



INAOE

La eficiencia de calentamiento del material reinsertado por vientos estelares y supernovas en super cúmulos estelares

por

Ana P. Torres Campos Licastro

Tesis que es sometida como requisito parcial para obtener
el grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS EN LA ESPECIALIDAD
DE ASTROFÍSICA**

en el

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Mayo 2009

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dr. Sergiy Silich

Investigador Titular INAOE

Dr. Guillermo Tenorio Tagle

Investigador Titular INAOE

Dra. Casiana Muñoz Tuñón

Investigador Titular IAC

©INAOE 2009

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y
distribuir copias en su totalidad o en partes de esta tesis



Abstract

In this project a sample of 10 super stellar clusters associated to HII regions, which are located in the central zone of the starburst galaxy M82 was constructed. The existence of these HII regions may be explained as long as the heating efficiency of the matter reinserted by stellar winds and supernovae (Silich et al., 2007) within the cluster is low, the clusters evolve in a bimodal hydrodynamic regime and are surrounded by a high pressure interstellar medium (Tenorio-Tagle et al., 2007).

A low heating efficiency indicates that a fraction of the mechanical energy injected by stellar winds and supernovae is lost in the form of radiation. When a cluster evolves in the bimodal regime, the pressure gradient within the inner zone of the cluster (defined by the stagnation radius) will not be able to drive the matter off the cluster, promoting its accumulation. On the other hand, the mechanical energy and stellar matter injected outside this volume will form a supersonic stellar cluster wind.

The pressure confined wind model was applied to the sample of clusters, in all of the cases the heating efficiency turned out to be drastically low. This implies that the mechanical luminosity ejected by the cluster into the surrounding interstellar medium is much smaller than the one expected by the synthetic models of Starburst99. It is also noticed a possible dependence between the heating efficiency and the stellar density of clusters.

Resumen

En este trabajo se construyó una muestra de 10 super cúmulos estelares asociados a regiones HII compactas. Estos cúmulos se encuentran en la zona central de la galaxia dominada por brotes violentos de formación estelar M82. La existencia de estas regiones HII puede explicarse si la eficiencia de calentamiento (Silich et al., 2007) del material reinsertado por los vientos estelares y supernovas es baja, y además, los cúmulos se encuentran en el régimen bimodal y además se encuentran dentro de un medio interestelar de alta presión (Tenorio-Tagle et al., 2007).

Una baja eficiencia de calentamiento indica que una fracción de la energía mecánica inyectada por los vientos estelares y supernovas se pierde en forma de radiación. Y cuando un cúmulo se encuentra en el régimen bimodal, el gradiente de presión de la zona más interna del cúmulo (la cual se encuentra delimitada por el radio de estancamiento) no será capaz de empujar el material, provocando su acumulación. En cambio, afuera de este volumen la energía mecánica y el material estelar insertado desarrollará el viento supersónico del super cúmulo estelar.

Se aplicó el Modelo de viento confinado por alta presión ambiental a la muestra de cúmulos. En todos los casos se encontró que la eficiencia de calentamiento es drásticamente baja. Esto implica que la luminosidad mecánica que el cúmulo expulsa al medio interestelar que lo rodea es mucho menor a la que se esperaría al utilizar los modelos de síntesis de población de Starburst99. Además, se observa una posible dependencia entre la eficiencia de calentamiento y la densidad estelar de los cúmulos.

Agradecimientos

- A mis padres, las personas más importantes de mi vida, Nora Campos Licastro y Alfonso Torres porque su amor, enseñanzas y apoyo incondicional son los pilares sobre los que estoy formando mi vida.
- A mi hermana, Nora Torres Campos Licastro, por mantenerse siempre de mi lado.
- A Daniel Casado González por ayudarme a levantarme de todos mis tropiezos, por celebrar conmigo cada uno de los momentos de éxito y sobre todo por su apoyo en la realización de esta tesis aun cuando no entienda su contenido.
- A mis asesores: Dr. Sergiy Silich, Dr. Guillermo Tenorio Tagle y Dra. Casiana Muñoz Tuñón por su cariño, dedicación, entrega y pequeños regaños, ya que con éstos me han ayudado a comprender el significado de ser investigador. También quisiera comentarles que rabajar bajo su tutela ha sido toda una aventura llena de retos y experiencias que me han hecho crecer y por lo cual les estaré en deuda toda la vida.
- A mis compañeros y futuros colegas, gracias por el tiempo, los consejos, las respuestas a mis interminables preguntas, los programas, las computadoras, y por siempre estar ahí cuando los necesité.
- A los investigadores del INAOE, con los que he compartido momentos divertidos e interesantes de los últimos tres años. Quisiera agradecerles lo mucho que me han apoyado y enseñado dentro y fuera del salón de clases, y por compartir conmigo un poquito de la pasión que sienten por la Astrofísica.

- A los miembros de mi jurado de exámen: Dr. José Franco, Dr. Divakara Mayya y Dr. Daniel Rosa González por ayudarme a mejorar mi trabajo con sus comentarios y sugerencias.
- Al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica por el apoyo brindado en la realización de la Maestría.
- Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la Beca otorgada para la realización de la Maestría y el apoyo económico otorgado a través de los Proyectos de Investigación 47534-F, 82912 y 60333.
- Al Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) por el apoyo económico durante la realización de mi estancia en sus instalaciones.

A mis padres:

Nora Campos Licastro Saldaña

Alfonso Torres Perez

Índice general

Índice general	I
1. Introducción	1
2. Vientos de super cúmulos estelares y su impacto en el medio interestelar	5
2.1. Vientos de super cúmulos estelares	5
2.1.1. Modelo adiabático	6
2.1.2. Modelo de viento radiativo	8
2.1.3. Solución bimodal	11
2.2. Superburbujas interestelares	14
3. Super cúmulos estelares en M82	21
3.1. Galaxias Starburst	21
3.2. Modelos sintéticos de super cúmulos estelares	25
3.3. M82, galaxia Starburst	28
3.3.1. Datos generales de M82	28
3.3.2. Morfología de M82	29
3.3.3. Zona central de M82	30
3.3.4. M82-A1	32
4. El modelo de viento confinado del super cúmulo estelar M82-A1	33
4.1. Eficiencia de calentamiento	33
4.2. La hidrodinámica del viento confinado	34
5. Una nueva muestra de super cúmulos estelares	39
5.1. Datos del HST	39
5.2. Densidad electrónica con PMAS	40
5.3. Super cúmulos estelares seleccionados	43

Índice general

6. La eficiencia de calentamiento de super cúmulos estelares	47
6.1. Aproximación analítica del Modelo de viento confinado	47
6.2. Aplicación del modelo a la muestra de super cúmulos estelares	50
7. Conclusiones y trabajo futuro	53
7.1. Conclusiones	53
7.2. Trabajo futuro	54
A. Localización de los SCEs en el mapa de PMAS	57
Índice de Figuras	61
Índice de Tablas	63
Bibliografía	65

Capítulo 1

Introducción

Los super cúmulos estelares (SCEs) jóvenes ($\text{edad} < 40 \times 10^6$ años) son conjuntos masivos ($M_{SCE} \sim 10^4 - 10^6 M_{\odot}$) y compactos ($R_{SCE} \sim 1 - 10$ pc) de estrellas ligadas gravitacionalmente (Holtzman et al., 1992; O'Connell et al., 1995; Meurer et al., 1995; Ho, 1997; Anders et al., 2004). Estos cúmulos son el resultado de una intensa y violenta formación estelar (Ho, 1997), por lo que es común encontrarlos en galaxias Starburst o en galaxias que se encuentran en interacción con una compañera (Gallagher & Smith, 2004).

Estos cúmulos tienen en su interior una gran cantidad de estrellas masivas y supernovas, las cuales inyectan energía mecánica y material estelar formando flujos supersónicos (Dyson & Williams, 1997; Crowther, 2004). La interacción entre los flujos supersónicos provoca la termalización del material, es decir, transforma la energía mecánica de los flujos en energía térmica del material inyectado. Casi instantáneamente una fracción de esta energía sale del cúmulo en forma de radiación (Stevens et al., 1992). La fracción de energía que permanece dentro del cúmulo define la eficiencia de calentamiento (Wünsch et al., 2007; Silich et al., 2007). La energía térmica es responsable de establecer un gradiente de presión que encauza el material inyectado por las estrellas masivas y supernovas formando el viento del cúmulo. Éste sale de la superficie del cúmulo con la velocidad del sonido, interaccionando con el medio interestelar que lo rodea (Chevalier & Clegg, 1985; Mac Low & McCray, 1988; Silich et al., 2004; Tenorio-Tagle et al., 2007).

M82 es el prototipo de galaxia Starburst. En su zona central se observa un inten-

so brote de formación estelar (O'Connell & Mangano, 1978), dentro del cual se han encontrado ~ 200 super cúmulos estelares jóvenes (Melo et al., 2005; Mayya et al., 2008). Smith et al. (2006) encontraron que uno de ellos, al cual nombraron M82-A1, se encuentra rodeado por una densa ($n_e \approx 1800 \text{ cm}^{-3}$) y compacta ($R_{HII} \approx 4.5 \text{ pc}$) región HII. El radio de ésta es tan sólo 1.5 veces más grande que el radio de M82-A1 ($R_{SCE} \approx 3 \text{ pc}$). El radio de la región HII que rodea a M82-A1 no es consistente con el predicho por el modelo de superburbujas interestelares (Castor et al., 1975; Weaver et al., 1977; Mac Low & McCray, 1988; Koo & McKee, 1992; Bisnovatyi-Kogan & Silich, 1995). De hecho, con la luminosidad mecánica, edad del cúmulo y la densidad del medio interestelar que lo rodea ($L_{mec} = 2.5 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, $t = 6.4 \times 10^6$ años, $n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$) el radio calculado de la superburbuja interestelar es de 150 pc, lo cual es ~ 33 veces más grande que el radio de la región HII observada.

Basándose en el Modelo de viento radiativo (Silich et al., 2004) y en la Solución bimodal del viento de super cúmulos estelares (Tenorio-Tagle et al., 2007), Silich et al. (2007) desarrollaron un modelo de viento capaz de explicar la existencia de la compacta región HII que rodea a M82-A1. Este modelo sugiere que el rápido confinamiento del viento del cúmulo es el resultado de dos factores: una baja eficiencia de calentamiento (menor al 10%) y una alta presión ambiental, ya que la presión promedio del gas en la región donde se encuentra M82-A1, $P/k \sim 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, es mucho mayor que la presión del disco de la Vía Láctea, $P_{VL}/k \sim 10^{3.5} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (Wang et al., 1998).

El objetivo principal de esta tesis es buscar alguna relación entre la eficiencia de calentamiento de un super cúmulo estelar y sus parámetros observacionales (masa y radio). Para conseguirlo se construyó una muestra de 10 super cúmulos estelares en M82 con regiones HII compactas asociadas a ellos. Esta muestra contiene los parámetros observacionales requeridos por el Modelo de viento confinado por la alta presión ambiental (Silich et al., 2007): masa, radio y tasa de fotones ionizantes de los cúmulos, radio y densidad de las regiones HII. A continuación se presenta la estructura de la tesis.

En el Capítulo 2 se presentan los modelos de vientos de super cúmulos estelares: adiabático (Chevalier & Clegg, 1985), radiativo (Silich et al., 2004) y la solución bimodal (Tenorio-Tagle et al., 2007; Wünsch et al., 2007); así como la formación y estructura de las superburbujas interestelares.

En el Capítulo 3 se hace una breve descripción de M82 y de las características de los super cúmulos estelares que se han encontrado en ella, incluyendo a M82-A1. Por lo cual, en la Sección 3.1 se da una definición de las galaxias Starburst y se mencionan sus propiedades principales. En la Sección 3.2 se describen los parámetros de los super cúmulos estelares necesarios para estudiar el comportamiento del viento de éstos.

En el Capítulo 4 se explica qué es la eficiencia de calentamiento y el impacto que tiene en el viento de los super cúmulos estelares, así como el Modelo de viento confinado por la alta presión ambiental. Este modelo se aplicará a una muestra de 10 super cúmulos estelares con regiones HII asociadas, que se encuentran en la zona central de M82.

En el Capítulo 5 se explican los pasos que se siguieron para construir la muestra de 10 super cúmulos estelares con regiones HII asociadas. Esta muestra se obtuvo utilizando el catálogo fotométrico de 197 super cúmulos estelares en la zona central de M82 desarrollado por Melo et al. (2005). Con este catálogo se obtuvieron todos los valores necesarios excepto la densidad de la región HII. Este parámetro se consiguió utilizando mapas de intensidad de las líneas de azufre $[SII]\lambda 6717$ y $[SII]\lambda 6731$ obtenidos por la Dra. Monreal-Ibero (comunicación privada) con el espectrofotómetro PMAS (Postdam Multi-Aperture Spectrophotometer).

En el Capítulo 6 se describe el procedimiento que se siguió para calcular la eficiencia de calentamiento de los 10 super cúmulos estelares de la muestra, utilizando el Modelo de viento confinado por la alta presión ambiental. Los resultados obtenidos y el análisis de éstos se presentan en la Sección 6.2.

Finalmente, en el Capítulo 7 se listan las conclusiones desarrolladas a partir del estudio de los valores encontrados para la eficiencia de calentamiento de los cúmulos de la muestra, y su relación con la masa y el radio de los cúmulos; así como el trabajo futuro que se desprende de los resultados encontrados.

Capítulo 2

Vientos de super cúmulos estelares y su impacto en el medio interestelar

Los super cúmulos estelares expulsan material y energía mecánica en forma de vientos supersónicos. La interacción de este viento con el medio interestelar que rodea al cúmulo provoca la formación de una superburbuja interestelar (Castor et al., 1975; Weaver et al., 1977; Mac Low & McCray, 1988; Koo & McKee, 1992; Bisnovatyi-Kogan & Silich, 1995). En la primera parte de este capítulo se presentan dos modelos diferentes de viento de super cúmulos estelares: adiabático (Chevalier & Clegg, 1985) y radiativo (Silich et al., 2004), así como la solución bimodal del modelo radiativo (Tenorio-Tagle et al., 2007). En la segunda parte se describe el proceso de formación y la estructura de las superburbujas interestelares.

