de la burbuja caliente de viento chocado aumentó a $\sim 3.5 \text{ pc}$ y su densidad bajó a $\sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$, a este tiempo la región H II a 10^4 K aumentó a 1.0 pc y su densidad bajó a $\sim 200 \text{ cm}^{-3}$. La región del gas neutro aumentó por 1.0 pc y su densidad bajó a $n \sim 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Al agregar el efecto de la presión de radiación actuando sobre el polvo (modelo 6) a este tiempo de evolución, la burbuja caliente de viento chocado duplicó su tamaño a 4.0 pc , mientras que el tamaño de la región fotoionizada no cambió de tamaño, su densidad bajó a $n \sim 200 \text{ cm}^{-3}$, el tamaño de la región del gas neutro aumentó a 1.8 pc .

Por último el análisis de la simulación 3 con los seis modelos que corresponde a un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O.

- **S3.** $S_*=10^{51}\text{s}^{-1}$, $n_{\text{H}}=10^4\text{cm}^{-3}$, $T_0 = 100 \text{ K}$. $\dot{M}_{\text{w}}=10^{-5}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

En los modelos 1 y 2 el tiempo de evolución fue hasta los 900,000 años, donde la región fotoionizada a 10^4 K creció 1.0 pc , el tamaño de la región del gas neutro se duplicó a 1.0 pc y la densidad bajó a $n \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Al agregar la presión de radiación actuando sobre el polvo (modelo 3) el tamaño de la región H II aumentó a 5.0 pc siendo mayor en este modelo que en los modelos 1 y 2. El tamaño de la región del gas neutro aumentó a $\sim 1.2 \text{ pc}$ y la densidad bajó a la mitad $\sim 2 \times 10^4 \text{ K}$.

3.1. ESTRUCTURA DE LA REGIÓN H II Y BURBUJA DE VIENTO ESTELAR65

En los modelos con viento estelar (modelo 4 y 5, evolucionados hasta 2.0 M años) a $T \sim 10^7$ K y una densidad $n \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$ el tamaño de la burbuja caliente de viento chocado con solo viento estelar (modelo 4) triplicó su tamaño a 3.0 pc, y el modelo 5 aumentó a más del doble a ~ 3.5 pc, mientras que el tamaño de la región fotoionizada a $T \sim 10^4$ K aumentó a 3.0 pc y su densidad bajó a 500 cm^{-3} . El tamaño de la región de gas neutro aumentó a 1.8 pc. Al agregar el efecto de la presión de radiación que actuó sobre el polvo (modelo 6) el tamaño de la burbuja caliente $T \sim 10^7$ K se duplicó a 5.5 pc y su densidad bajó a $\sim 0.07 \text{ cm}^{-3}$. El tamaño de la región fotoionizada (10^4 K) aumentó a 1.5 pc pero es mucho menor que en los modelos 4 y 5. La región de gas neutro aumentó a 2.1 pc desde las etapas tempranas hasta este tiempo de evolución.

3.1.3. Resumen

Los resultados para la estructura de la densidad para los modelos sin vientos estelares y considerando la presión de radiación debido al polvo son consistentes con el trabajo de Draine (2011): se observa una cavidad central en la distribución de densidad. Los modelos con vientos estelares y con presión de radiación en el polvo, son consistentes con el trabajo de Martínez-González et al. (2014); el tamaño de la región fotoionizada es menor en ambientes con densidad alta, y que en los modelos sin presión de radiación en el polvo.

En todos los casos con presión de radiación en el gas la presión es constante entre la región más interna y la región H II completa. Cuando se considera la presión de radiación que actúa sobre el polvo, puede notarse que el efecto en la densidad es fuerte en la región fotoionizada en todos los casos que tienen viento estelar.

Es decir, los efectos de la presión de radiación son más notables cuando se considera la presencia de polvo en las regiones H II a tiempos tempranos, aunque solo en regiones que son fotoionizadas por un número menor de fuentes (caso de la S1 y la S2), a tiempos más evolucionados el efecto es casi imperceptible. En cambio en regiones que son fotoionizadas por un número mayor de fuentes los efectos son notables tanto a tiempo tempranos como a tiempos tardíos.

Ahora, se analiza la dinámica de cada simulación.

3.2. Dinámica de la Región H II

El efecto global de la presión de radiación se puede estudiar mediante la expansión de la región H II con el tiempo y las trayectorias de los choques internos y externos, así como la posición de la discontinuidad de contacto, cuando hay viento estelar. Se pueden comparar los radios en función del tiempo de los modelos sin y con conducción, además, hacer una comparación con las fórmulas de expansión analíticas que se presentaron en el capítulo 1 (ver ecs. 1.8 y 1.20).

En las figuras 3.7, 3.8 y 3.9 se graficó la dinámica del frente de ionización y los diferentes choques para los modelos de las S1, S2 y S3, para los casos sin y con presión de radiación y con y sin vientos estelares.

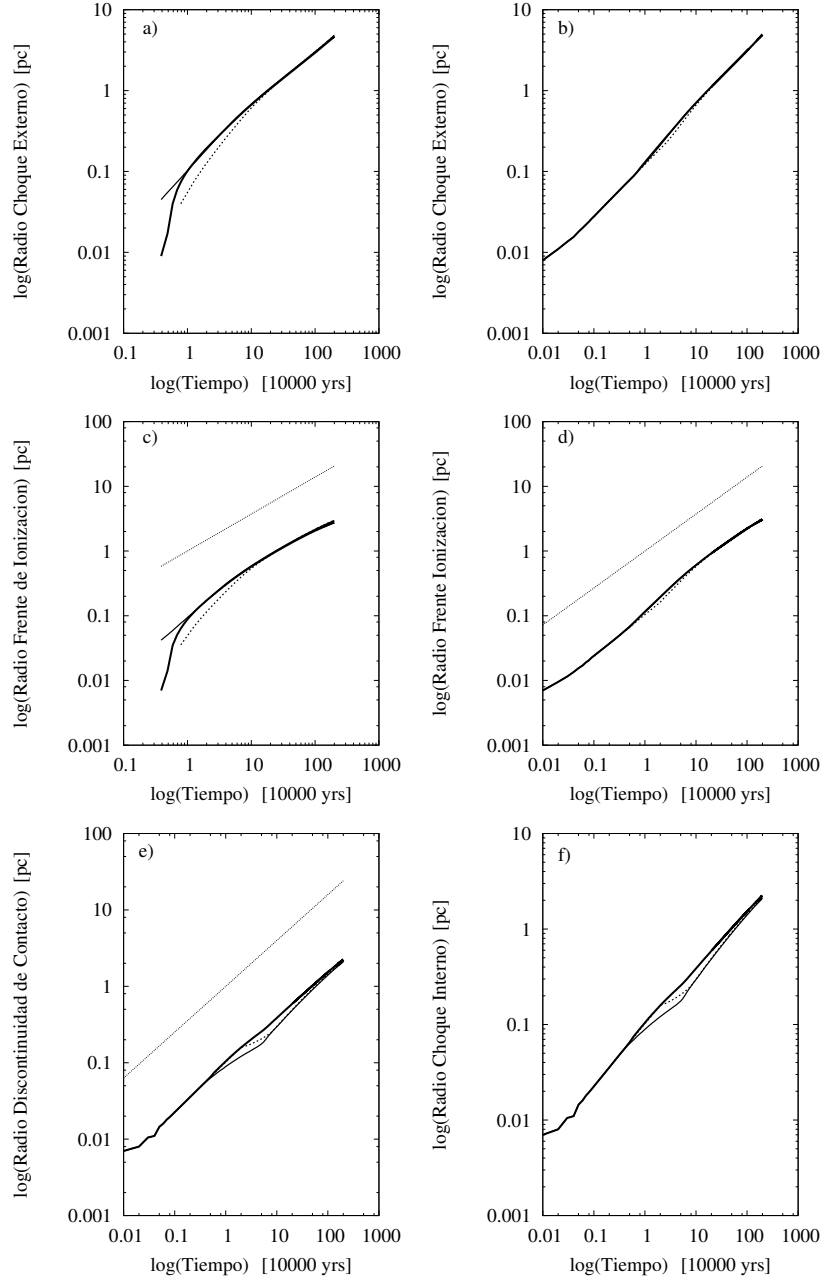


Figura 3.7: Vemos el conjunto de simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel b) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6. El panel c) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel d) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6; en los paneles c) y d) la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{4/7}$), esta curva analítica está desplazada intensionalmente. El panel e) muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo para los modelos con vientos estelares (4, 5 y 6); la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{3/5}$), esta línea está desplazada intensionalmente. El panel f) muestra el radio del choque interno en función del tiempo para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6). En todos los casos la línea negra delgada representa los modelos con ausencia de presión de radiación, la línea punteada son los modelos que consideran la presión de radiación que actúa sobre el gas y la línea negra gruesa representa los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y polvo.