2.1. Vientos de super cúmulos estelares

En el interior de un super cúmulo estelar, los vientos de las estrellas masivas y las explosiones de supernovas inyectan material y energía mecánica con una tasa de inyección de material \dot{M}_{SCE} y luminosidad mecánica L_{SCE} . La energía mecánica inyectada se termaliza a través de colisiones aleatorias entre flujos supersónicos cercanos. Ello incrementa la energía térmica y produce la alta presión que empuja el material inyectado hacia afuera del cúmulo, formandose así el viento del super cúmulo estelar.

2.1.1. Modelo adiabático

Chevalier & Clegg (1985) desarrollaron un modelo de viento estacionario que se basa en el siguiente conjunto de suposiciones:

1. La energía mecánica inyectada a través de vientos estelares y explosiones de supernovas es completamente transformada en energía térmica dentro del volumen del cúmulo.
2. La distribución de las fuentes, estrellas masivas y supernovas, es homogénea dentro de un volumen esférico, por lo que las variables hidrodinámicas sólo tienen componente radial.
3. Los efectos de la gravedad son despreciables.
4. El modelo es adiabático, es decir, no considera pérdidas de energía por radiación.

En el caso adiabático esféricamente simétrico, el comportamiento del viento del cúmulo está definido por la tasa de inyección de material, \dot{M}_{SCE} , la luminosidad mecánica, L_{SCE} , y el radio del cúmulo, R_{SCE} . En este caso las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía son (Chevalier & Clegg, 1985):

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho_v u_v r^2) = q_m , \quad (2.1)$$

$$\rho_v u_v \frac{du_v}{dr} = -\frac{dP_v}{dr} - q_m u_v , \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[\rho_v u_v r^2 \left(\frac{u_v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_v}{\rho_v} \right) \right] = q_e , \quad (2.3)$$

donde $q_m = 3\dot{M}_{SCE}/4\pi R_{SCE}^3$, $q_e = 3L_{SCE}/4\pi R_{SCE}^3$ y γ es el índice adiabático.

Es importante notar que los valores centrales de temperatura, densidad y presión son independientes entre sí (Chevalier & Clegg, 1985; Cantó et al., 2000):

$$\rho_c = \frac{\dot{M}_{SCE}}{4\pi B R_{SCE}^2 V_{\infty A}} , \quad (2.4)$$

2.1. Vientos de super cúmulos estelares

$$P_c = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\dot{M}_{SCE} V_{\infty A}}{4\pi B R_{SCE}^2}, \quad (2.5)$$

$$T_c = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu V_{\infty A}^2}{k}, \quad (2.6)$$

donde $B = [(\gamma-1)/(\gamma+1)]^{1/2} [(\gamma+1)/(6\gamma+2)]^{(3\gamma+1)/(5\gamma+1)}$, $V_{\infty A} = (2L_{SCE}/\dot{M}_{SCE})^{1/2}$ es la velocidad terminal adiabática del viento, μ es la masa media por partícula y k la constante de Boltzman.

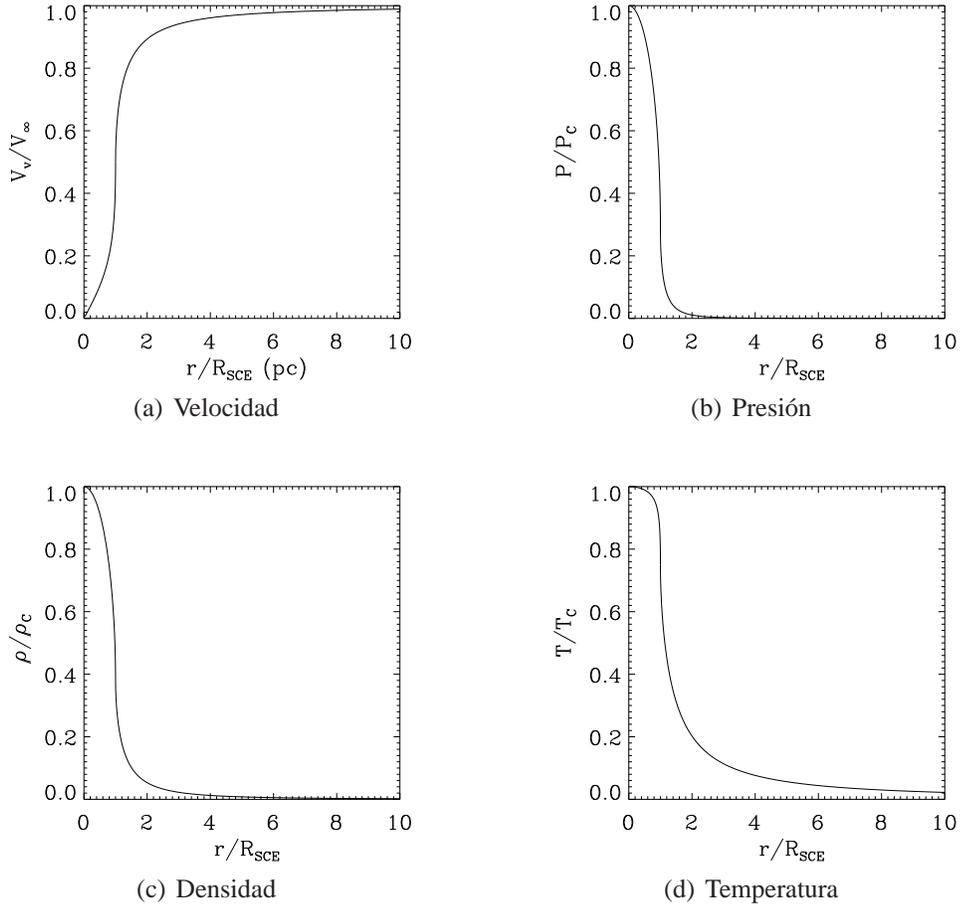


Figura 2.1: Dependencia radial de las variables hidrodinámicas del viento de un SCE con $M_{SCE} = 10^5 M_{\odot}$, $R_{SCE} = 5$ pc, $\dot{M}_{SCE} = 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, $L_{SCE} = 2 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ y velocidad terminal del viento $V_{\infty A} = 1126 \text{ km s}^{-1}$. Los valores se encuentran normalizados con respecto a los valores centrales de (b) presión térmica, (c) densidad y (d) temperatura.

La Figura 2.1 presenta la dependencia radial de las variables hidrodinámicas del viento de un super cúmulo estelar con masa $M_{SCE} = 10^5 M_{\odot}$, radio $R_{SCE} = 5$ pc, tasa de inyección de material $\dot{M}_{SCE} = 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ y luminosidad mecánica $L_{SCE} = 2 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, de acuerdo al modelo adiabático. El p nel (a) presenta el comportamiento de la velocidad del viento en función del radio con respecto a la velocidad terminal adiabática. El viento tiene su radio de estancamiento, R_{es} (radio en el que la velocidad del viento es $u_v = 0 \text{ km s}^{-1}$) en el centro del cúmulo y su velocidad se incrementa gracias al gradiente de presión hasta alcanzar la velocidad del sonido en la superficie del cúmulo. Al ser expulsado rápidamente alcanza su velocidad terminal. A su vez, los p neles (b), (c) y (d) muestran la dependencia radial de la presión (P), densidad (ρ) y temperatura (T) del viento. En el interior del cúmulo los gradientes de presión, densidad y temperatura son relativamente pequeños y las variables adquieren rápidamente sus valores asintóticos en el exterior del mismo ($P \propto r^{-10/3}$, $\rho \propto r^{-2}$ y $T \propto r^{-4/3}$, respectivamente).

2.1.2. Modelo de viento radiativo

Silich et al. (2004) relajaron la condición adiabática del modelo de Chevalier & Clegg (1985) y desarrollaron un modelo de viento de super cúmulo que contempla el enfriamiento radiativo. El modelo radiativo toma las suposiciones establecidas para el modelo adiabático y le agrega la pérdida de energía que sufre el viento por procesos radiativos. En este caso la ecuación de conservación de energía es (Silich et al., 2004):

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[\rho_v u_v r^2 \left(\frac{u_v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_v}{\rho_v} \right) \right] = q_e - Q, \quad (2.7)$$

donde P_v , ρ_v y u_v son la presión, densidad y velocidad del viento del cúmulo respectivamente, $Q = n_v^2 \Lambda(T_v, Z)$ es la tasa de enfriamiento radiativo y $\Lambda(T_v, Z)$ la función de enfriamiento radiativo. Esta última es función de la temperatura, T_v , y metalicidad, Z , del gas (Carroll & Ostlie, 1996; Spitzer, 1998; Tielens, 2005).

La masa y el radio de un cúmulo determinan el enfriamiento radiativo que sufre el viento del mismo, siendo más importante para cúmulos masivos y compactos. La Figura 2.2 (Silich et al., 2004) presenta la distribución de temperatura de tres super cúmulos estelares con un mismo valor de radio, $R_{SCE} = 10$ pc, misma velocidad ter-

2.1. Vientos de super cúmulos estelares

minal adiabática del viento, $V_{\infty A} = 1000 \text{ km s}^{-1}$, pero distintos valores de luminosidad mecánica. El cúmulo con $L_{SCE} = 5 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ (línea sólida) tiene una distribución de temperatura con un comportamiento similar al del modelo adiabático, mientras que cuando la distancia del viento a la superficie del cúmulo es de 30 pc, la distribución de temperatura de los cúmulos con $L_{SCE} = 2 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ y $L_{SCE} = 3 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ (líneas punteada y discontinua respectivamente) es drásticamente menor que en el modelo adiabático de Chevalier & Clegg (1985). Así se ilustra el resultado del modelo de viento radiativo que establece que mientras más luminosos sean los cúmulos mayor será la cantidad de energía perdida por radiación.

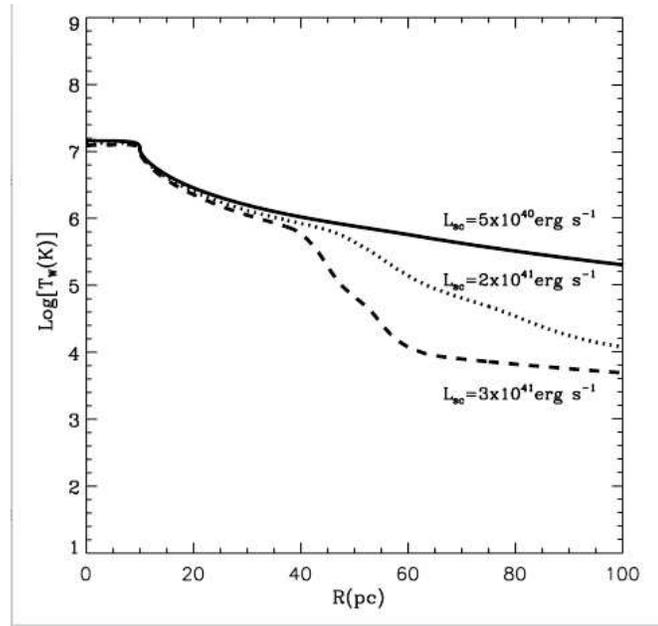


Figura 2.2: Perfiles de temperatura para tres super cúmulos estelares con $R_{SCE} = 10 \text{ pc}$, $V_{\infty A} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ y diferentes valores de luminosidad mecánica. Mientras que la distribución del cúmulo menos luminoso (línea sólida) puede ajustarse con el modelo adiabático, las distribuciones de los cúmulos más luminosos (línea punteada y línea discontinua) son drásticamente diferentes a una distancia unas cuantas veces mayor al radio del cúmulo. Gráfica tomada de Silich et al. (2004).

Silich et al. (2004) encontraron que cuando se toma en cuenta la pérdida de energía por radiación, los valores de temperatura y densidad central del cúmulo se encuentran relacionados entre sí:

$$n_c = q_m^{1/2} \left[\frac{V_{\infty A}^2/2 - c_c^2/(\gamma - 1)}{\Lambda(T_c, Z)} \right]^{1/2}, \quad (2.8)$$

donde n_c , c_c y T_c son la densidad, velocidad del sonido y temperatura del gas en el centro del super cúmulo estelar respectivamente. Esta ecuación establece un valor máximo para la temperatura central del cúmulo, $T_{max} = [(\gamma - 1)/\gamma] (\mu/k)(V_{\infty A}^2/2)$, igual a la temperatura central del viento en el caso adiabático (Silich et al., 2004).

La distribución de la presión térmica tiene su valor máximo en el centro del cúmulo y desciende hacia el borde de éste. La presión térmica central ($P_c = n_c k T_c$) se calcula utilizando los valores de temperatura y densidad que colocan el radio sónico¹ en la superficie del cúmulo.

Para cada super cúmulo estelar existe un valor máximo de L_{SCE} con el cual se logra ajustar el radio sónico en el radio del super cúmulo estelar, y el radio de estancamiento² se encuentra en el centro del cúmulo, $R_{es} = 0$ pc. A este valor máximo de luminosidad mecánica se le conoce como luminosidad crítica, L_{crit} . Silich et al. (2004) demostraron que la solución de viento estacionario existe únicamente para super cúmulos estelares en los que $L_{SCE} < L_{crit}$.

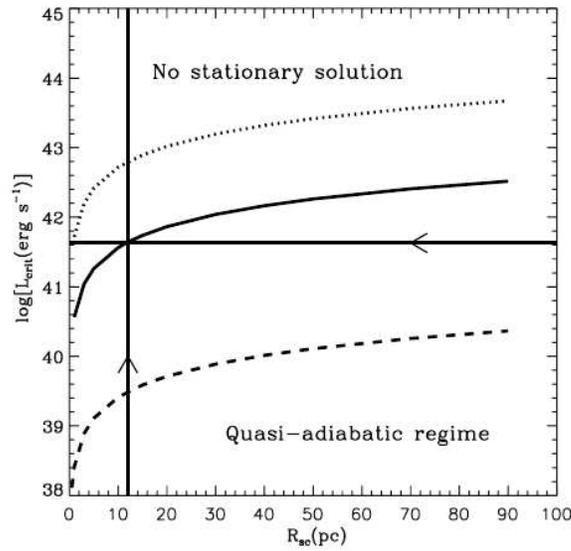


Figura 2.3: Luminosidad crítica para super cúmulos estelares con diferente velocidad terminal adiabática del viento. Línea punteada $V_{\infty A} = 1500$ km s⁻¹, línea continua $V_{\infty A} = 1000$ km s⁻¹, línea discontinua $V_{\infty A} = 500$ km s⁻¹. Cuando $L_{SCE} > L_{crit}$, no existe solución de viento estacionario. Cuando $L_{SCE} < L_{crit}$, el viento presenta un comportamiento radiativo cerca de la línea crítica y cuasi adiabático muy por debajo de ésta. Gráfica tomada de Silich et al. (2004).

¹ Radio en el cual la velocidad del viento adquiere la velocidad del sonido.

² Radio en el que la velocidad del viento es $u_v = 0$ km s⁻¹

2.1. Vientos de super cúmulos estelares

La Figura 2.3 ilustra el comportamiento del valor de la luminosidad crítica en función del radio del cúmulo, para diferentes velocidades terminales adiabáticas del viento. Por encima de estas líneas la solución del viento estacionario se desvanece. La línea horizontal representa cúmulos con distintos valores de radio y un mismo valor de luminosidad mecánica. La línea vertical representa cúmulos que tienen el mismo radio y diferentes luminosidades mecánicas. Así, al aumentar el valor de luminosidad mecánica del cúmulo (se recorre la línea vertical de abajo hacia arriba), o se disminuye el radio del cúmulo (se recorre la línea horizontal de derecha a izquierda), la luminosidad del cúmulo se acercará a su valor crítico L_{crit} , a partir del cual ya no se encuentra la solución de viento estacionario.

2.1.3. Solución bimodal

Tenorio-Tagle et al. (2007) estudiaron super cúmulos estelares en los que la luminosidad mecánica excede a la luminosidad crítica del cúmulo, $L_{SCE} > L_{crit}$, y desarrollaron una solución bimodal del viento. Esta solución indica que en los cúmulos con $L_{SCE} > L_{crit}$ la densidad del plasma en las zonas más internas es tan alta que la pérdida de energía por radiación se vuelve catastrófica, disminuyendo drásticamente el gradiente de presión térmica en estas zonas. Por consiguiente el cúmulo no es capaz de desplazar todo el material inyectado por las estrellas masivas al exterior. Así, en los super cúmulos estelares con $L_{SCE} > L_{crit}$ el radio de estancamiento, R_{es} , se desplaza fuera del centro del cúmulo (Wünsch et al., 2007; Silich et al., 2007):

$$R_{es} = R_{SCE} \left[1 - \left(\frac{L_{crit}}{L_{SCE}} \right)^{1/2} \right]^{1/3}. \quad (2.9)$$

La posición del radio de estancamiento se encuentra utilizando la condición de que el radio sónico debe localizarse en la superficie del cúmulo, y estableciendo como valor de presión en el radio de estancamiento el valor máximo. Éste se encuentra a partir de $dP_{es}/dT_{es} = 0$, donde:

$$P_{es} = kT_{es}q_m^{1/2} \left[\frac{V_{\infty A}^2/2 - c_{es}^2/(\gamma - 1)}{\Lambda(T_{es}, Z)} \right]^{1/2}. \quad (2.10)$$

Entonces, cuando la luminosidad mecánica se encuentra por encima de la línea de

luminosidad crítica, la temperatura en el radio de estancamiento es aquella que satisface la ecuación (Silich et al., 2008):

$$\left(\frac{V_{\infty A}^2}{2} - \frac{c_{es}^2}{\gamma - 1} \right) \left(1 - \frac{T_{es}}{2\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \right) - \frac{1}{2} \frac{c_{es}^2}{\gamma - 1} = 0 . \quad (2.11)$$

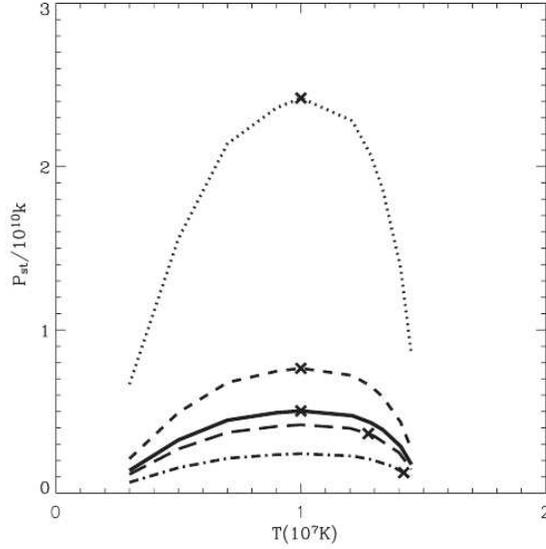


Figura 2.4: Comportamiento de la temperatura y la presión en el radio de estancamiento para un cúmulo con $R_{SCE} = 10$ pc, $V_{\infty A} = 1000$ km s $^{-1}$ y $L_{crit} = 4.35 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$. Los valores de L_{SCE} son: 10^{43} erg s $^{-1}$ (línea punteada), 10^{42} erg s $^{-1}$ (línea con guiones cortos), 4.35×10^{41} erg s $^{-1}$ (línea sólida), 3×10^{41} erg s $^{-1}$ (línea con guiones largos) y 10^{41} erg s $^{-1}$ (línea con guiones y puntos). Gráfica tomada de Tenorio-Tagle et al. (2007).

La Figura 2.4 presenta los valores de presión y temperatura en el radio de estancamiento (Ecuación 2.10) para super cúmulos estelares con diferentes luminosidades mecánicas. Los parámetros de los cúmulos de este ejemplo son: radio $R_{SCE} = 10$ pc, velocidad terminal adiabática del viento $V_{\infty A} = 1000$ km s $^{-1}$ y luminosidad crítica $L_{crit} = 4.35 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$. Cuando $L_{SCE} < L_{crit}$ (líneas con guiones largos y línea con guiones cortos y puntos) el radio de estancamiento se encuentra en el centro del cúmulo y la presión en éste adopta un valor menor al máximo posible. Además, el valor de la temperatura en el radio de estancamiento es cercano al valor de temperatura central del modelo adiabático. Al incrementar L_{SCE} la presión en el radio de estancamiento aumenta, mientras disminuye el valor de la temperatura. Cuando $L_{SCE} = L_{crit}$ (línea sólida) la presión en el radio de estancamiento del cúmulo adopta el valor máxi-

2.1. Vientos de super cúmulos estelares

mo de la curva. Se observa que en los cúmulos con $L_{SCE} > L_{crit}$, la temperatura en el radio de estancamiento no depende de la luminosidad del cúmulo, sino que se mantiene constante en el valor que se adopta cuando $L_{SCE} = L_{crit}$.

Así, el comportamiento de un cúmulo depende del valor de su luminosidad mecánica y su luminosidad crítica. Los cúmulos con $L_{SCE} \ll L_{crit}$ se encuentran en el régimen cuasi adiabático y aquellos con $L_{SCE} \leq L_{crit}$ se localizan en el régimen radiativo. En ambos casos el radio de estancamiento se encuentra en el centro del cúmulo ($R_{es} = 0$ pc), por lo que todo el material expulsado por las estrellas masivas y supernovas contribuirá en la formación del viento del cúmulo. Mientras que en los cúmulos con $L_{SCE} > L_{crit}$ el radio de estancamiento se desplaza fuera del centro del cúmulo ($R_{es} > 0$), como se observa en la Figura 2.5, y por lo tanto el material inyectado dentro del volumen definido por el radio de estancamiento permanecerá sin participar en la formación del viento. En cambio, el material inyectado fuera del radio de estancamiento ($R_{es} < r < R_{SCE}$) desarrolla un viento estacionario que sale de la superficie del cúmulo con su velocidad del sonido. A esta solución, en la que una fracción del material inyectado por los vientos de las estrellas masivas y supernovas permanece dentro del cúmulo y la otra sale de él, se le conoce como Solución bimodal (Tenorio-Tagle et al., 2007).

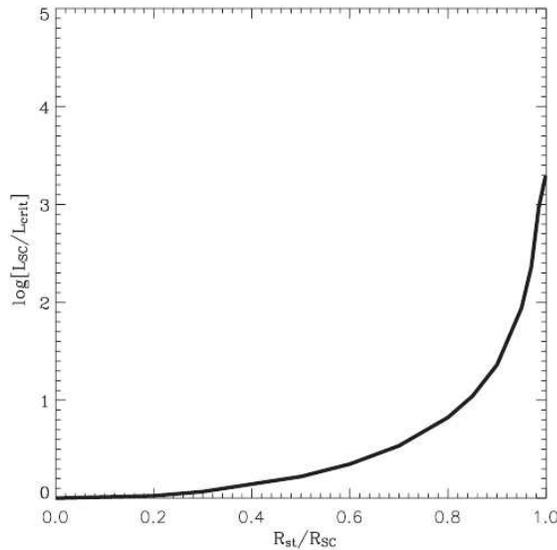


Figura 2.5: Relación entre la luminosidad mecánica normalizada con la luminosidad crítica y el radio de estancamiento normalizado con el radio del SCE (Tenorio-Tagle et al., 2007).

La Figura 2.5 presenta cómo al aumentar el cociente L_{SCE}/L_{crit} crece el radio de estancamiento, acercándose de manera asintótica al radio del cúmulo. Nótese que esta relación es universal para cúmulos de todas las masas y tamaños, siempre que se seleccione el valor de L_{crit} que corresponde al valor asumido de $V_{\infty A}$.

2.2. Superburbujas interestelares

La velocidad terminal del viento de los super cúmulos estelares, V_{∞} , es mucho mayor que la velocidad del sonido en el medio interestelar circundante. Por lo que en la frontera entre el viento y el medio interestelar se forma una onda de choque. Esta onda de choque (principal o externa) barre, calienta y comprime el medio interestelar que rodea al cúmulo. El material interestelar chocado se almacena detrás de la onda de choque, formando un frío y delgado cascarón que separa al viento del cúmulo del material interestelar externo. El cascarón se expandirá hasta que la presión del medio interestelar sea capaz de detenerlo. A la estructura formada se le conoce como superburbuja interestelar (Castor et al., 1975; Weaver et al., 1977; Mac Low & McCray, 1988; Koo & McKee, 1992; Bisnovatyi-Kogan & Silich, 1995).

Cuando la superburbuja interestelar comienza a expandirse, la masa expulsada por el super cúmulo estelar es mucho mayor a la masa barrida por la onda de choque principal, de manera que el viento se expande libremente con su velocidad terminal V_{∞} . Conforme avanza el tiempo la temperatura y la densidad³ del viento del cúmulo disminuyen, haciendo que la presión térmica de éste descienda hasta volverse menor que la presión térmica del medio interestelar chocado. En ese momento se forma una segunda onda de choque (interna), que confronta y termaliza el viento expulsado del cúmulo. El valor de la presión de empuje del viento, $P_{em} = \rho_v V_{\infty}^2$, donde ρ_v es la densidad del viento del cúmulo, en la posición de la onda de choque de reversa, es igual al de la presión térmica del viento chocado o a aquella del medio interestelar chocado.

Así, el viento y el medio interestelar chocados adquieren la misma presión y velocidad, manteniéndose separados por una superficie de contacto⁴, la cual inhibe la

³ El principal motivo de la drástica pérdida de densidad es la dilución geométrica.

⁴ Discontinuidad que separa dos medios entre los cuales hay un cambio abrupto en algunas de las características físicas (temperatura, densidad, estado de ionización, etc). No hay transferencia de masa a través de la discontinuidad ya que la velocidad y presión en ambos medios es la misma (Dyson &

2.2. Superburbujas interestelares

interpenetración de ambos medios. La presión térmica de los gases chocados es superior a la presión del medio interestelar circundante, lo que propicia la expansión y crecimiento de la superburbuja.

El material interestelar chocado pierde energía por radiación, provocando que la densidad de éste aumente. La pérdida de energía se vuelve importante en el tiempo $t_{\Lambda m}$ (Koo & McKee, 1992):

$$t_{\Lambda m} \simeq 0.42 \left(\frac{C_1^5 L_v^3}{\rho_0^8} \right)^{1/11}, \quad (2.12)$$

donde $C_1 = 6 \times 10^{-35} \text{ g cm}^{-6} \text{ s}^4$, L_v es la luminosidad mecánica del viento del cúmulo y ρ_0 es la densidad del medio interestelar ambiental. Momento en el cual el material interestelar chocado se habrá colapsado en un frío, denso y delgado cascarón, formando la estructura de una superburbuja interestelar adiabática con cascarón radiativo (Castor et al., 1975; Mac Low & McCray, 1988; Koo & McKee, 1992).

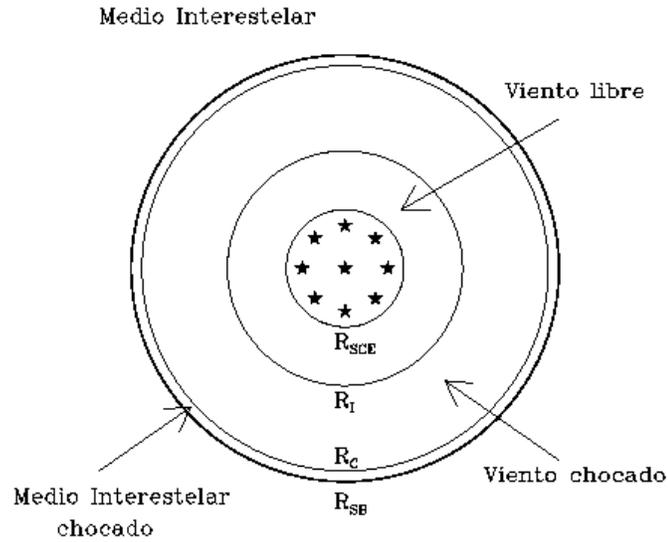


Figura 2.6: Superburbuja interestelar, estructura esquemática. Los radios R_I , R_C y R_E corresponden a los radios de la onda de choque interna, la superficie de contacto y la onda de choque externa, respectivamente.