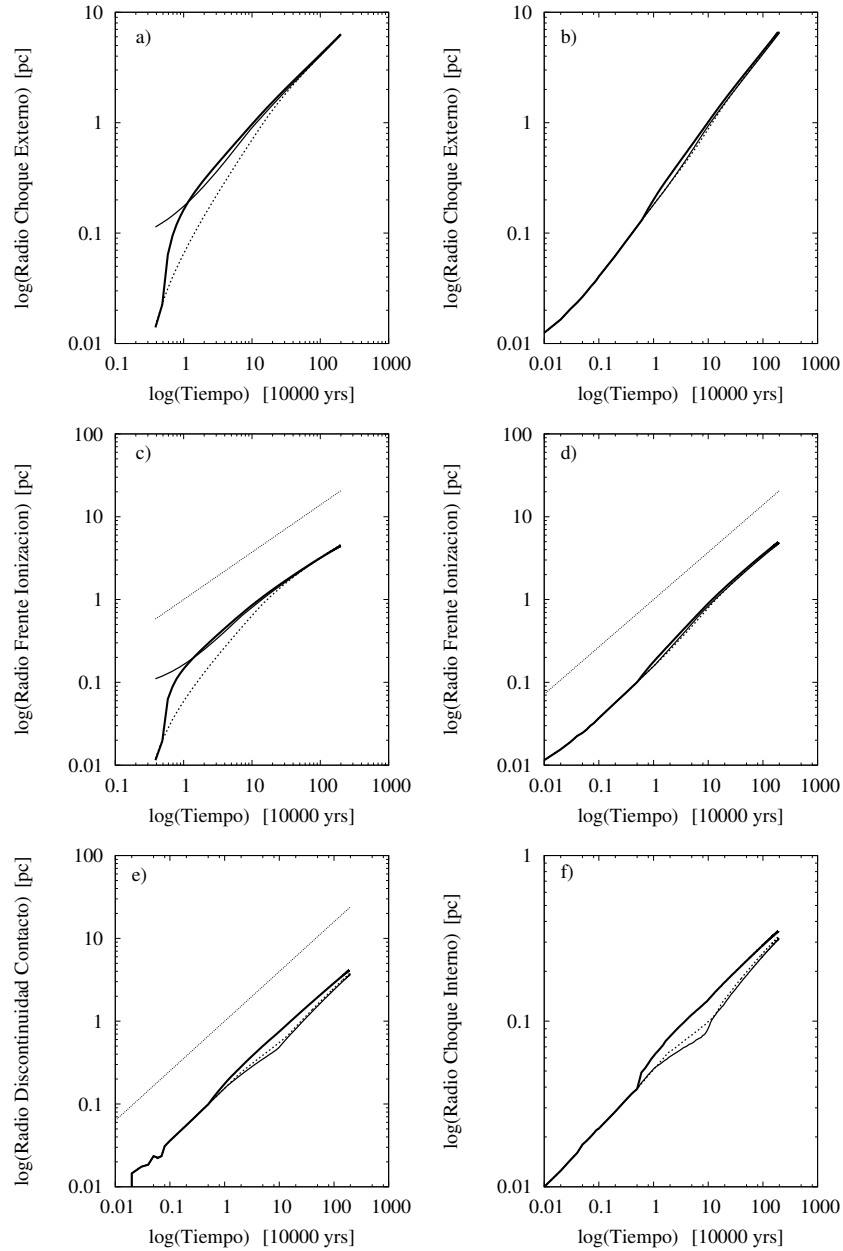


Figura 3.8: Vemos el conjunto de simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel b) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6. El panel c) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel d) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6; en los paneles c) y d) la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{4/7}$), esta curva analítica está desplazada intencionalmente. El panel e) muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo para los modelos con vientos estelares (4, 5 y 6); la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{3/5}$), esta línea está desplazada intencionalmente. El panel f) muestra el radio del choque interno en función del tiempo para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6). En todos los casos la línea negra delgada representa los modelos con ausencia de presión de radiación, la línea punteada son los modelos que consideran la presión de radiación que actúa sobre el gas y la línea negra gruesa representa los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y polvo.

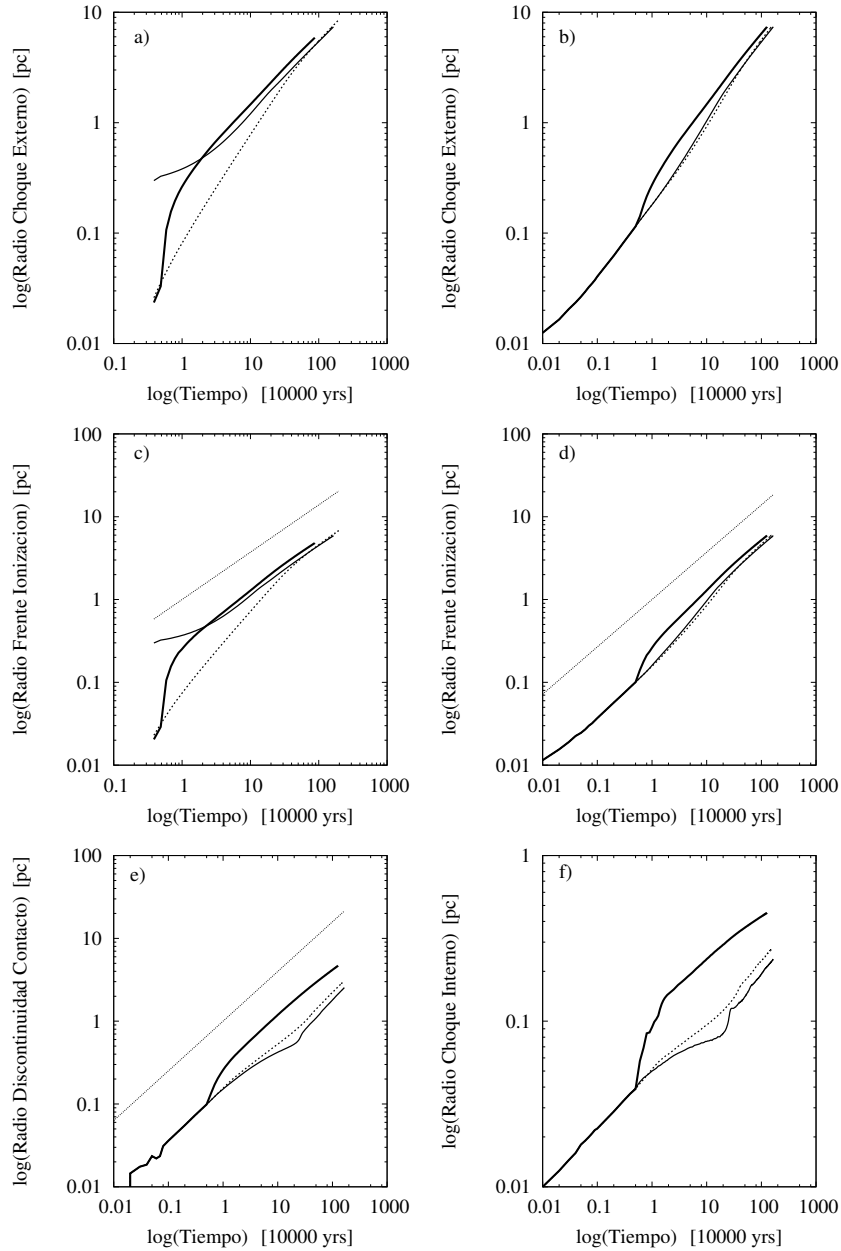


Figura 3.9: Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_*=10^{51}\text{s}^{-1}$. El panel a) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel b) muestra el radio del choque externo en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6. El panel c) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 1, 2 y 3. El panel d) muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo de los modelos 4, 5 y 6; en los paneles c) y d) la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{4/7}$), esta curva analítica esta desplazada intensionalmente. El panel e) muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo para los modelos con vientos estelares (4, 5 y 6); la línea de puntos representa la pendiente esperada según el modelo teórico ($R \propto t^{3/5}$), esta línea esta desplazada intensionalmente. El panel f) muestra el radio del choque interno en función del tiempo para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6). En todos los casos la línea negra delgada representa los modelos con ausencia de presión de radiación, la línea punteada son los modelos que consideran la presión de radiación que actua sobre el gas y la línea negra gruesa representa los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y polvo.

La figura 3.7 muestra los diferentes radios en función del tiempo para la S1 con un tasa de fotones ionizantes $S_*=10^{49}\text{s}^{-1}$, lo que corresponde a una sola estrella tipo O. Los modelos con viento estelar tienen una tasa de pérdida de masa $\dot{M}_w=10^{-7}M_\odot \text{ yr}^{-1}$. En el panel “a)” se muestra el radio del choque externo en función del tiempo para los modelos sin viento estelar. El panel “b)” se muestra el radio del choque externo en función del tiempo para los modelos con presencia de viento estelar. El panel “c)” muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo para los modelos sin viento estelar. El panel “d)” muestra el radio del frente de ionización en función del tiempo para los modelos con viento estelar. La línea de puntos en los paneles c) y d) representa la pendiente esperada del modelo teórico (ecuación 1.8). El panel “e)” muestra el radio de la discontinuidad de contacto en función del tiempo para los modelos con viento estelar; la línea de puntos que está por encima de los modelos representa la pendiente del modelo teórico (ver ecuación 1.20), estas pendientes esperadas de los modelos teóricos están desplazadas intencionalmente para observar la tendencia de los resultados. El panel “f)” muestra el radio del choque interno en función del tiempo para los modelos con viento estelar. Las graficas de estos radios en función del tiempo de cada simulación se graficaron en escala logarítmica. La línea negra delgada son los modelos sin presión de radiación, la línea punteada los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y la línea negra gruesa los modelos con presión de radiación sobre el gas y sobre el polvo.

La figura 3.8 muestra los diferentes radios para la S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_*=10^{50}\text{s}^{-1}$, lo cual corresponde a un cúmulo pequeño con 10 estrellas tipo O. Los modelos con viento estelar tienen una tasa de pérdida de masa $\dot{M}_w=10^{-6}M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

La figura 3.9 muestra los diferentes radios para la S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_*=10^{51}\text{s}^{-1}$, lo cual correspondería a un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O. Los modelos con viento estelar tienen una tasa de pérdida de masa $\dot{M}_w=10^{-5}M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Para el conjunto de la S1 (figura 3.7) se observa que el radio de choque externo a tiempos tempranos de los modelos 1, 2 y 3 son diferentes, conforme avanza el tiempo el crecimiento del radio de los tres modelos es el mismo (panel a). En cambio el radio del choque externo de los modelos 4, 5 y 6 es el mismo durante toda la evolución (panel b). Algo similar ocurre en el radio del frente de ionización, existen diferencias únicamente en los modelos 1, 2 y 3 a tiempos tempranos (panel c), mientras que en los modelos 4, 5 y 6 no existen diferencias durante la evolución (panel d). Las líneas de puntos en las graficas del radio del frente de ionización son la pendiente esperada del modelo teórico; la cual es semejante al modelo sin presión de radiación (línea delgada negra). Para el radio de la discontinuidad de contacto que es para los modelos con vientos estelares (4, 5 y 6) se observa que a tiempos tempranos crecen de manera similar, eventualmente se observa una pequeña diferencia entre los modelos, pero al final de la evolución vuelven a ser iguales (panel e). Por último el crecimiento del radio del choque interno para los modelos 4, 5 y 6 tanto a tiempos tempranos y tardíos tiene el mismo crecimiento.

Cuando la presión de radiación en el polvo es incluida, el choque externo está a radios más grandes, porque esta presión también actúa dentro de la cáscara neutra. Para los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo (modelos 3 y 6), el frente de ionización está más lejos de la estrella a tiempos más tardíos. El viento chocado y caliente ocupa una fracción mayor de la burbuja cuando se incluye la presión de radiación.

Para el conjunto de simulaciones S2 (figura 3.8) que representa un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O, en los modelos 1, 2 y 3 el choque externo tiene un crecimiento muy diferente entre cada uno de los modelos. A tiempos tardíos se observa que el radio crece de manera similar (panel a). El radio de choque externo para los modelos con vientos estelares podemos ver que no hay diferencia en el crecimiento del radio para ninguno de los modelos (panel b). El crecimiento del radio de fotoionización es menor para el modelo con presión de radiación sobre el gas (panel c, línea punteada). En cambio para los modelos con presión de radiación sobre el gas y polvo el radio está más lejos de la estrella. Para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6) el radio de fotoionización crece de manera muy similar, es decir, los efectos de la presión de radiación son nulos (panel d). El radio de la discontinuidad de contacto para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6) es mayor para el caso con presión de radiación sobre el gas y polvo (panel e, línea negra gruesa). El radio de choque interno para modelos con vientos estelares, el radio del choque interno es mayor cuando la presión de radiación sobre el gas y polvo es incluida.

Para el conjunto de simulaciones S3 (figura 3.9) que representa un cúmulo masivo de ciento de estrellas tipo O. En el radio de choque externo de los modelos 1, 2 y 3; el radio del modelo con presión de radiación sobre el gas y polvo es más grande que los modelos con ausencia de presión de radiación (panel a). En los modelos con vientos estelares a tiempos tempranos el radio de choque externo va creciendo igual; antes de la mitad del tiempo total de evolución, el radio del modelo con presión de radiación sobre el gas y el polvo (6) es más grande que el radio alcanzado por los otros modelos (panel b). En el radio del frente de ionización ocurre lo mismo, el radio para los modelos que consideran la presión de radiación es mayor a los modelos que no la consideran, tanto en los modelos sin viento estelar y con viento estelar (panel c y d). El radio de la discontinuidad de contacto y el radio del choque interno para los modelos con viento estelar (4, 5 y 6) son más grandes para los modelos que consideran la presión de radiación sobre el gas y el polvo que los modelos que no la tienen (panel e y f).

3.2.1. Resumen

Los efectos de la presión de radiación se aprecian sólo a tiempos tempranos y en los modelos sin viento estelar de las simulaciones S1 ($S_* = 10^{49}\text{s}^{-1}$) y S2 ($S_* = 10^{50}\text{s}^{-1}$). Esto porque el crecimiento de los radios es casi el mismo. Se puede observar un crecimiento mayor del radio del choque externo en los modelos con presión de radiación tanto con y sin viento estelar en la S2, pero es muy pequeño (fig. figura 3.8). En el radio de frente de ionización, en el radio de la discontinuidad de contacto y en el radio del choque interno, los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo están ligeramente por encima de los modelos sin presión de radiación.

En la S3 los efectos de la presión de radiación se observan tanto en modelos sin viento estelar como en los modelos que tienen viento estelar. El radio del choque externo de los modelos con presión de radiación está por encima de los modelos sin presión de radiación, tanto con y sin vientos estelares (panel a y b). Los radios del frente de ionización de los modelos con presión de radiación están por encima de los modelos sin presión de radiación (panel c y d). Lo mismo ocurre para la discontinuidad de contacto y el choque interno, están a radios más grandes.

3.3. Parámetro de Ionización

El estado de ionización del gas es determinado por el campo de radiación y el valor del parámetro de ionización U (adimensional). El parámetro de ionización es la razón entre la densidad de fotones ionizantes y la densidad del gas y este varía con el radio,

$$U = \frac{n(h\nu > I_{\text{H}})}{n_{\text{H}}} \quad (3.1)$$

donde $n(h\nu > I_{\text{H}})$ es la densidad de fotones con $h\nu > I_{\text{H}}$. Dentro de la región H II, el valor de U varía radialmente. Como un valor representativo, se evaluó $U_{1/2}$, que es el valor del parámetro de ionización en la mitad de ionización $R_{1/2}$, es decir, el radio dentro del cual toman lugar el 50 % de las ionizaciones y de las recombinaciones. En la siguiente subsección se presentan los resultados obtenidos de este parámetro para los tres conjuntos de simulaciones.

3.3.1. Parámetro $U_{1/2}$

Se evaluó $U_{1/2}$, un radio dentro del cual el 50 % de las ionizaciones y recombinaciones toman lugar,

$$U_{1/2} = \frac{S_{1/2}}{4\pi c n_{\text{H}} r^2} e^{-\tau_{\text{g}} - \tau_{\text{d}}} \quad (3.2)$$

donde n_{H} es la densidad del gas. En la ecuación 3.2 se consideraron las absorciones por el gas y el polvo, las τ 's se definen por las ecuaciones 1.22 y 1.25 respectivamente.

Draine (2011) encuentra que $U_{1/2} \leq 0.01$ para todos los modelos con polvo. Nuestros resultados con polvo serán comparados con este valor.

En las figuras (3.10-3.12) se muestra $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ donde n_{rms} es la densidad rms del gas ionizado, para cada conjunto de simulaciones.

La figura 3.10 muestra el parámetro $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ del conjunto de la S1. Con una tasa de fotones ionizantes de $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$ que corresponde a una estrella de tipo O.

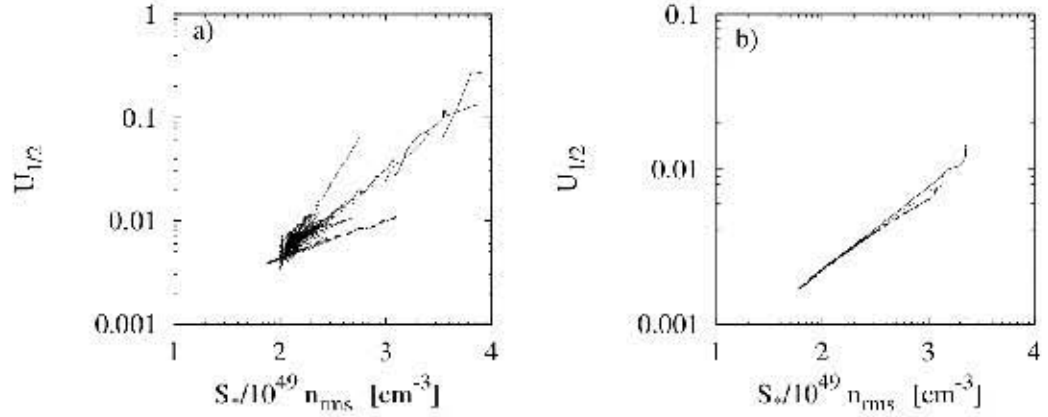


Figura 3.10: Vemos el parámetro de ionización $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ del conjunto de simulaciones de la S1 con una tasa de fotones $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel b) muestra los resultados para los modelos con viento estelar. La línea negra delgada representa el modelo sin presión de radiación, la línea punteada representa el modelo con presión de radiación debido al gas y la línea punto-rayita representa el caso con presión de radiación que actúa sobre el gas y el polvo. El eje x en la gráfica está en potencias de 10.