La Figura 2.6 presenta la estructura esquemática de una superburbuja interestelar (Williams, 1997).

lar, cuyas dimensiones dependen de la densidad del medio interestelar, la luminosidad mecánica del viento del cúmulo y del tiempo de evolución, t . El grosor del cascarón de material interestelar chocado es despreciable en comparación con el radio externo del mismo, o radio de la superburbuja interestelar R_{SB} . Por este motivo se asume que el radio de la superficie de contacto, R_C , es igual al radio de la superburbuja interestelar, $R_C = R_{SB}$, y que la velocidad del cascarón de material interestelar chocado es V_{SB} . Además, el radio de la onda de choque interna es mucho menor que el radio de la superficie de contacto, $R_I \ll R_C$, por lo que el volumen de la región del viento chocado se puede aproximar con el volumen total ocupado por la superburbuja.

El viento chocado utiliza toda su energía térmica (E_{vc}) en expandirse, mientras desplaza al cascarón de material interestelar chocado, produciendo el crecimiento de la superburbuja interestelar. Las ecuaciones de conservación de masa y momento del cascarón, y la conservación de energía del viento chocado son:

$$M_{mc} = \frac{4\pi R_{SB}^3}{3} \rho_0 , \quad (2.13)$$

$$\frac{d}{dt} [M_{mc} V_{SB}] = 4\pi R_{SB}^2 P_{vc} , \quad (2.14)$$

$$\frac{d}{dt} [E_{vc}] = L_v - 4\pi R_{SB}^2 P_{vc} V_{SB} . \quad (2.15)$$

Se asume que toda la energía de la región de viento chocado se encuentra en forma de energía térmica. De manera que:

$$E_{vc} = \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{4\pi R_{SB}^3}{3} \right) P_{vc} , \quad (2.16)$$

donde γ es el índice adiabático. Así, al sustituir el valor de M_{mc} en la Ecuación 2.14 se encuentra P_{vc} en términos de R_{SB} . Ésta se sustituye en las ecuaciones 2.15 y 2.16, y se combinan estas dos ecuaciones para encontrar la dependencia temporal del radio de la superburbuja interestelar:

$$R_{SB}^4 \frac{d^3 R_{SB}}{dt^3} + (3\gamma + 7) R_{SB}^3 \frac{dR_{SB}}{dt} \frac{d^2 R_{SB}}{dt^2} + (9\gamma) R_{SB}^2 \left(\frac{dR_{SB}}{dt} \right)^3 = \frac{9(\gamma - 1) L_0}{4\pi \rho_0} . \quad (2.17)$$

2.2. Superburbujas interestelares

Esta ecuación tiene una solución en serie de potencia:

$$R_{SB} = At^\alpha . \quad (2.18)$$

Sustituyendo R_{SB} en la Ecuación 2.17 se encuentra que:

$$A = [(375 (\gamma - 1) L_v) / (28 (9\gamma - 4) \pi \rho_0)]^{1/5} , \quad (2.19)$$

$$\alpha = 3/5 , \quad (2.20)$$

ya que R_{SB} incrementa con el tiempo y tiende a cero cuando $t = 0$. Entonces, asumiendo $\gamma = 5/3$ el radio de la superburbuja y su velocidad de expansión son:

$$R_{SB} = 0.76 \left(\frac{L_v}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} , \quad (2.21)$$

$$V_{SB} = 0.46 \left(\frac{L_v}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-2/5} . \quad (2.22)$$

Para estimar la posición de la onda de choque interna, R_I , nos hacemos valer del hecho de que la presión de empuje del viento, $\rho_v V_\infty^2$, es equivalente a la presión del cascarón de material interestelar chocado, y también a la presión de empuje de éste, $\rho_0 V_{SB}^2$. La cantidad de masa por unidad de tiempo que entra a la zona del viento chocado está dada por:

$$\dot{M} = 4\pi R_I^2 \rho_v V_\infty . \quad (2.23)$$

Al multiplicar ambos lados por la velocidad del viento libre, V_∞ , y sustituir el valor de la presión de empuje del viento libre por la del cascarón se obtiene:

$$\dot{M} V_\infty = 4\pi R_I^2 \rho_0 V_{SB}^2 . \quad (2.24)$$

Si en esta ecuación se expresa el valor de $\dot{M} = 2L_{SCE}/V_\infty^2$, y se sustituye el valor de V_{SB} (Ecuación 2.22), se encuentra la posición de la onda de choque interna, R_I en función del tiempo (Weaver et al., 1977):

$$R_I = 0.87 \left(\frac{L_v}{\rho_0} \right)^{3/10} V_\infty^{-1/2} t^{2/5} . \quad (2.25)$$

La presión del medio interestelar externo detiene la expansión de la superburbuja cuando la velocidad de ésta es comparable a la velocidad del sonido del medio interestelar, $V_{SB} \approx c_0 = (\gamma P_0 / \rho_0)^{1/2}$. Al sustituir $V_{SB} = c_0$ en la Ecuación 2.22 se obtiene el tiempo al cual la superburbuja interestelar detiene su crecimiento, el cual es nombrado tiempo de equilibrio (Koo & McKee, 1992):

$$t_{eq} = 0.14 \left(\frac{L_v}{\rho_0 c_0^5} \right)^{1/2} . \quad (2.26)$$

El radio máximo que alcanzará la superburbuja interestelar, o radio de equilibrio es:

$$R_{eq} = 0.23 \left(\frac{L_v}{\rho_0 c_0^3} \right)^{1/2} . \quad (2.27)$$

La Figura 2.7 presenta el comportamiento temporal del radio de la superburbuja, de la onda de choque interna, y sus respectivas velocidades en el caso de un super cúmulo estelar con masa $M_{SCE} = 10^5 M_\odot$ y luminosidad mecánica $L_v = 2 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, el cual se encuentra en un medio con densidad $\rho_0 = 4.18 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$. En este caso,

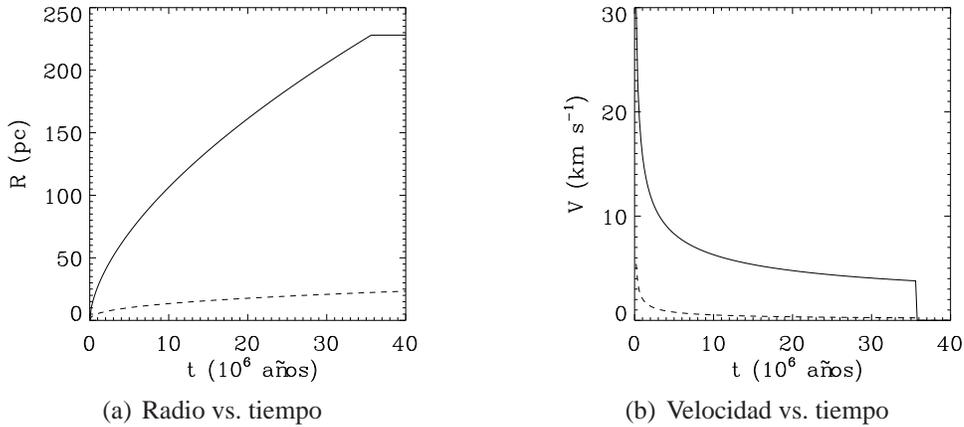


Figura 2.7: Dependencia temporal de los radios y velocidades del radio de la onda de choque externa de una superburbuja interestelar (línea continua) y de su onda de choque interna (línea discontinua). El super cúmulo estelar responsable por la formación de la superburbuja expulsa un viento con luminosidad mecánica $L_v = 2 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, y se encuentra en un medio infinito con densidad $\rho_0 = 4.18 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$, y temperatura $T_0 = 10^3 \text{ K}$.

2.2. Superburbujas interestelares

cuando el cúmulo tenga una edad de 6.5×10^6 años el radio de la superburbuja será de 82.1 pc, mientras que el radio de equilibrio es de 228.4 pc y se alcanzará en el tiempo $t = 36.6 \times 10^6$ años.

Capítulo 3

Super cúmulos estelares en M82

M82 es una galaxia dominada por brotes violentos de formación estelar. En ella se han identificado ~ 200 super cúmulos estelares (Melo et al., 2005; Mayya et al., 2008). En la primera parte este capítulo se describen las características de las galaxias dominadas por brotes violentos de formación estelar, y la dependencia temporal de los parámetros de los super cúmulos estelares (Leitherer et al., 1999) que influyen en las características del viento de éstos. En la segunda parte se describen las características de M82 y de los super cúmulos estelares que se han encontrado en su zona central.

3.1. Galaxias Starburst

Los brotes violentos de formación estelar (Starburst, SB) son eventos en los que se desencadena una alta tasa de formación estelar. Estos brotes son de corta duración, mucho menor a un tiempo de Hubble (Weedman, 1983); ya que si se asume que la alta tasa de formación estelar permanece constante, el gas de la galaxia en la que se encuentra el brote se agotaría en un tiempo muy corto. Los brotes violentos de formación estelar se presentan en distintas zonas de las galaxias: zona nuclear, anillos internos y brazos espirales. Son comunes tanto en galaxias aisladas (p. ej. NGC 5253) como en galaxias que han sufrido o que se encuentran en una interacción gravitacional con una compañera (p. ej. NGC 4038/NGC 4039), siendo más comunes en las últimas.

Terlevich (1997) clasifica las galaxias que albergan brotes violentos de formación estelar al tomar en consideración la luminosidad bolométrica del brote violento de for-

mación estelar (L_{SB}) y compararla con la luminosidad del resto de la galaxia (L_G). Así, se clasifica como galaxia dominada por brotes violentos de formación estelar o galaxia Starburst a aquella con $L_{SB} \gg L_G$, galaxia con brotes de formación estelar es la que tiene $L_{SB} \sim L_G$, y por último una galaxia normal es aquella con $L_{SB} \ll L_G$.

Cuando el brote violento de formación estelar de una galaxia Starburst es joven, edad menor que 10^7 años, el espectro de la galaxia se encuentra dominado por las estrellas masivas¹. Estas estrellas son capaces de ionizar el gas que las rodea, ya que la mayor parte de su energía lumínica la emiten en el ultravioleta (Osterbrock & Ferland, 2006; Dyson & Williams, 1997). La ionización del gas por las estrellas masivas provoca que el espectro de la galaxia Starburst joven presente intensas líneas de emisión características de regiones HII (Terlevich, 2001).

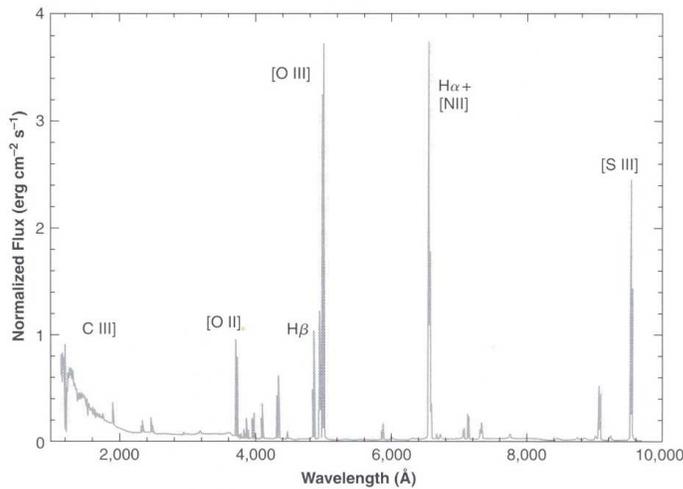


Figura 3.1: Espectro de la Nebulosa de Orión (región HII). En la imagen se identifican las líneas más intensas y características de regiones HII. La escala de flujo está normalizada con respecto al flujo de $H\beta$ (Osterbrock & Ferland, 2006).

La Figura 3.1 presenta el espectro de la Nebulosa de Orión (espectro característico de regiones HII), mientras que la Figura 3.2 muestra el espectro de la galaxia Starburst IRAS 80339+6517 observado por Kim et al. (1995). En esta figura se observa que el continuo es más intenso en la zona azul del espectro, decreciendo hacia longitudes de onda más grandes. También destacan las líneas características de regiones HII: [OIII] $\lambda 5007$, $\lambda 4959$, $H\beta$ $\lambda 4861$, $H\gamma$ $\lambda 4340$ y [OII] $\lambda 3727$, las cuales se encuentran

¹ Se denomina estrella masiva a aquella con una masa mayor a $8 M_{\odot}$ en Secuencia Principal.

3.1. Galaxias Starburst

desplazadas a longitudes de onda mayores debido a que el espectro de la imagen no está corregido por corrimiento al rojo.

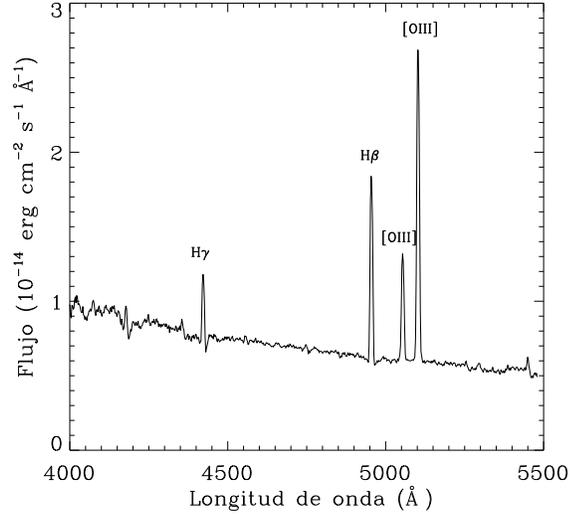


Figura 3.2: Espectro de la galaxia starburst IRAS 80339+6517 (Kim et al., 1995). Destacan las líneas de emisión características de regiones HII y el continuo dominado por estrellas de tipo espectral temprano. Nota: el espectro no está corregido por corrimiento al rojo, $z=0.019381$.