Se observa que para valores pequeños de $S_* n_{\text{rms}}$ la presión de radiación que actúa sobre el gas y el polvo es despreciable, esto es para etapas más evolucionadas. Para valores mayores de $S_* n_{\text{rms}}$ que representan etapas tempranas, los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo, el valor del parámetro de ionización cae por debajo de los modelos que no tiene presión de radiación. Esto coincide con lo encontrado por Draine (2011). Y ocurre tanto para los modelos con y sin viento estelar (fig. 3.10). El exceso de líneas que se observan en el modelo sin viento estelar se deben al reflejo de ondas de rarefacción que vienen de la onda de choque que luego rebota en el centro, esto porque la densidad no es uniforme.

En la figura 3.11 muestra el $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$, para el conjunto de la S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$, lo que corresponde a un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O.

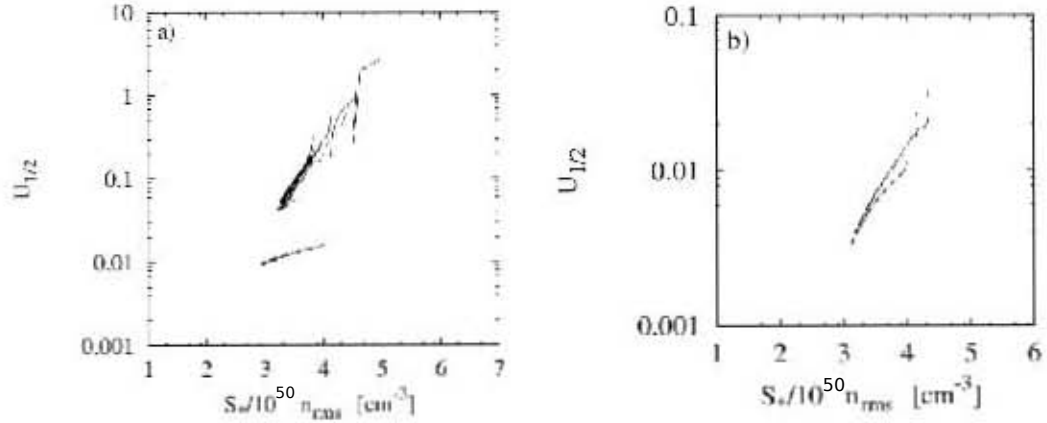


Figura 3.11: Vemos el parámetro de ionización $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ del conjunto de la S2 con una tasa de fotones $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel b) muestra los resultados para los modelos que tienen viento estelar. La línea negra delgada representa el modelo sin presión de radiación, la línea punteada representa el modelo con presión de radiación debido al gas y la línea punto-rayita representa el caso con presión de radiación en el gas y el polvo. El eje x en la gráfica está en potencias de 10.

La figura 3.12 muestra el parámetro $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$, para el conjunto de la S3, con una tasa de fotones ionizantes de $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$, que caracteriza a un cúmulo masivo de unas cientos de estrellas tipo O.

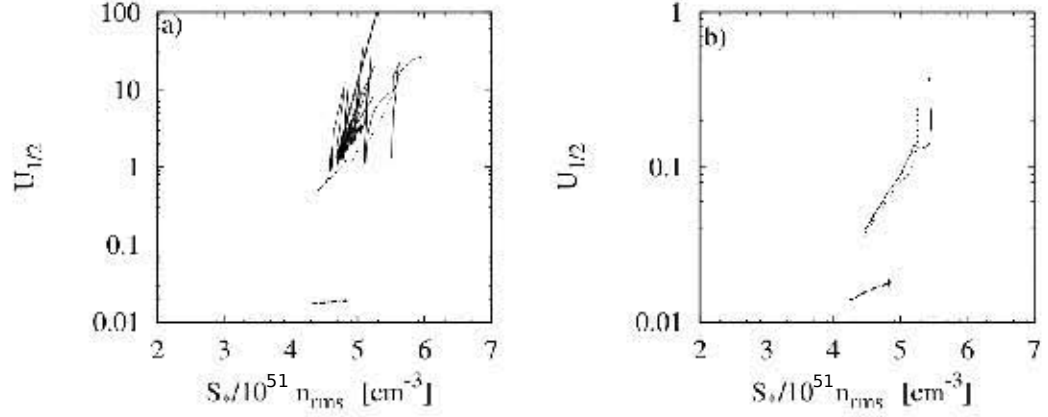


Figura 3.12: Vemos el parámetro de ionización $U_{1/2}$ como función de $S_* n_{\text{rms}}$ del conjunto de la S3 con una tasa de fotones $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$. El panel a) muestra los resultados para los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel b) muestra los resultados para los modelos que tienen viento estelar. La línea negra delgada representa el modelo sin presión de radiación, la línea punteada representa el modelo con presión de radiación debido al gas y la línea punto-rayita representa el caso con presión de radiación actuando sobre el gas y el polvo. El eje x en la gráfica está en potencias de 10.

Como encuentra Draine (2011) para los todos los modelos con presión de radiación en el polvo se encontró un valor del parámetro de ionización $U_{1/2} \leq 0.01$, excepto para el caso en el que la tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$, en este caso el valor del parámetro de ionización es ligeramente mayor a este valor de 0.01.

Al analizar este parámetro en los modelos sin viento estelar y sin presión de radiación en el polvo se observó que es susceptible a fluctuaciones en la estructura de la densidad, debido a las ondas de rebote es que se observa ese ruido en las gráficas a etapas evolucionadas.

3.3.2. Parámetro U_w .

Un parámetro de ionización promediado sería una herramienta más útil. Martínez-González et al. (2014) y Yeh & Matzner (2012) proponen un parámetro de ionización ponderado (se usa el subíndice “w” de la palabra weight) por la densidad, U_w definido como:

$$U_w = \frac{\int 4\pi r^2 n^2 U(r) dr}{\int 4\pi r^2 n^2 dr} \quad (3.3)$$

donde las integrales son evaluadas del borde interno de la región H II al borde externo. Martínez-González et al. (2014) suponen que todos los fotones impactan sobre la cáscara H II así que para sus modelos no hay absorción en el viento libre ni el viento chocado ni por gas ni por polvo. En este trabajo se evaluaron las absorciones en toda la burbuja, así que la densidad alta cerca del $r = 0$ podría llevar a diferencias. En las figuras 3.13-3.15 se muestra el tiempo evolutivo de este parámetro de ionización promediado.

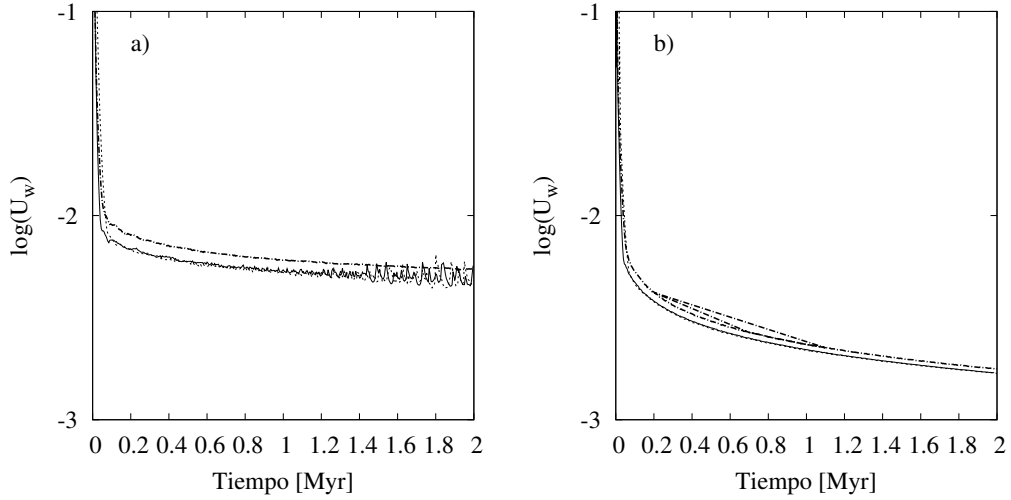


Figura 3.13: Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro U_w . Vemos el conjunto de la S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$ (a una estrella de tipo O). El panel a) muestra los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con presencia de vientos estelares. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto- raya los modelos con presión de radiación en el gas y polvo.

La figura 3.14 muestra el conjunto de la S2.