En el infrarrojo las galaxias Starburst pueden ser tanto tenues (p. ej. NGC 1569) como luminosas (p. ej. NGC 4149). Se han realizado estudios que indican que la luminosidad infrarroja se relaciona con la tasa de formación estelar (TFE), ya que al aumentar la TFE se incrementa la fracción de luminosidad absorbida por el polvo y reemitida en el lejano infrarrojo (Lonsdale Persson & Helou, 1987; Adelberger & Steidel, 2000; Calzetti, 2001).

A su vez, la TFE se relaciona con la densidad del gas de la galaxia (Schmidt, 1959). Kennicutt (1998) estudió la TFE y la densidad superficial del gas en discos de galaxias Starburst y galaxias normales. Encontró que los discos de estos dos tipos de galaxias ocupan regímenes de TFE y densidad superficial del gas completamente distintos, aunque todos ellos siguen la misma relación: la TFE promedio de una galaxia (Σ_{SFR}) es proporcional al promedio de la densidad superficial del gas (Σ_{gas}) elevado a una potencia n , $\Sigma_{SFR} \propto \Sigma_{gas}^n$, donde $n = 1.4 \pm 0.15$ (Kennicutt, 1998).

La Figura 3.3 ilustra la relación encontrada por Kennicutt (1998) en la que los discos de galaxias Starburst (cuadros negros) tienen una TFE promedio por unidad de área y

un promedio de densidad superficial del gas mayor que los discos de galaxias normales. También se observa que los centros de galaxias normales (círculos abiertos) ocupan la región entre las galaxias Starburst (cuadros negros) y los discos de las galaxias normales (círculos negros).

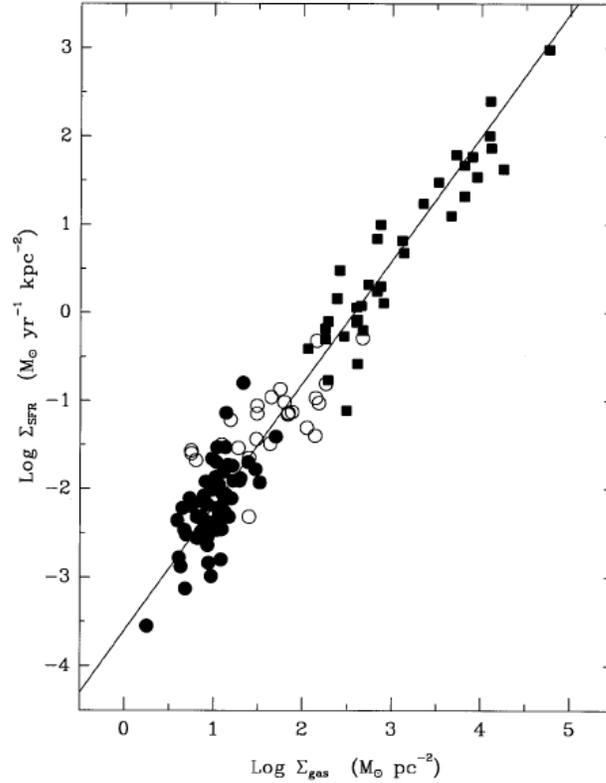


Figura 3.3: Ley de formación estelar en discos de galaxias normales (círculos negros), centros de galaxias normales (círculos abiertos) y galaxias Starburst (cuadros negros). La línea es un ajuste de mínimos cuadrados con un índice $n=1.4$ (Kennicutt, 1998).

A partir de observaciones de la galaxia Starburst NGC 1275, tomadas por el telescopio espacial Hubble (HST, Hubble Space Telescope), Holtzman et al. (1992) demostraron que la formación estelar no se distribuye de manera uniforme, sino que se encuentra localizada en cúmulos masivos y compactos o super cúmulos estelares (Whitmore et al., 1993; O’Connell et al., 1995; Ho & Filippenko, 1996; de Grijs et al., 2001; Melo et al., 2005). Los super cúmulos estelares se caracterizan por ser compactos, con un radio $R_{SCE} \sim 1 - 10$ pc (Meurer et al., 1995) y masivos, con $M_{SCE} \sim 10^4 - 10^6 M_{\odot}$ (Ho, 1997; Anders et al., 2004).

3.2. Modelos sintéticos de super cúmulos estelares

Utilizando la herramienta de modelos de síntesis de evolución estelar Starburst99 (Leitherer et al., 1999) se pueden modelar los parámetros de los super cúmulos estelares, ya que éstos aproximan brotes de formación estelar instantáneos. Para modelar los super cúmulos estelares se necesita conocer la masa del cúmulo y elegir una función inicial de masa, con sus respectivos valores de masa inferior y superior. A continuación se muestran las gráficas de la evolución temporal de los parámetros más importantes de un super cúmulo estelar, modelados por Starburst 99. Se adoptó una función inicial de masa de Salpeter y límites de masa inferior y superior iguales a $1 M_{\odot}$ y $100 M_{\odot}$ respectivamente, la masa del super cúmulo estelar es de $10^6 M_{\odot}$.

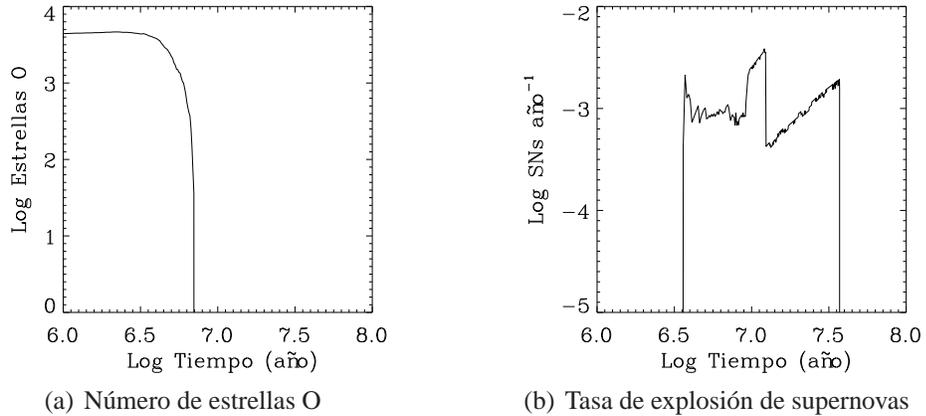


Figura 3.4: Número de estrellas O y tasa de explosión de supernovas para un super cúmulo estelar con una masa de $10^6 M_{\odot}$ y función inicial de masa de Salpeter (con límites entre $1-100 M_{\odot}$.)

Durante los primeros ~ 3 mega años de vida del super cúmulo estelar el número de estrellas O se mantiene constante (Figura 3.4a). Después de los ~ 3 mega años de vida las estrellas más masivas comienzan a explotar como supernovas, motivo por el cual el número de estrellas O comienza a decaer de manera abrupta.

La Figura 3.4b muestra que las explosiones de supernovas comienzan alrededor de ~ 3 mega años de vida del super cúmulo estelar y terminan cuando el cúmulo tiene alrededor de ~ 40 mega años. Durante este intervalo de tiempo la tasa de explosión de supernovas es prácticamente constante, ya que hay más eventos de supernovas para las estrellas menos masivas (porque se tienen más progenitores disponibles), las cuales

tardan más tiempo en llegar a la etapa de supernovas.

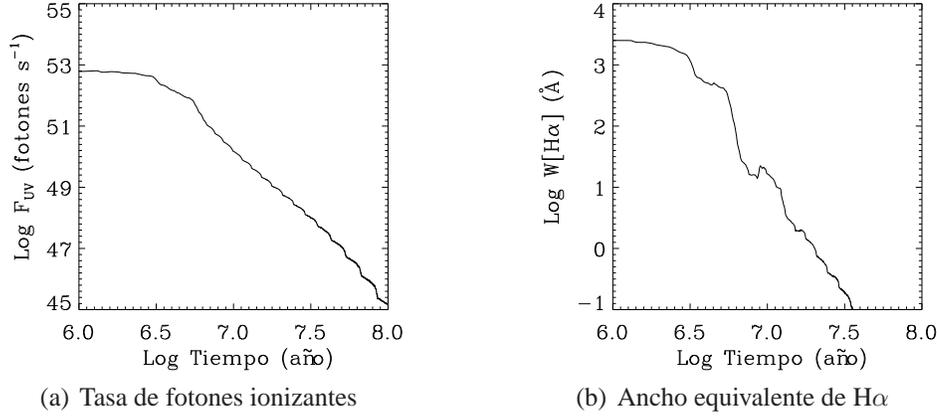


Figura 3.5: Tasa de fotones capaces de ionizar el hidrógeno y ancho equivalente de la línea del hidrógeno ionizado $H\alpha$ para un super cúmulo estelar con una masa de $10^6 M_{\odot}$ y función inicial de masa de Salpeter (con límites entre 1-100 M_{\odot}).

Mientras más caliente es una estrella, mayor es el número de fotones energéticos que emite, por lo que las estrellas O del super cúmulo estelar son las principales responsables de la emisión de fotones capaces de ionizar el hidrógeno. Al igual que el número de estrellas O, la tasa de emisión de fotones ionizantes, F_{UV} , permanece constante hasta que el cúmulo tiene ~ 3 mega años (Figura 3.5a). A partir de este momento la tasa de fotones ionizantes comienza a decaer.

Cuando los brotes de formación estelar tienen una edad menor a 3 mega años de vida, el ancho equivalente de la línea del hidrógeno $H\alpha$ ($W[H\alpha]$) es casi constante. Es a partir de los 3 mega años de vida del cúmulo que la pendiente del ancho equivalente se hace más pronunciada, como muestra la Figura 3.5(b), ya que el número de fotones capaces de ionizar el hidrógeno cae más rápidamente que la emisión del continuo del espectro.

Los super cúmulos estelares también interactúan con el medio externo al expulsar material y energía (Figura 3.6). Al comienzo de la vida de los cúmulos la expulsión de material estelar se debe principalmente a los vientos de las estrellas masivas. Después de los primeros ~ 3 mega de años de vida del cúmulo comienzan las explosiones de supernovas y la aparición de las estrellas Wolf-Rayet, las cuales contribuyen al aumento en la cantidad de material expulsado. La Figura 3.6(a) muestra que la tasa de expulsión

3.2. Modelos sintéticos de super cúmulos estelares

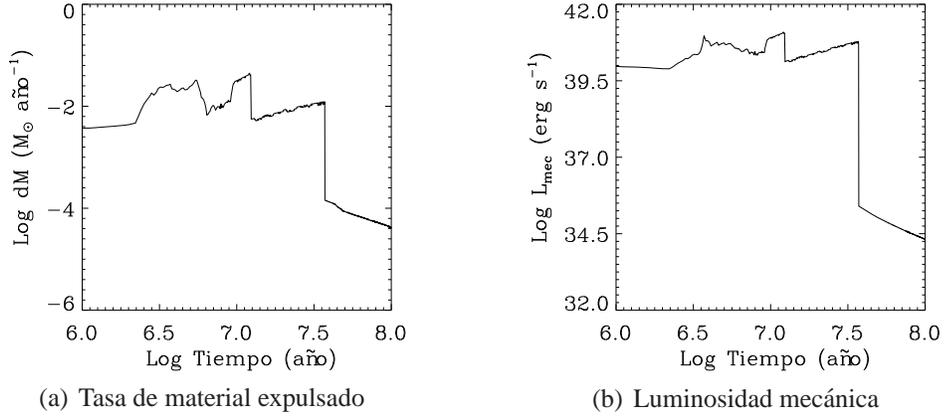


Figura 3.6: Tasa del material expulsado y luminosidad mecánica para un super cúmulo estelar con una masa de $10^6 M_{\odot}$ y función inicial de masa de Salpeter (con límites entre 1-100 M_{\odot} .)

de material cae drásticamente (más de dos órdenes de magnitud) a los ~ 40 mega años de vida del super cúmulo estelar, cuando todas las estrellas con masas $M_{\star} > 8 M_{\odot}$ han explotado como supernovas. A partir de los 40 mega años las estrellas de baja masa son las responsables de la escasa y decreciente tasa de expulsión de material del super cúmulo estelar.

La luminosidad mecánica del super cúmulo estelar es inyectada por los vientos estelares y las explosiones de supernovas. Como se observa en la Figura 3.6(b), las estrellas masivas inyectan la principal cantidad de luminosidad mecánica. El incremento provocado por la tasa de explosiones de supernovas es aproximadamente de un orden de magnitud (~ 3 mega años), mientras que el decremento en luminosidad mecánica una vez que ha explotado como supernova la última estrella masiva (~ 40 mega años) es de ~ 5 órdenes de magnitud, volviéndose despreciable la contribución de las estrellas de baja masa.

Todos los parámetros mencionados con anterioridad, excepto el ancho equivalente de la línea de hidrógeno ($W[\text{H}\alpha]$), se escalan linealmente con la masa total del brote de formación estelar, por lo que se pueden aproximar fácilmente los parámetros de un cúmulo de masa cualquiera, en este caso multiplicando por la masa total del cúmulo en unidades de $10^6 M_{\odot}$. De manera que durante los primeros 3 – 10 mega años de vida del cúmulo, el valor promedio de la luminosidad mecánica de éste puede aproximarse como $L_{SCE} \approx 3 \times 10^{34} (M_{SCE}/M_{\odot}) \text{ ergs s}^{-1}$.

3.3. M82, galaxia Starburst

3.3.1. Datos generales de M82

M82 (NGC 3034) es el prototipo de galaxia Starburst, ha sido muy estudiada gracias al descubrimiento de su viento galáctico (Lynds & Sandage, 1963) y a su brote violento de formación estelar (O’Connell & Mangano, 1978). Originalmente fue clasificada como una galaxia enana irregular de tipo II, por la morfología que presenta en el óptico. Tiempo después Telesco et al. (1991) descubrieron que se observa una barra en el núcleo y recientemente Mayya et al. (2005) le encontraron brazos espirales, proponiéndola como una galaxia espiral tardía con barra de tipo SBc. La Tabla 3.1 presenta los datos generales de M82.