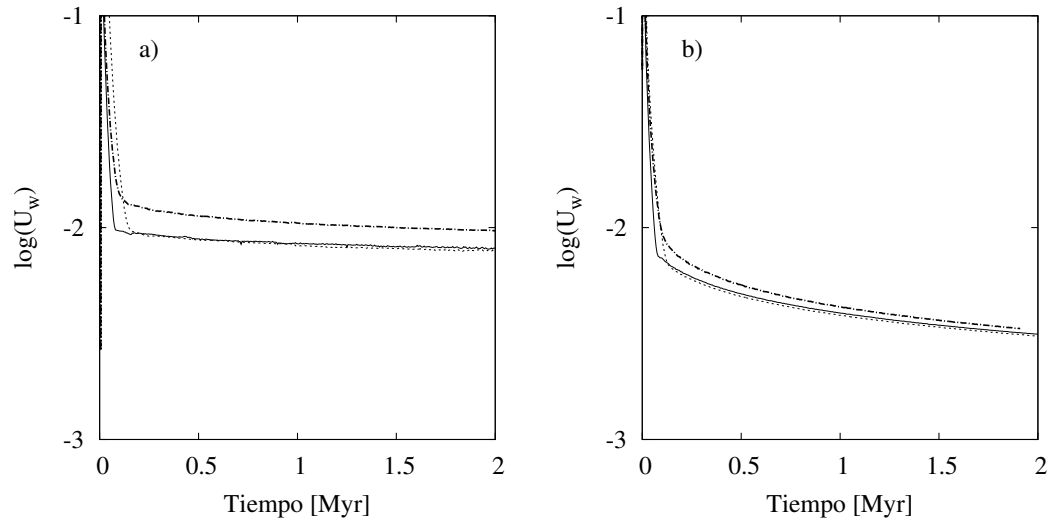


Figura 3.14: Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro U_w . Vemos el conjunto de la S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$ (un cúmulo pequeño de 10 estrellas de tipo O). El panel a) muestra los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con presencia de vientos estelares. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto-rayas los modelos con presión de radiación en el gas y polvo.

La figura 3.15 muestra el parámetro U_w como función del tiempo, para el conjunto de la S3.

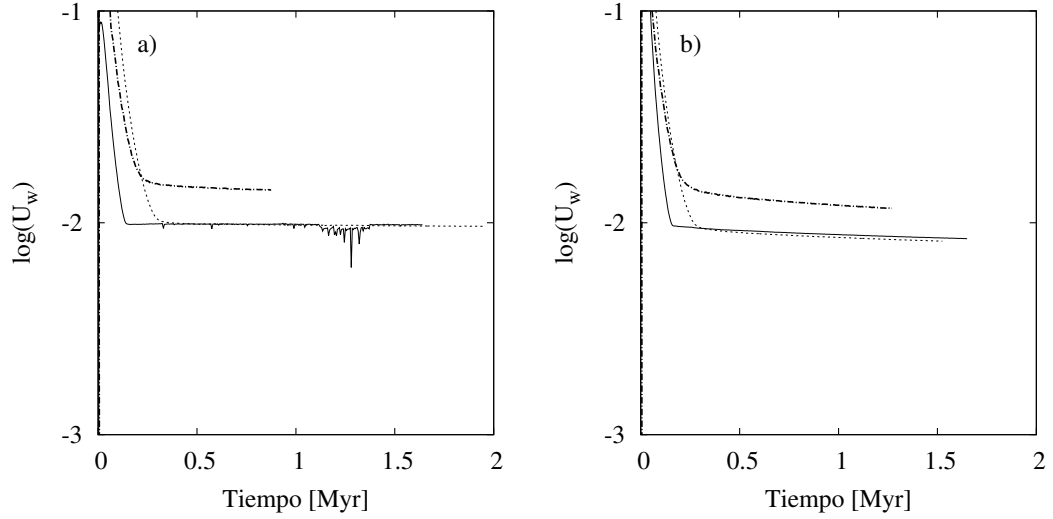


Figura 3.15: Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro U_w . Vemos el conjunto de simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$, lo que corresponde a un cúmulo masivo de cientos de estrella de tipo O. El panel a) muestra los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con presencia de vientos estelares. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto-raya los modelos con presión de radiación en el gas y polvo.

Conforme la tasa de fotones va en aumento, se observa en la figura 3.15 una “esquina” en los modelos sin presión de radiación en el polvo.

De estos resultados se puede observar que en los modelos con viento estelar (paneles “b”) el valor del parámetro U_w cae continuamente y de manera más lenta según aumenta el número de fotones ionizantes y bajó la tasa de pérdida de masa. Este comportamiento también ocurre en los casos sin viento estelar, excepto que este decaimiento es menos pronunciado. En todos los casos de los modelos con presión de radiación en el gas y los modelos sin presión de radiación son idénticas, mientras que en todos los modelos los casos con presión de radiación en el polvo están por encima. Pudiéramos decir que el número de estrellas es importante en los efectos de la presión de radiación debido al gas y polvo.

Los casos reportados por Martínez-González el valor U_w cae conforme la burbuja se expande, al igual que los resultados encontrados en esta tesis. El modelo presentado por ellos y que es con el que se comparó este trabajo, es el modelo con densidad en el medio interestelar baja, en contrario a la tesis

que fue una densidad alta, la diferencia podría deberse a que los parámetros estelares de Martínez-González et al. (2014) varían en el tiempo.

3.4. Parámetro Ω

Otro parámetro considerado por Martínez-González et al. (2014) es el parámetro Ω , el cual está relacionado con el volumen entre el frente de ionización y el borde interno de la región H II y los valores de la presión térmica en el borde interno y externo:

$$\Omega = \frac{P_s R_s^3}{P_e R_e^3 - P_s R_s^3} \quad (3.4)$$

donde P_s es la presión térmica y R_s es el radio en la discontinuidad de contacto, P_e es la presión térmica y R_e es el radio en el frente de ionización. Se obtuvo el parámetro Ω calculando el volumen entre el borde interno de la región H II (discontinuidad de contacto) y el borde externo de la región H II (frente de ionización). Y las presiones térmicas en esos puntos. Este parámetro mide la dinámica del viento sobre la razón de la presión de radiación (sí $\log(\Omega) < 0$ domina la radiación y sí $\log(\Omega) > 0$ domina el viento estelar.)

La figura 3.16 muestra el tiempo evolutivo del parámetro Ω , para los modelos con vientos estelares.

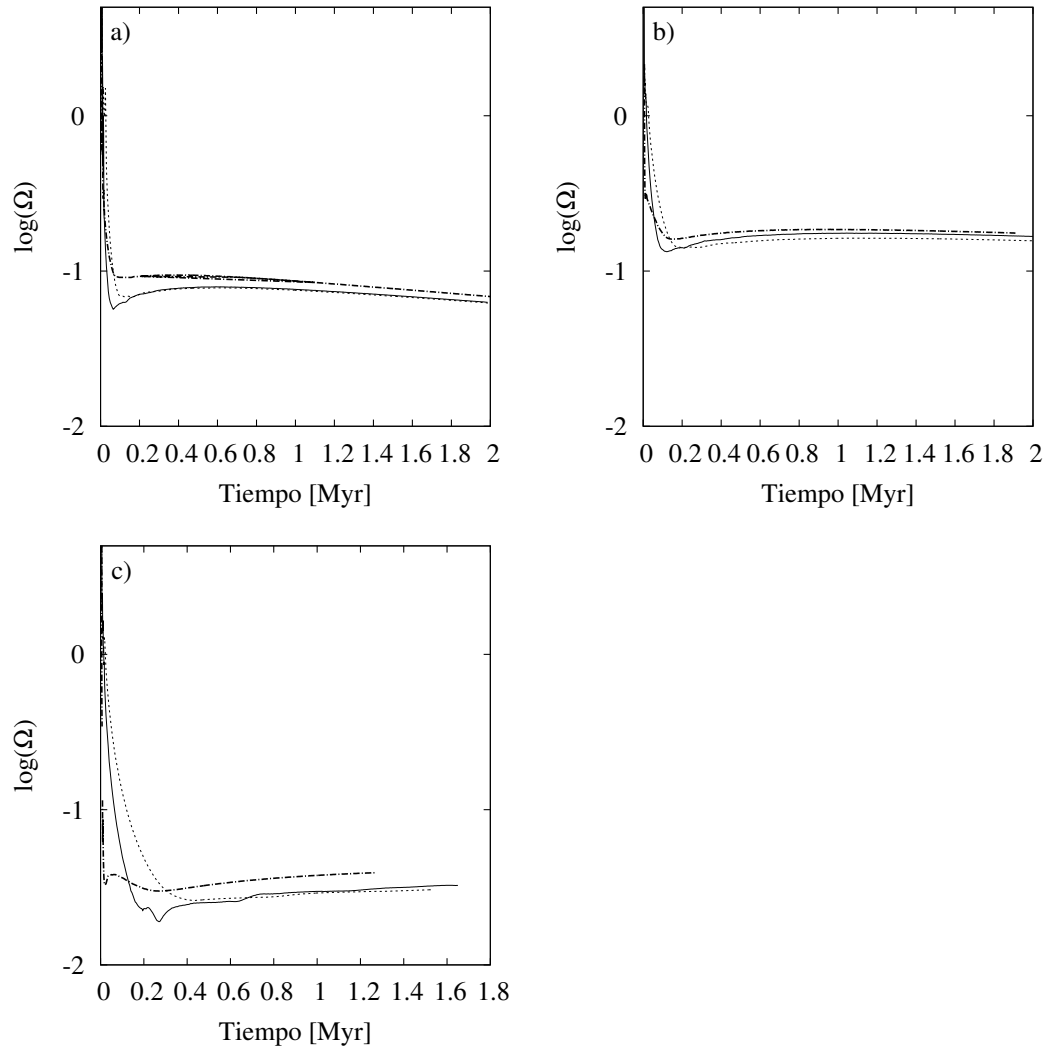


Figura 3.16: Se muestra el tiempo evolutivo del parámetro Ω . Vemos los conjuntos de simulaciones S1, S2 y S3. El panel a) muestra los modelos de las simulaciones S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$, lo que corresponde a una estrella de tipo O. El panel b) los modelos de las simulaciones S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$, lo que representa un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O. El panel c) los modelos de las simulaciones S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51} \text{s}^{-1}$, lo que representa un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O. La línea negra delgada representa los modelos sin presión de radiación, la línea punteada representa los modelos con presión de radiación en el gas y la línea punto-rayado los modelos con presión de radiación en el gas y el polvo.

Según la figura 3.16 los modelos con presión de radiación debido el polvo (línea punteada gruesa) tienen valores mayores que los modelos que no tienen presión de radiación alguna y los modelos con presión de radiación en el gas. El conjunto de simulación S1 el valor de $\log(\Omega)$ cae por debajo de -1 (panel “a”), en cambio el conjunto de simulaciones S2 (panel “b”) no llega al valor -1, y el conjunto S3 (panel “c”) que tiene una tasa de fotones ionizantes mayor cae más abajo que el conjunto S1. Podría decirse que la diferencia entre el conjunto de simulaciones no tendría que ver con la cantidad de estrellas. Todos los modelos están en el régimen de $\log(\Omega) < 0$, lo que implicaría que la presión de radiación controla la distribución del gas ionizado.

Estos resultados comparados con los obtenidos por Martínez-González et al. (2014) reportan en sus casos estáticos y con alta densidad que el parámetro Ω cae drásticamente. En sus modelos con baja densidad, el cual tiene más parecido a los resultados reportados en esta tesis, concluyen que el impacto de la presión de radiación en la dinámica de la cáscara es despreciable y declina con el tiempo. Y en sus modelos con alta densidad la contribución de la presión de radiación se vuelve significativa. Concluyen que el parámetro Ω cae por debajo de 0 solo en los casos con baja eficiencia en el calentamiento y que solo en estos casos la presión de radiación podría dominar la dinámica.

Según los resultados aquí presentados la presión de radiación estaría dominando en la dinámica. Pero, habría que considerar que los parámetros estelares usados por Martínez-González et al. (2014) varían con el tiempo y sus regiones son casos estáticos, mientras que en esta tesis no varían con el tiempo.

3.5. La correlación entre densidad y tamaño para las regiones H II.

El tamaño físico de la región H II es determinado por la tasa total de fotones ionizantes S_* dada por las estrellas ionizantes del cúmulo y por la densidad n_{rms} del gas ionizado. Se espera una relación entre el diámetro D y la densidad n_{rms} dada por $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$ para una S_* fija y regiones sin polvo, pero algunos autores reportan una variación más cercana a $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$, siendo resultado de considerar absorción por polvo y la presión de radiación.

La figura 3.17 muestra la densidad n_{rms} en función del diámetro, sin viento estelar para el conjunto de simulaciones S1 panel “a”) y modelos con viento estelar panel “b)”. La gráfica muestra los resultados de la simulación S1 cuya tasa de fotones ionizantes corresponde a $S_* = 10^{49}\text{s}^{-1}$ lo que es una estrella tipo O.

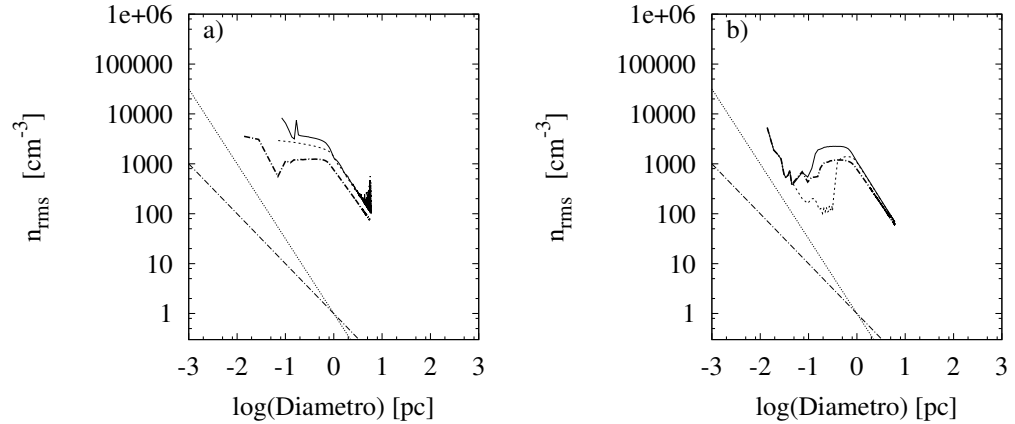


Figura 3.17: Vemos la densidad n_{rms} en función del diámetro. En los dos paneles, la línea negra es el de modelos sin presión de radiación, la línea de puntos es el modelo con presión de radiación sobre el gas y la línea punto-rayas los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. El panel a) representa los modelos con ausencia de vientos estelares, y el panel b) los modelos con viento estelar. Los modelos corresponden a la S1 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49}\text{s}^{-1}$. La recta de puntos representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$, y la recta punto-rayas la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$. El eje x en la gráfica está en potencias de 10.

Según la figura 3.17 para los modelos 1, 2 y 3 (panel “a”) se observa una diferencia a etapas iniciales, pero conforme va pasando el tiempo la tendencia en los tres modelos es semejante; incluso el modelo sin presión de radiación y el de presión de radiación en el gas se traslapan, y el modelo 3 que tiene presión de radiación debido al polvo y al gas sigue una pendiente parecida

3.5. LA CORRELACIÓN ENTRE DENSIDAD Y TAMAÑO PARA LAS REGIONES H II.85

pero desfasada. La recta de puntos representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$ que es para regiones sin polvo y según las observaciones sería la esperada, y la línea punto-rama representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$ que es la que algunos autores presentan como la esperada para regiones H II compactas y de la que argumentan que se esperaría al considerar la absorción por polvo y presión de radiación. La recta de puntos parece ser la que mejor se ajusta nuestros resultados, cuya relación obedece $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$.

A tiempos tempranos los modelos con viento estelar (4, 5 y panel “b”) parecen ser iguales, conforme avanza la evolución se separan, para los modelos con presión de radiación sobre el gas la densidad baja conforme el diametro crece, y para los modelos con presión de radiación actuando sobre el gas y el polvo la densidad aumenta conforme el diametro crece. A tiempos evolucionados los tres modelos vuelven a comportarse igual, la densidad baja conforme el diametro crece. Y al igual que el caso sin viento, el mejor ajuste viene con la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$ que es la recta de puntos.

La figura 3.18 muestra la densidad n_{rms} en función del diámetro para la S2. El panel “a)” muestra los modelos sin viento estelar y el panel “b)” los modelos con viento estelar.

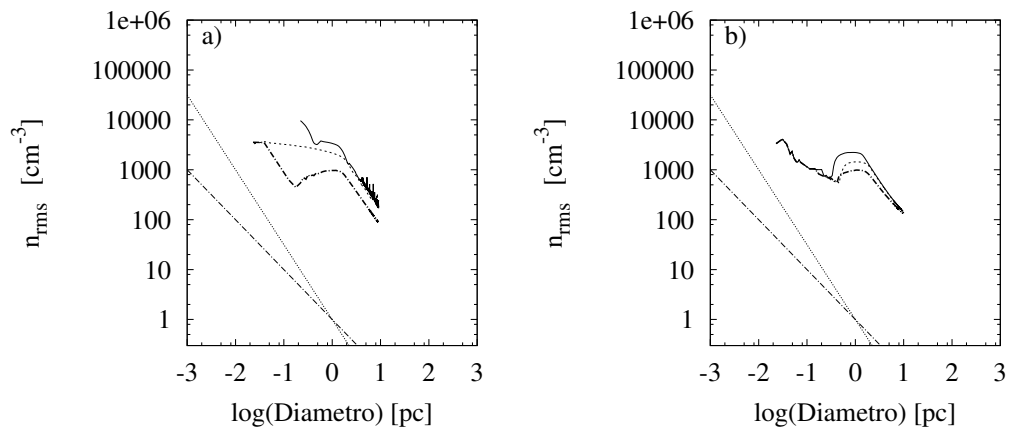


Figura 3.18: Vemos la densidad n_{rms} en función del diámetro. En los dos paneles, la línea negra es el de modelos sin presión de radiación, la línea de puntos es el modelo con presión de radiación sobre el gas y la línea punto-rama los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. El panel “a)” muestra los modelos con ausencia de viento estelar, y el panel “b)” los modelos con vientos estelares. Corresponden a la S2 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{50} \text{s}^{-1}$. La recta de puntos representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$, mientras que la recta punto-rama obedece la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$. El eje x en la gráfica está en potencias de 10.

Se observa en la figura 3.18 que en los modelos sin vientos estelares (panel a) a tiempos tempranos la densidad baja conforme el diámetro crece, pero baja de manera más rápida para los modelos con presión de radiación que actúa sobre el gas y el polvo. A tiempos más evolucionados los tres modelos se comportan del mismo modo. En los modelos con vientos estelares (panel b) la densidad baja de la misma manera en los tres modelos conforme el diámetro crece. Esto tanto a tiempos tempranos como a tiempos evolucionados. La recta que mejor se ajusta es la recta de puntos ($n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$).