Tabla 3.1: M82, prototipo de galaxia Starburst.

Ascensión recta	09h 55m 54s	Shopbell & Bland-Hawthorn (1998)
Declinación	69° 40' 57''	Shopbell & Bland-Hawthorn (1998)
Distancia	3.6 Mpc	Freedman et al. (2001)
Masa	$6 \times 10^9 M_{\odot}$	Sofue (1998)
Luminosidad en $H\alpha$	$10.7 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$	Lehnert & Heckman (1996)
Tasa de formación estelar	$\sim 10 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$	de Grijs et al. (2001)
Metalicidad	$\sim 1 Z_{\odot}$	Förster Schreiber et al. (2001)

M82 pertenece al grupo de galaxias M81, el cual está compuesto por 34 galaxias², con una masa total de $\sim 10^{12} M_{\odot}$ (Karachentsev, 2005; Karachentsev & Kashibadze, 2006), y se encuentra a una distancia de ~ 3.6 Mpc (Freedman et al., 2001). Se tiene la idea de que los brotes violentos de formación estelar en M82 se originaron por un encuentro de marea³ entre M82 y M81⁴ (O’Connell & Mangano, 1978; Yun et al., 1994; Achtermann & Lacy, 1995), esta teoría se basa en el trabajo de Cottrell (1977) en el que se descubrió un puente de hidrógeno neutro que une a M82 con M81.

² El grupo de galaxias M81 está compuesto por galaxias enanas esferoidales y enanas irregulares.

³ Deformación morfológica originada por la interacción gravitacional entre dos cuerpos.

⁴ Galaxia espiral Sb de gran diseño, es la más brillante del grupo M81 (Gordon et al., 2004).

3.3.2. Morfología de M82

Las imágenes ópticas de M82 presentan un brillante disco alargado, sobre el cual se enredan densos y oscurecidos caminos de polvo (O'Connell & Mangano, 1978; de Grijs et al., 2001; Melo et al., 2005). En el centro de este disco se forma un flujo bipolar asimétrico o viento galáctico (Lynds & Sandage, 1963; McKeith et al., 1995; Shopbell & Bland-Hawthorn, 1998), el cual está inclinado $\sim 15^\circ$ con respecto al semi eje menor de la galaxia y en las imágenes en $H\alpha$ se extiende ~ 2.5 kpc al norte y sur de la galaxia. Ohya et al. (2002) dividieron este viento galáctico en una componente difusa y una estructura filamentaria.

Devine & Bally (1999) encontraron una nube de gas tibio ($T \sim 10^4$ K) que se encuentra a ~ 11.6 kpc al norte del centro de la galaxia (Figura 3.7a), en la dirección del viento galáctico (Lehnert et al., 1999; Tsuru et al., 2007). Este descubrimiento indica que el viento galáctico alcanza a la nube de gas tibio, la cual se encuentra ionizada ya sea por el choque del viento con el gas de la nube o por fotones ionizantes que salen de la galaxia y fluyen a través del camino del viento (Devine & Bally, 1999).

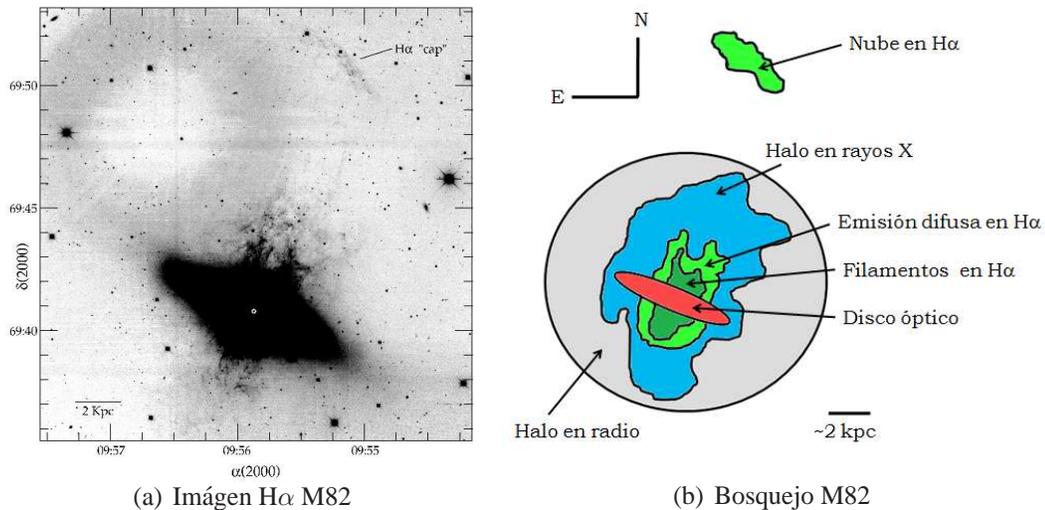


Figura 3.7: (a) Imágen en $H\alpha$ de M82 en donde se observa la nube ionizada ($H\alpha$ cap) a ~ 11.6 kpc al norte. (b) Bosquejo de la morfología de M82 a distintas longitudes de onda.

El viento observado en $H\alpha$ se encuentra embebido dentro de un halo de rayos-X, el cual se extiende hasta ~ 6 kpc al norte y ~ 4.5 kpc al sur (Bregman et al., 1995; Strickland et al., 1997; Lehnert et al., 1999). La emisión en rayos-X no muestra abri-

llantamiento en el limbo, lo que indica que esta emisión puede ser producida tanto por el viento galáctico como por nubes chocadas por el viento (Strickland et al., 1997). La Figura 3.7(b) esquematiza las diferentes fases del viento de la galaxia, así como la nube de hidrógeno ionizado descubierta por Devine & Bally (1999).

3.3.3. Zona central de M82

O’Connell & Mangano (1978) dividieron el disco de M82 en 8 regiones (Figura 3.8). Estas regiones se establecieron a partir del contraste entre los grumos brillantes y los caminos oscurecedores de polvo.

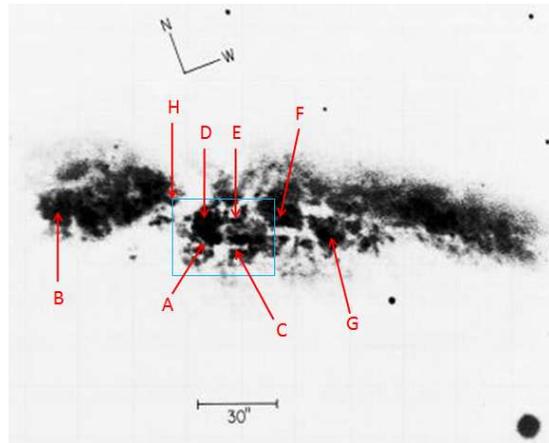


Figura 3.8: Regiones identificadas por O’Connell & Mangano (1978) en M82. El recuadro azul enmarca la zona central de la galaxia.

La zona central de la galaxia, compuesta por las regiones A, C, D y E de O’Connell & Mangano (1978), alberga un brote violento de formación estelar que tiene una edad de $\sim 10^7$ años y un diámetro de ~ 500 pc. La zona central de M82 se encuentra altamente oscurecida por el polvo, con una extinción que se cree toma valores entre $\sim 4 \text{ mag} < A_V < 40 \text{ mag}$ (Satyapal et al., 1995; Alonso-Herrero et al., 2003; Förster Schreiber et al., 2001; Westmoquette et al., 2007). El núcleo de la galaxia se localiza al suroeste de la región A, se encuentra completamente oscurecido por el polvo y representa la máxima emisión en el infrarrojo a $2.2 \mu\text{m}$ (Rieke et al., 1980; Dietz et al., 1986).

La zona central se caracteriza por tener una presión ambiental alta (Smith et al., 2006; Westmoquette et al., 2007). Si se asume una temperatura uniforme de 10^4 K el centro de la región A tiene una presión $P/k = n_e T$ de $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, la cual es mucho

3.3. M82, galaxia Starburst

mayor que la de una galaxia normal, donde $P/k \approx 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (Slavin & Cox, 1993; Wang et al., 1998). La zona entre las regiones D y E alcanza un valor de $P/k \simeq 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, mientras que la región C tiene $P/k \simeq 6 - 8 \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (Westmoquette et al., 2007).

Melo et al. (2005) realizaron una búsqueda de super cúmulos estelares en el brote violento de formación estelar de la zona central de M82. Identificaron 197 super cúmulos estelares, cuyas características principales son su juventud (3 a 18 mega años), alta masa ($3 \leq \log(M_{SCE}/M_{\odot}) \leq 6$), sus pequeños radios en el rango de (2.4 – 8.1 pc) y que se encuentran asociados a compactas regiones HII ($2.4 \text{ pc} < R_{HII} < 8.7 \text{ pc}$). Los

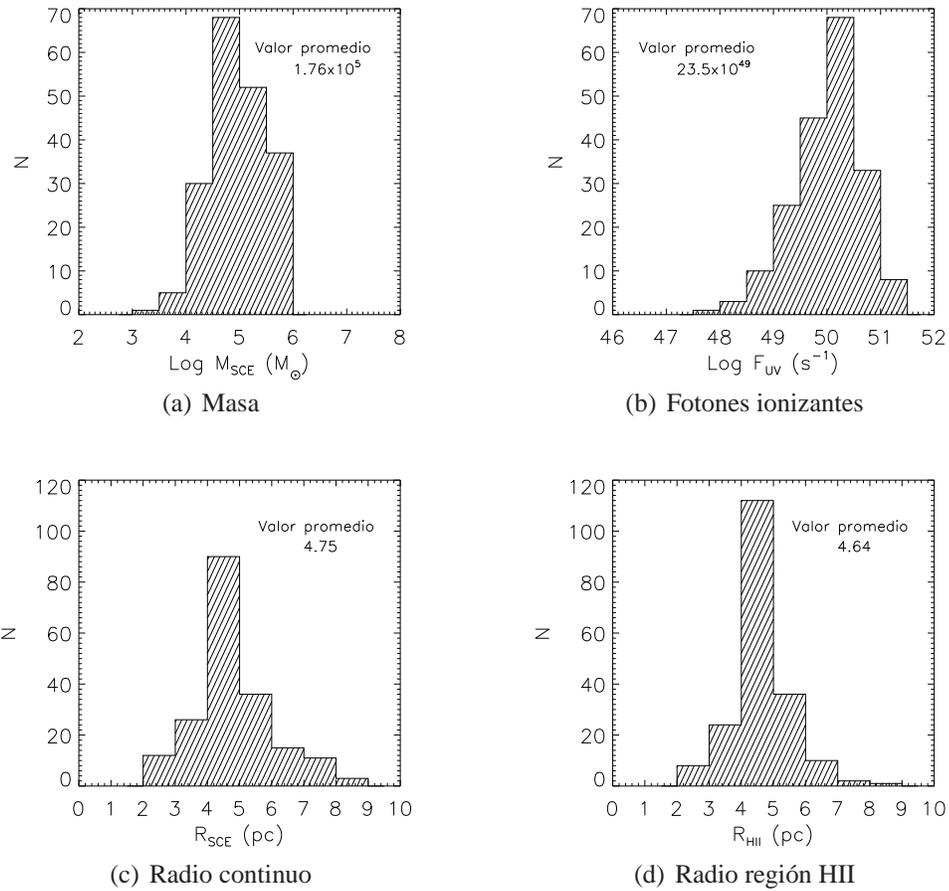


Figura 3.9: Distribuciones de las propiedades de super cúmulos estelares encontrados por Melo et al. (2005).

histogramas de la distribución de masa, tasa de fotones ionizantes, radio del cúmulo y de sus regiones HII encontrados por Melo et al. (2005) se muestran en la Figura 3.9.

3.3.4. M82-A1

M82-A1 es un super cúmulo estelar que se encuentra en la región A de O’Connell & Mangano (1978), a 130 pc noreste del núcleo de $2.2 \mu\text{m}$ (Smith et al., 2006). Tiene una edad aproximada de 6.4 mega años, un radio efectivo de 3 ± 0.5 pc y una masa estimada de $1.3 \times 10^6 M_{\odot}$ (Tabla 3.2), lo que lo convierte en un cúmulo muy denso.

Este super cúmulo estelar tiene asociada una región HII compacta, de tan sólo 4.5 ± 0.5 pc de radio, con densidad $n_{HII} = 1800 \text{ cm}^{-3}$ y una presión de $\sim 1.8 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ K, asumiendo una temperatura de 10^4 K. Smith et al. (2006) se dieron cuenta de que el radio de la región HII es muy pequeño, aún para la alta presión en la que se encuentra el super cúmulo estelar, ya que asumiendo que el tamaño de la región HII está definido por el radio de la superburbuja⁵ formada por el viento del super cúmulo estelar (Capítulo 2), el valor esperado del radio de la región HII es de 150 pc.

Tabla 3.2: Datos del super cúmulo estelar M82-A1 (Smith et al., 2006).

Parámetro	Valor
Cúmulo	
Radio a mitad de luz (R_{eff})	3.0 ± 0.5 pc
Log L_V/L_{\odot}	7.87 ± 0.15
Edad	$6.4 \pm 0.5 \times 10^6$ años
Masa (M)	$1.3_{0.4}^{0.5} \times 10^6 M_{\odot}$
Tasa de fotones ionizantes	$7.5 \pm 3.0 \times 10^{50} \text{ s}^{-1}$
Región HII	
Radio a mitad de luz (R_{eff})	4.5 ± 0.5 pc
Densidad electrónica (N_e)	$1800 \pm_{280}^{340} \text{ cm}^{-3}$

Silich et al. (2007) desarrollaron un modelo que explica por qué M82-A1 tiene una región HII tan cerca de su superficie. Este modelo requiere que el super cúmulo estelar se encuentre en un medio de alta presión y presente una baja eficiencia de calentamiento⁶ (fracción de la energía mecánica liberada por las estrellas y supernovas del cúmulo que después de una completa termalización no ha sido irradiada). Sólomente cumpliendo estas dos condiciones a la vez es posible que una región HII se encuentre estacionada alrededor del super cúmulo estelar a una distancia tan corta.