La figura 3.19 muestra la densidad n_{rms} en función del diámetro. El panel “a)” muestra los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel “b)” los modelos con viento estelar. La gráfica muestra los resultados de la simulación S3 cuya tasa de fotones ionizantes corresponde a $S_* = 10^{51}\text{s}^{-1}$, lo que representaría un cúmulo masivo de cientos de estrellas de tipo O.

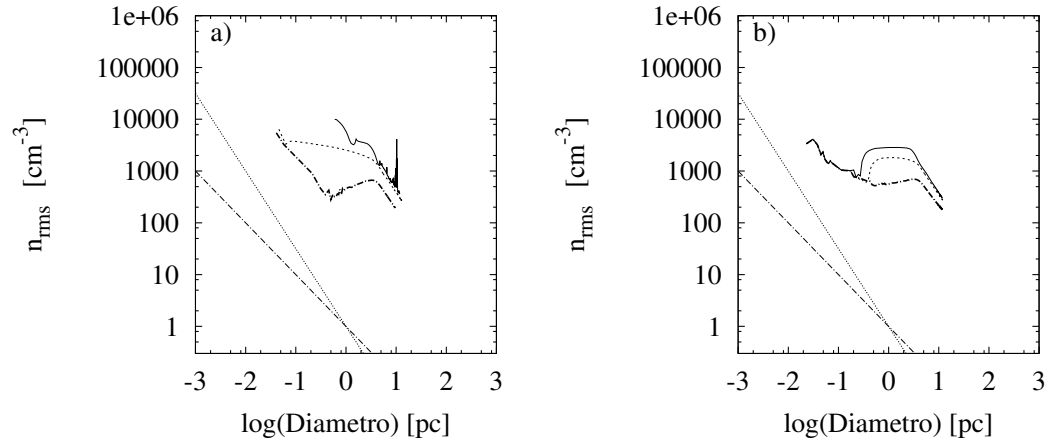


Figura 3.19: Vemos el diámetro contra la densidad n_{rms} . En los dos paneles, la línea negra presenta los modelos sin presión de radiación, la línea de puntos es el modelo con presión de radiación sobre el gas y la línea punto-rayo los modelos con presión de radiación sobre el gas y sobre el polvo. El panel “a)” muestra los modelos con ausencia de vientos estelares y el panel “b)” con vientos estelares. Corresponden a la S3 con una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{51}\text{s}^{-1}$. La recta de puntos representa la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$, mientras que la recta punto-rayo la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$. El eje x en la gráfica está en potencias de 10.

En la fig. 3.19 se observa que el comportamiento entre los modelos sin vientos estelares (panel “a)”) es diferente casi toda la evolución, la densidad baja conforme el diámetro crece; sin embargo la densidad baja de manera más rápida para los modelos con presión de radiación sobre el gas y el polvo. A tiempos más evolucionados, cerca de los 2 Myr, tienen un mismo

3.5. LA CORRELACIÓN ENTRE DENSIDAD Y TAMAÑO PARA LAS REGIONES H II.87

comportamiento. La mejor recta que se ajusta es la que obedece la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$ (recta de puntos).

Para los modelos con la presencia de vientos estelares (panel “b”) a etapas tempranas los tres modelos son iguales, la densidad baja de la misma manera conforme el diámetro va creciendo. Sólo como a la mitad de la evolución en los modelos sin presión de radiación sobre el polvo, la densidad aumenta un poco; sin embargo a tiempos más evolucionados los tres vuelven a comportarse de la misma manera.

Respecto a estas relaciones observadas, los autores Garay et al. 1993 y Kim & Koo 2001 dicen que la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$ podría ser un producto de la muestra seleccionada.

3.5.1. Resumen

La correlación entre el tamaño y la densidad rms que mejor se ajusta a estas simulaciones es $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$. Aunque debemos considerar que esta relación sería para regiones H II sin polvo.

Capítulo 4

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

4.1. Comparación con trabajos previos

En esta sección presentamos una comparación con los trabajos previos a esta tesis. Los trabajos principales a comparar con nuestro trabajo son: Draine (2011) del cual comparamos con la correlación que existe entre el tamaño de la región H II y la densidad n_{rms} y el parámetro de ionización $U_{1/2}$. Y el segundo trabajo es el presentado por Martínez-González et al. (2014) del cual se comparó sus resultados del parámetro de ionización U_w y el parámetro Ω .

- **Draine (2011).**

En el trabajo de Draine (2011) se hace una correlación entre la densidad rms y el tamaño de la región H II (Diámetro [pc]). Esta correlación entre la densidad y el tamaño es obtenida de manera empírica y para algunos casos obedece la relación $n_{\text{rms}} \propto D^{-1}$ (reportada por Garay et al. 1993; Garay & Lizano 1999; Kim & Koo 2001; Martín-Hernández et al. 2005). Uno esperaría para una región H II sin polvo que el tamaño físico de la región está determinada por dos cosas: primero la tasa de fotones ionizantes producida por las estrellas ionizantes S_* y segundo la densidad rms del gas ionizado, la cual es regulada por la presión del medio confinado. Siendo la correlación entre la densidad y el diámetro $n_{\text{rms}} \propto D^{-1.5}$. Draine presenta un rango de tasa de fotones ionizantes de $(10^{48} - 10^{54})s^{-1}$. No encuentra relación alguna entre la densidad n_{rms} y D . Aunque confiesa que las observaciones son consistentes con

modelos existentes de regiones H II con polvo.

De estas relaciones entre densidad y diámetro, $n_{rms} \propto D^{-1.5}$, corresponde a nuestros resultados.

El estado de ionización del gas es determinado por el parámetro de ionización (U). Dentro de la región H II, el valor U varía rápidamente. Como un valor representativo Draine tomó $U_{1/2}$ el valor a un radio $R_{1/2}$, dentro del cual el 50 % de las ionizaciones y recombinaciones toman lugar. Encontró que para valores pequeños de S_*n_{rms} , los efectos de la presión de radiación en el polvo son despreciables y $U_{1/2}$ coincide con el $U_{1/2}$ que no tiene polvo. En comparación a nuestros resultados esto concuerda con lo encontrado por Draine (2011), ver figuras 3.10, 3.11 y 3.12.

En este punto los resultados que obtuvimos con los modelos que tienen presencia de viento estelar coincide con los resultados de Draine: a valores pequeños de S_*n_{rms} el valor del parámetro de ionización en el caso de presión de radiación sin polvo y con polvo tienen valores iguales. Y para valores mayores, el parámetro de ionización cae por debajo de los valores de los casos sin polvo, al igual que los resultados de Draine. Esto ocurre en los modelos con presencia de vientos estelares. Para los modelos que no tienen viento estelar esto ocurrió solamente para la simulación 1 que tiene una tasa de fotones ionizantes $S_* = 10^{49} \text{s}^{-1}$, en la simulación S2 y S3 a valores pequeños de S_*n_{rms} el caso con presión de radiación en polvo y gas siempre está por debajo de los casos que no tienen polvo.

Draine (2011) concluye que la presión de radiación en el gas causa en regiones H II con polvo una cavidad central en la densidad. Los parámetros importantes para este trabajo es el producto S_*n_{rms} , y γ que es la razón polvo/gas. Cuando $S_*n_{rms} \geq 10^{52} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, las regiones H II con polvo muestran cavidades centrales. Sin embargo, este resultado es para regiones H II estáticas y no toma en cuenta la historia dinámica de la región - la cavidad puede formarse a tiempo tempranos cuando $S_*n_{rms} > 10^{52} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ pero conforme pasa el tiempo n_{rms} disminuye, y la cavidad se mantiene.

- **Martínez-González et al. (2014).**

Martínez-González et al. (2014) encuentran que la presión de radiación afecta la estructura interna y la dinámica de las cáscaras que son llevadas por viento estelar pero sólo a etapas tempranas que es antes de los 3 Myr.

En sus casos de cáscaras envueltas en un medio de alta densidad, el cual es nuestro caso, encontraron que el tamaño de la cáscara es mucho menor que cuando ésta se expande en un ambiente de densidad más baja, sin embargo la cáscara es mucho más densa y por lo tanto las recombinaciones son más rápidas.

Ellos también calcularon el parámetro de ionización. En sus casos con alta densidad el valor del parámetro de ionización incrementa por un orden de magnitud que los casos con baja densidad, en el cual el valor del parámetro de ionización cae continuamente. Esto no solo por la expansión de la cáscara, si no también porque en su trabajo el valor de S_* se va reduciendo, lo que en nuestro trabajo no ocurre; sin embargo, hay que considerar que sus parámetros estelares están cambiando con el tiempo. En los casos de alta densidad su valor del parámetro de ionización se va reduciendo y luego tiene un incremento de un orden de magnitud. Ese incremento se mantiene casi constante hasta que ocurre la primera explosión de supernova (a 3.3 Myr), nuestros modelos no llegan a la primera explosión de supernova. Alcanzado un valor máximo del parámetro de ionización de $\log(U_w) \approx -1.5$. Este aumento ocurre después de la transición a la región dominada por el momento, cuando ocurre la transición, la presión del viento y la densidad del gas ionizado en el borde interno de la cáscara cae, lo que aumenta el valor de U_w significativamente.