⁵ Smith et al. (2006) calcularon en valor teórico del radio de la región HII utilizando la ecuación estándar para superburbujas de Weaver et al. (1977) y los parámetros observados del super cúmulo estelar.

⁶ En el Capítulo 4 se da una explicación detallada.

Capítulo 4

El modelo de viento confinado del super cúmulo estelar M82-A1

Silich et al. (2007) propusieron que la presencia de la compacta región HII que rodea al joven super cúmulo estelar M82-A1 es el resultado de dos factores: una baja eficiencia de calentamiento del material re-insertado por vientos estelares y las frecuentes explosiones de supernovas, y un rápido confinamiento del viento del cúmulo por la alta presión ambiental. En este capítulo se discutirá brevemente este modelo para después aplicarlo a una muestra de super cúmulos estelares que como M82-A1, tienen regiones HII compactas asociadas a ellos.

4.1. Eficiencia de calentamiento

Los vientos de las estrellas masivas y las explosiones de supernova inyectan material y energía mecánica al plasma del super cúmulo estelar. La interacción entre los flujos inyectados provoca pérdidas de energía por radiación. Por lo que después de una completa termalización de la energía mecánica, sólo una fracción de la energía inyectada es capaz de distribuirse en el volumen del cúmulo en forma de energía térmica para contribuir a su presión térmica y a la generación del viento del cúmulo. Por esto, se le llama eficiencia de calentamiento, η , a la fracción de la energía mecánica que una vez termalizada no es inmediatamente irradiada, sino que logra depositarse de manera uniforme en todo el volumen del cúmulo (Silich et al., 2007).

En los super cúmulos estelares con alta densidad de estrellas masivas y supernovas, la distancia entre fuentes adyacentes es tan estrecha que la cantidad de energía térmica que se distribuye en el volumen del cúmulo es menor al 100 % ($\eta < 1$), lo cual da como resultado una disminución en la presión térmica y en la velocidad terminal del viento, en comparación con la que se tiene en el caso en que $\eta = 1$. Esta disminución en la velocidad provoca que el equilibrio entre la presión de empuje del viento y la presión del medio interestelar se alcance a una corta distancia del cúmulo.

4.2. La hidrodinámica del viento confinado

El modelo del viento confinado asume que las estrellas masivas y supernovas se encuentran distribuidas de manera homogénea dentro del super cúmulo estelar. Además, sugiere que en el caso de cúmulos muy masivos y compactos, sólo una fracción, η , de la energía inyectada por las fuentes se distribuye en el volumen del cúmulo aumentando la temperatura y presión del plasma, y participa en la formación del viento.

Como se comentó en el Capítulo 2, en los cúmulos con luminosidad mecánica $L_{SCE} > L_{crit}$ el radio de estancamiento (R_{es}) se encuentra afuera del centro del cúmulo. La posición del radio de estancamiento depende del radio del cúmulo (R_{SCE}), la luminosidad crítica (L_{crit}) y la luminosidad mecánica del cúmulo (L_{SCE}), y está dada por (Wünsch et al., 2007; Silich et al., 2007):

$$R_{es} = R_{SCE} \left[1 - \left(\frac{L_{crit}}{L_{SCE}} \right)^{1/2} \right]^{1/3}. \quad (4.1)$$

La luminosidad crítica del cúmulo depende de la eficiencia de calentamiento, el radio del cúmulo, R_{SCE} y de la velocidad terminal adiabática del viento, $V_{\infty A}$ (Wünsch et al., 2007):

$$L_{crit} = \frac{3\pi\eta\alpha^2\mu_i^2 R_{SCE} V_{\infty A}^4}{2\Lambda_{es}} \left(\frac{\eta V_{\infty A}^2}{2} - \frac{c_{es}^2}{\gamma - 1} \right), \quad (4.2)$$

donde $0 < \eta < 1$, $V_{\infty A} = \left[2L_{SCE}/\dot{M}_{SCE} \right]^{1/2}$, $\alpha = 2.8$ es un coeficiente fiducial (Wünsch et al., 2007), $\mu_i = 14m_H/11$ es la masa media por ion, Λ_{es} el valor de la función de enfriamiento en el radio de estancamiento, $c_{es} = (\gamma P_{es}/\rho_{es})^{1/2}$ la veloci-

4.2. La hidrodinámica del viento confinado

dad del sonido en el radio de estancamiento (ver Capítulo 2), $\gamma = 5/3$ es el índice adiabático para un gas ideal, P_{es} y ρ_{es} son la presión térmica y densidad en el radio de estancamiento, respectivamente. La Figura 4.1 presenta la relación que existe entre la temperatura del plasma en el radio de estancamiento y la luminosidad crítica con la eficiencia de calentamiento.

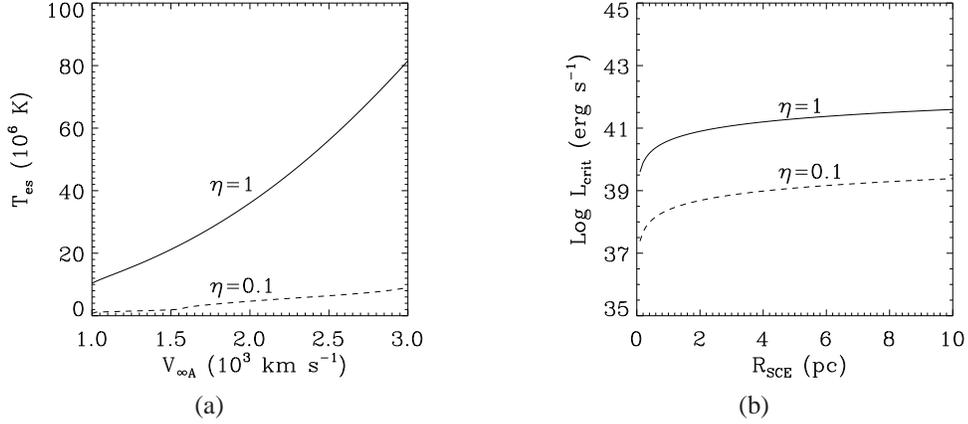


Figura 4.1: Impacto de la eficiencia de calentamiento en los parámetros del viento del cúmulo. (a) Temperatura en el punto de estancamiento para diferentes valores de η . (b) Luminosidad crítica para diferentes valores de η . Nótese que tanto la temperatura en el punto de estancamiento como la luminosidad crítica del cúmulo descienden al disminuir la eficiencia de calentamiento del cúmulo.

La densidad del plasma dentro del volumen definido por R_{es} es tan alta que se produce un enfriamiento catastrófico. El plasma termalizado decae en un número de grumos densos, fotoionizados (Wünsch et al., 2008) que forman una región HII interna (Figura 4.2). Como se mencionó en el Capítulo 2, esta pérdida de energía ocasiona el desplome de la temperatura, y que el gradiente de presión se vuelva tan pequeño que el flujo de material estelar no puede desplazarse hacia afuera del cúmulo, provocando la acumulación de material inyectado por las estrellas masivas y supernovas dentro de esta zona.

En la región externa al radio de estancamiento el gradiente de presión sí es capaz de formar un flujo de material, o viento del super cúmulo estelar, que incrementa su velocidad hasta alcanzar la velocidad del sonido en la superficie del cúmulo. La velocidad del viento depende de η , disminuyendo para valores menores de ésta. La tasa de material expulsado del cúmulo en forma de viento (\dot{M}_{ex}) es directamente proporcional a la

tasa de material expulsado por las estrellas masivas y supernovas (\dot{M}_{SCE}), y está relacionada con la posición del radio de estancamiento (Wünsch et al., 2007; Silich et al., 2007):

$$\dot{M}_{ex} = \dot{M}_{SCE} \left(\frac{L_{crit}}{L_{SCE}} \right)^{1/2}. \quad (4.3)$$

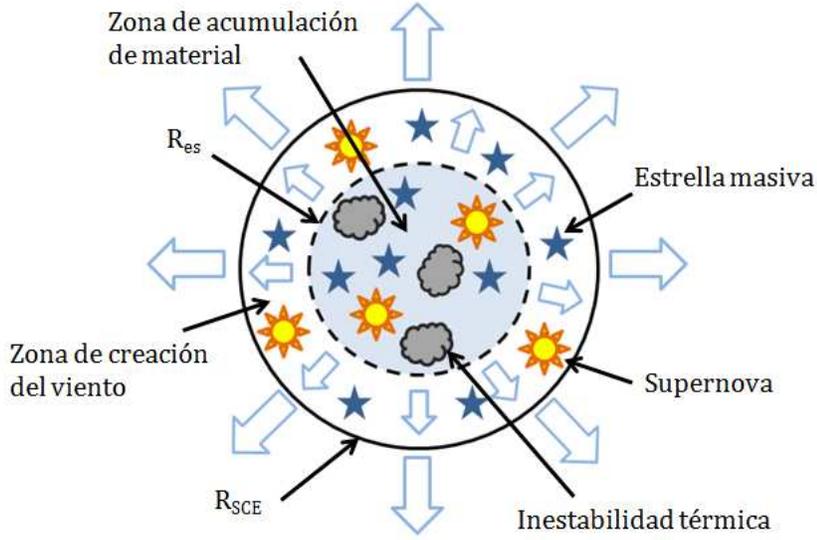


Figura 4.2: Bosquejo de la zona interna del super cúmulo estelar del modelo del viento confinado por la alta presión ambiental. La zona de acumulación de material se representa en azul para indicar que el gas está ionizado.

El flujo de material estelar sale del cúmulo y entra en la zona del viento libre en donde rápidamente alcanza su valor asintótico o velocidad terminal, $V_{\infty} = [2/(\gamma - 1)]^{1/2} c_{es}$ (Silich et al., 2007), donde c_{es} es la velocidad del sonido en el radio de estancamiento. Durante su trayecto por la zona del viento libre, la temperatura del viento decrece, y en ocasiones puede descender lo suficiente como para volverse susceptible a los fotones ionizantes que emite el super cúmulo estelar, en este caso formandose una región HII de baja emisión y alta velocidad alrededor del cúmulo. Este viento de alta velocidad (el cual puede estar fotoionizado) es detenido abruptamente por una onda de choque de reversa, la cual desacelera, comprime y calienta al viento. Cuando la presión del medio interestelar logra detener la expansión de la superburbuja interestelar (ver Capítulo 2), es decir, cuando la presión de empuje del viento, $P_{em}(R_{ch}) = \rho_v(R_{ch})V_{\infty}^2$, sea igual a la

4.2. La hidrodinámica del viento confinado

presión térmica del medio interestelar, P_0 , la onda de choque externa se desvanecerá y la onda de choque de reversa se localizará en el radio R_{ch} (Silich et al., 2007):

$$R_{ch} = \frac{(4L_{crit}L_{SCE}V_{\infty}^2)^{1/4}}{(4\pi P_0 V_{\infty A}^2)^{1/2}}, \quad (4.4)$$

Si $\eta < 1$ la velocidad terminal del viento será considerablemente menor que en el caso adiabático ($V_{\infty} < V_{\infty A}$), provocando que el equilibrio entre la presión de empuje del viento y la presión del medio interestelar se establezca a una distancia mucho menor que en el caso adiabático. Además, entre más alta sea la presión del medio interestelar la distancia entre la onda de choque de reversa y el super cúmulo estelar será menor (Silich et al., 2007).

La onda de choque detiene al viento que impacta en ella. El viento que entra a la onda de choque desplaza al viento previamente chocado. Éste recorre una distancia, L_{Λ} (Franco, 1992), antes de que su temperatura descienda hasta los 10^4 K, y sea ionizado por los fotones ultravioleta emitidos por el super cúmulo estelar. L_{Λ} depende de la densidad, temperatura, y función de enfriamiento post choque ($n_{pc} = [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)](1/\mu_i)(P_{em}/V_{\infty}^2)$, $T_{pc} = (3\mu_p V_{\infty}^2)/(16k)$ y $\Lambda(T_{pc})$, respectivamente):

$$L_{\Lambda} = \frac{3 \mu_i k f_{\lambda} T_{pc} V_{\infty}}{8 \mu_p n_{pc} \lambda(T_{pc})} \quad (4.5)$$

donde $\mu_i = 14m_H/11$ es la masa promedio por ion, $\mu_p = 14m_H/23$ es la masa promedio por partícula en un plasma completamente ionizado con 1 átomo de helio por cada 10 átomos de hidrógeno, $k = 1.38 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹ es la constante de Boltzman y $f_{\lambda} = 0.3$ es un coeficiente fiducial (Silich et al., 2007). Cuando el viento chocado se encuentra a una distancia $R_{\Lambda} = R_{ch} + L_{\Lambda}$ del centro del cúmulo, los fotones ionizantes emitidos por el super cúmulo estelar que no fueron absorbidos por las regiones HII internas, ionizan el viento chocado y frío, formando una densa región HII estática que rodea al cúmulo (Silich et al., 2007).

Silich et al. (2007) aplicaron los datos observacionales (masa, radio y tasa de fotones ionizantes del cúmulo, radio y densidad de la región HII que lo rodea) del super cúmulo estelar M82-A1 al modelo del viento confinado. Encontraron que para ajustar el radio del cascarón de viento chocado y fotoionizado del modelo al radio de la región HII que envuelve a M82-A1, la eficiencia de calentamiento de M82-A1 es $\eta \approx 4.65\%$.