En nuestro trabajo calculamos ese mismo parámetro de ionización U_w (ver figuras 3.13, 3.14 y 3.15) el cual presentó un comportamiento más parecido al caso de ellos con densidad baja, pero como se mencionó en su caso se va reduciendo el valor de S_* . Mientras que en el nuestro se mantuvo constante. Encontramos que para una tasa de fotones ionizantes menor (caso 10^{49}s^{-1}) el valor del parámetro de ionización decae lentamente, pero los casos sin presión de radiación en el polvo cae por debajo de los casos que consideran la presión de radiación debido al polvo. Llegando a un valor de $\log(U_w) \approx 0.01$, lo cual nos indicaría que está en el régimen donde domina la presión de radiación en la dinámica de la región H II. Los casos con esta misma tasa de fotones ionizantes que tiene la presencia de vientos estelares decae de la misma forma pero

de manera más rápida, y de igual manera los casos sin presión de radiación en el polvo caen por debajo de los casos que contienen el polvo. Esto ocurre para las simulaciones con una tasa de fotones ionizantes $S_*=10^{50}\text{s}^{-1}$, lo que corresponde a un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O.

Martínez-González et al. concluyen que la presión de radiación afecta fuertemente la estructura de regiones H II estáticas y con presencia de polvo. Sin embargo, el impacto de los vientos es mayor. Y los efectos que puede causar la presión de radiación se presentan a etapas tempranas de la evolución (antes de los 3Myr). Nuestros modelos que siguen la dinámica de la región H II muestran que el impacto de los vientos estelares es mayor que el efecto de la presión de radiación en modelos con una estrella individual y en un cúmulo pequeño; sin embargo, encontramos que para un cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O los efectos de la presión de radiación son fuertes tanto en los casos con viento estelar como los que no tienen viento estelar..

Nuestra conclusión en esta parte, es que el efecto de la presión de radiación debido al gas es casi nula comparada a un modelo que solo tiene fotoionización. Los efectos más fuertes son notorios en el caso donde se considera la presión de radiación debido al polvo. Sin embargo estos efectos son mínimos al considerar los vientos estelares, los efectos de los vientos estelares están por encima de los efectos de la presión de radiación debido al gas y al polvo tanto en los modelos de una estrella individual y en un cúmulo pequeño de estrellas. Pero en un cúmulo masivo los efectos de la presión de radiación son notorios tanto en los modelos con vientos estelares como en los modelos donde hay ausencia de viento estelar.

4.2. Conclusiones

Las conclusiones respecto a la estructura de las regiones H II son:

- La estructura de la densidad para los modelos sin viento estelar y con presión de radiación actuando sobre el polvo son consistentes con el trabajo de Draine (2011): se observa una cavidad central en la distribución de densidad.

- Los modelos con vientos estelares y presión de radiación sobre el polvo son consistentes con el trabajo de Martínez-González et al. (2014); el tamaño de la región fotoionizada es menor en ambientes con densidad alta, y en los modelos sin presión de radiación en el polvo.
- Cuando se considera la presión de radiación que actúa sobre el polvo en los modelos con vientos estelares, puede notarse un efecto fuerte en la densidad la región fotoionizada.
- Los efectos de la presión de radiación son más notables a tiempos tempranos cuando se considera la presencia de polvo en las regiones H II, en modelos con solo una fuente ionizadora (una estrella tipo O) y en un cúmulo pequeño de 10 estrellas tipo O. En cambio en regiones que son fotoionizadas por un número mayor (cúmulo masivo de cientos de estrellas tipo O) los efectos son notables tanto a tiempos tempranos como a tiempos más evolucionados.

Respecto a la dinámica de las regiones H II:

- El crecimiento de los radios es similar en los casos sin viento estelar y con una fuente ionizadora o un cúmulo pequeño de estrellas.
- En el modelo de un cúmulo masivo (cientos de estrellas tipo O) los efectos de la presión de radiación son notables en modelos con y sin vientos estelares. El crecimiento de los radios del choque externo, frente de ionización, discontinuidad de contacto y choque interno está por encima de los modelos sin presión de radiación.
- Se encontró un valor del parámetro de ionización $U_{1/2} \leq 0.01$ para los modelos con presión de radiación que actúa sobre el polvo. Se observó ruido en los modelos sin viento estelar y sin presión de radiación debido a las ondas rebote. Aun así los valores encontrados para los modelos con viento estelar coinciden con los resultados de Draine (2011).

4.3. Trabajo a Futuro

- Estudiar regiones H II alrededor de cúmulos masivos (cientos de estrellas tipo O), donde los efectos tanto de autogravedad como de la presión de radiación son importantes. Hay un trabajo de Raga et al. (2015) que trata este tema pero sin viento estelar. Sería interesante ver si la adición de los vientos estelares de las estrellas del cúmulo cambia

el balance entre el efecto de la autogravedad y el efecto de la presión de radiación.

- Investigar el efecto de la presión de radiación cuando los parámetros estelares están evolucionando con el tiempo. El trabajo de González-Martínez et al. (2014) trata este tema pero no realiza simulaciones numéricas.
- Otro punto que sería interesante investigar se trata de los efectos de la presión de radiación en el entorno de estrellas más evolucionadas como las Wolf-Rayet. En este caso, el medio circundante es muy denso y contiene polvo que se formó cuando fue expulsado el envoltorio de la estrella en su fase de supergigante roja o variable luminosa azul. Las estrellas Wolf-Rayet son muy calientes con una tasa de fotones ionizantes muy alta.
- Finalmente, se podría extender los estudios a 3D para investigar los efectos de la presión de radiación en fronteras de las regiones H II en donde los flujos fotoevaporativos modifican la estructura de densidad y el parámetro de ionización de forma muy localizada.

Bibliografía

- [1] A. C. Raga et al. 2015, MxAA, 51, 25-32
- [2] Arthur, S. J. 2012, MNRAS, 421, 1283
- [3] Arthur, S. J., Kurtz S. E., Franco J., Albarrán M. Y., 2004, ApJ, 608, 282
- [4] Beck-Winchatz, B., Bohm, K.-H., & Noriega-Crespo, A. 1996, Aj, 111, 346
- [5] Blagrove, K. P. M., Martin, P. G., & Baldwin, J. A. 2006, Apj, 644, 1006
- [6] Dopita, M. A., Groves, B. A., Sutherland, R. S., & Kewley, L. J. 2003, ApJ, 583, 727
- [7] Dopita, M. A., et al. 2006, ApJ, 639, 788
- [8] Draine, B.T. 2011, Apj, 732, 100
- [9] Dyson, J. E., & Williams, D. A. 1980, The Physics of Interstellar Medium (Manchester: Manchester Univ. Press)
- [10] Garay G., & Lizano, S. 1999, PASP, 111, 1049
- [11] Garay, G., Rodriguez, L. F., Moran, J. M., & Churchwell, E. 1993, ApJ, 418, 368
- [12] Gordon, K. D., Engelbracht, C. W., Rieke, G. H., et al. 2008, Apj, 682, 336
- [13] Habing, H. J., & Israel, F. P. 1979, ARA&A, 17, 345
- [14] Kahn, F. D. 1954, Bull. Astron. Inst. Neth. 12, 187
- [15] Kennicutt, R. C., Jr. 1984, ApJ, 287, 116
- [16] Kim, K., & Koo, B. 2001, ApJ, 549, 979

- [17] Krumholz, M. R., & Matzner, C. D. 2009, *Apj*, 703, 1352
- [18] Martín-Hernández, N. L., Vermeij, R., & van der Hults, J. M. 2005, *A&A*, 433, 205
- [19] Lopez, L.A. et al. 2011, *Apj*, 731, 91
- [20] Martínez-González, S., Silich, S., & Tenorio-Tagle, G. 2014, *Apj*, 785, 164
- [21] Mathews, W. G. 1967, *ApJ*, 147, 965
- [22] Münch, G., Persson, S. E. 1971, *ApJ*, 165, 241M
- [23] O'dell, C. R., & Doi, T. 1999, *PASP*, 111, 1316
- [24] Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Mill Valley, CA, 422 pp
- [25] Raga, A. C., Cantó, J., & Rodríguez L. F. 2012, *MxAA*, 48, 149-157
- [26] Petrosian, V., Silk, J., & Field, G. B. 1972, *ApJ*, 177, L69
- [27] Silich, S., Martínez-González, S., & Tenorio-Tagle, G. 2014, *Massive Young Star Clusters Near and Far: From the Milky Way to Reionization*, 59
- [28] Slater, C. T., Oey, M. S., Li, A., et al. 2011, *Apj*, 732, 98
- [29] Spitzer, L. 1968, *Diffuse Matter in Space* (New York: Interscience)
- [30] Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley)
- [31] Strömgren, B. 1939, *Apj*, 89, 526
- [32] T. G. Bisbas et al. 2015, *MNRAS*, 453, 1324-1343
- [33] Townsley, L.K. et al. 2006, *Apj*, 131, 2140
- [34] Weaver R., McCray R., Castor J., Shapiro P., Moore R., 1977, *ApJ*, 218, 377
- [35] Yeh, S. C. C., & Matzner, C. D. 2012, *ApJ*, 757, 108