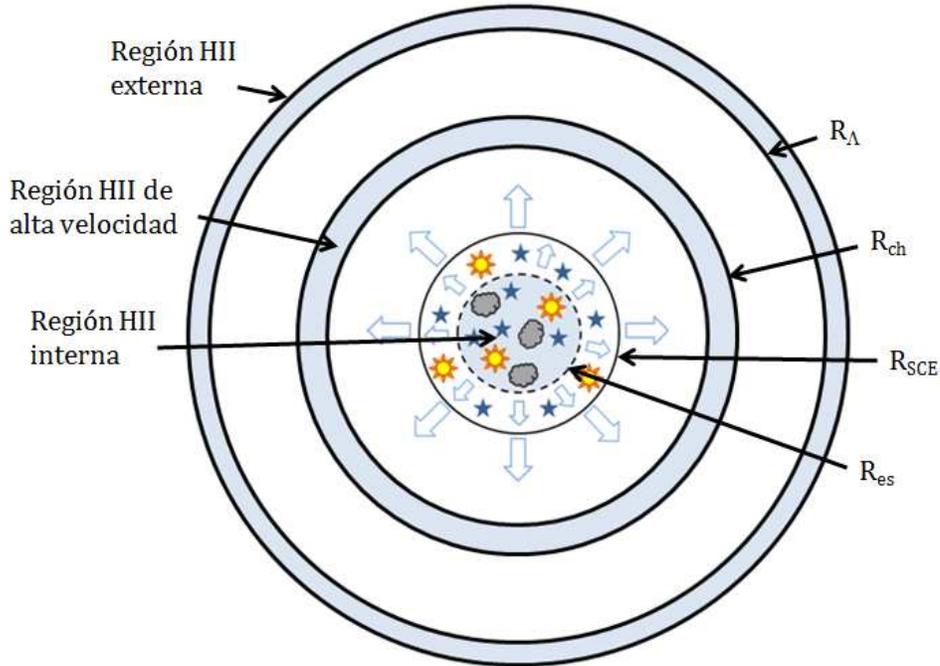


Figura 4.3: Bosquejo del modelo de un super cúmulo con viento confinado por alta presión ambiental. Se observan las tres zonas del modelo y las tres regiones fotoionizadas (color azul).

Para entender cómo depende la eficiencia de calentamiento de los parámetros observacionales del cúmulo, se necesita ajustar el modelo del viento confinado por la alta presión ambiental a un conjunto de super cúmulos estelares que tengan una región HII compacta asociada a ellos. Dentro de la zona central de la galaxia M82, el super cúmulo estelar M82-A1 no es el único con una región HII asociada. Melo et al. (2005) encontraron 197 super cúmulos estelares con regiones HII compactas asociadas a ellos. De manera que en el Capítulo 5, se utilizará este catálogo para seleccionar una muestra de super cúmulos estelares con regiones HII compactas asociadas a ellos. En el Capítulo 6, a la muestra seleccionada se le ajustará el modelo del viento confinado por la alta presión ambiental, y se calculará la eficiencia de calentamiento de cada uno de los cúmulos.

Capítulo 5

Una nueva muestra de super cúmulos estelares

A partir del catálogo de super cúmulos estelares en el núcleo de M82 desarrollado por Melo et al. (2005), y de las observaciones realizadas con el espectrofotómetro PMAS por Ana Monreal-Ibero (Comunicación privada), se seleccionó una muestra de 10 super cúmulos estelares que, como M82-A1, presentan una región HII asociada. La muestra cuenta con los valores de masa, radio y tasa de fotones ionizantes de los cúmulos, y el radio y densidad de la región HII asociada a cada uno de ellos.

5.1. Datos del HST

Utilizando imágenes del HST, Melo et al. (2005) realizaron un catálogo fotométrico de 197 super cúmulos estelares jóvenes asociados a regiones HII en el brote violento de formación estelar de la zona central de M82 (O’Connell & Mangano, 1978). Los cúmulos se distribuyen en cinco zonas (Figura 5.1): norte (N) con 16 cúmulos, noreste (NE) con 51 cúmulos, noroeste (NW) con 21 cúmulos, sureste (SE) con 86 cúmulos, y suroeste (SW) con 23 cúmulos. Las características principales de los cúmulos identificador por Melo et al. (2005) son su alta masa ($\bar{M}_{SCE} \approx 1.7 \times 10^5 M_{\odot}$) y su tamaño ($\bar{R}_{cont} \approx 4.7$ pc), que implican una alta densidad estelar.

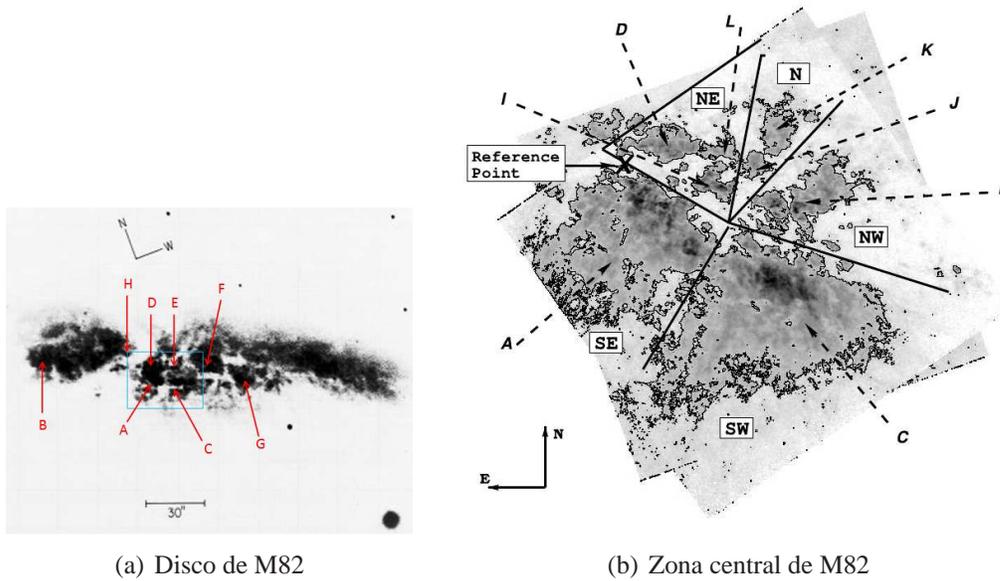


Figura 5.1: (a) Imágen óptica del disco de M82. Se presentan las regiones identificadas por O'Connell & Mangano (1978) y se encierra en un cuadrado azul la zona central de la galaxia. (b) Imágen en $H\alpha$ de la zona central de M82. Se presentan las cinco zonas establecidas por Melo et al. (2005): N, NE, NW, SE y SW. Las líneas discontinuas indican la posición de las regiones identificadas por O'Connell & Mangano (1978).

5.2. Densidad electrónica con PMAS

La densidad electrónica promedio de una región HII puede medirse a partir del cociente de intensidades de dos líneas en emisión. Estas líneas deben pertenecer al mismo ion, ser emitidas por niveles de energía superiores distintos con una energía de excitación muy cercana, y tener el mismo nivel inferior de energía (Tielens, 2005; Osterbrock & Ferland, 2006). La excitación de un electrón del nivel inferior a cualquiera de estos dos niveles superiores sólo depende de la intensidad de las colisiones, por lo que la población de los dos niveles superiores depende de la densidad, ya que el número de colisiones es directamente proporcional a la densidad, y por consiguiente el cociente de líneas es sensible a la densidad.

Entre los cocientes de líneas más utilizados para medir la densidad electrónica de regiones HII se encuentran $[OII]\lambda 3729/[OII]\lambda 3726$ y $[SII]\lambda 6716/[SII]\lambda 6731$. La Figura 5.2 presenta la relación entre el cociente de las líneas de oxígeno y azufre una vez ionizado, y la densidad electrónica de una región HII cuando se asume una temperatura $T = 10^4$ K.

5.2. Densidad electrónica con PMAS

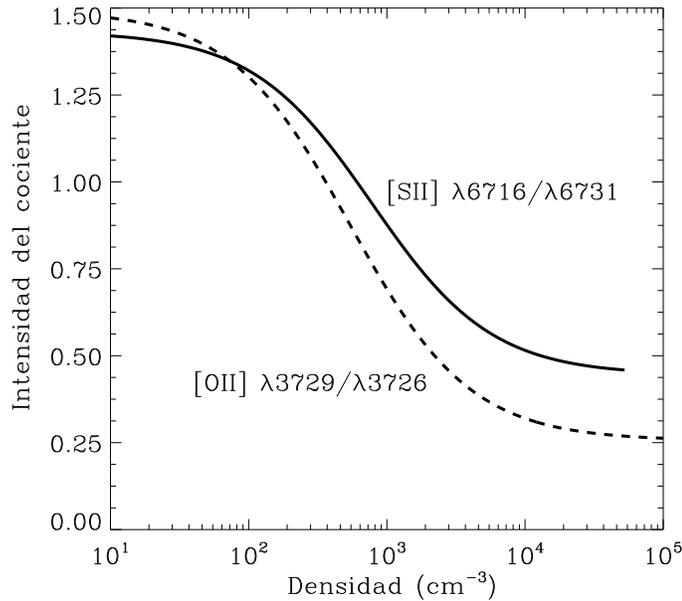


Figura 5.2: Intensidad de los cocientes de líneas de oxígeno (línea discontinua) y de azufre (línea continua) como funciones de la densidad electrónica n_e cuando $T = 10^4$ K (Osterbrock & Ferland, 2006). La Figura se realizó en IDL utilizando las densidades calculadas por la tarea *temden* del programa IRAF.

La densidad de las regiones HII asociadas a los super cúmulos estelares de la muestra se calculó a partir del cociente de líneas de azufre [SII] $\lambda 6716$ /[SII] $\lambda 6731$. Los valores de intensidad de las líneas del azufre una vez ionizado, [SII], se obtuvieron a partir de observaciones del centro de M82 tomadas con el espectrofotómetro PMAS (PMAS, Postdam Multi-Aperture Spectrophotometer)¹ por Ana Monreal-Ibero (Comunicación privada). A partir de las observaciones la Dra. Monreal-Ibero construyó dos mapas de intensidad de las líneas del azufre [SII] $\lambda 6717$ y [SII] $\lambda 6731$. Estos mapas están formados por dos áreas de observación contiguas de $8'' \times 8''$ cada una y una resolución de $0.5''$ pixel (1 pixel = 8.75 pc). Con estos mapas se calculó un tercer mapa, el mapa del cociente de intensidad las líneas de azufre [SII] $\lambda 6717$ /[SII] $\lambda 6731$, el cual permite calcular la densidad electrónica del gas ionizado.

Desafortunadamente este mapa no cubre por completo la zona central de M82 (Figura 5.3). De los 197 super cúmulos estelares identificados por Melo et al. (2005) sólo

¹ El espectrofotómetro PMAS es un instrumento de campo integral, de resolución intermedia en el rango óptico, que se encuentra instalado en el Telescopio de 3.5 m de Calar Alto, España.

84 se encuentran en el mapa de PMAS (Figura 5.3), de los cuales 10 pertenecen a la zona noreste (NE), 3 a la zona noroeste (NW), 66 a la zona sureste (SE) y 5 a la zona suroeste (SW).

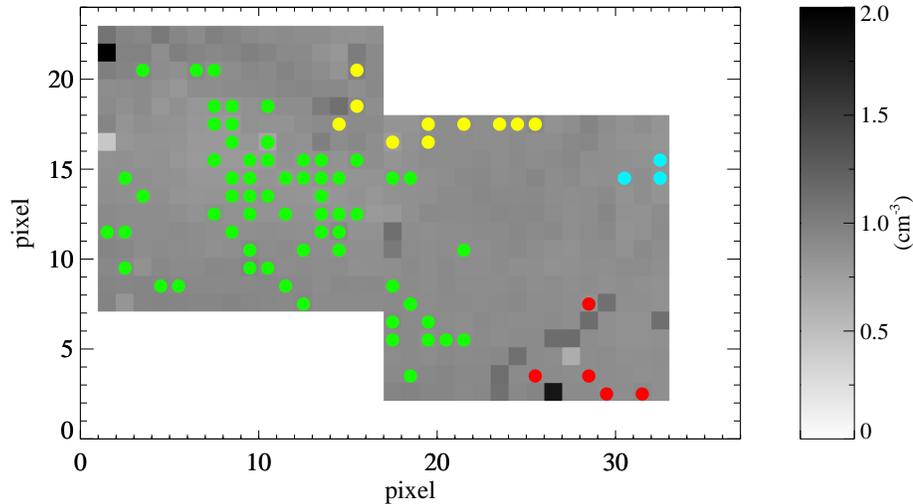


Figura 5.3: Mapa de la intensidad del cociente de las líneas de azufre $[SII]\lambda 6717/[SII]\lambda 6731$. El tamaño de cada píxel es de 8.75 pc (Freedman et al., 2001). Los 84 super cúmulos estelares que se encuentran dentro del mapa de PMAS se presentan en colores según la zona a la que pertenecen (NE-amarillo, NW-azul, SE-verde y SW-rojo).

La densidad electrónica del gas ionizado (n_{HII}) de cada uno de los píxeles del mapa del cociente de líneas ($[SII]\lambda 6717/\lambda [SII]6731$) se calculó utilizando la tarea “*temden*” del programa IRAF². Esta tarea recibe como parámetros la intensidad del cociente de dos líneas sensibles a la densidad y el valor de la temperatura del gas, dando como resultado el valor de la densidad electrónica del mismo. La temperatura del gas ionizado se asumió de 10^4 K. Así, a cada super cúmulo estelar se le asignó el valor de densidad correspondiente al píxel en el que se encuentra dentro del mapa del cociente de líneas de azufre de PMAS. En el apéndice A se explica cómo se obtuvieron las posiciones de los super cúmulos estelares en el mapa de PMAS.

² IRAF es un programa para analizar imágenes astronómicas. La tarea *temden* es parte del paquete nebular.

5.3. Super cúmulos estelares seleccionados

De los 84 super cúmulos estelares que se encuentran en el mapa del cociente de líneas de PMAS, se seleccionaron aquellos para los que se conocían los valores de la masa, radio y tasa de fotones ionizantes del cúmulo, así como la densidad y el radio de la región HII asociada. Otra condición que cumplen los cúmulos elegidos es que el radio de la región HII que los rodea (R_{HII}) es mayor al radio del cúmulo (R_{SCE}). Esta condición es necesaria ya que es el único caso en el que se tiene la certeza de que todas las estrellas masivas se encuentran rodeadas por la región HII, aparte de ser una restricción impuesta del modelo del viento confinado por alta presión ambiental. En total encontramos 21 candidatos que cumplen las condiciones necesarias para poder ser estudiados con el modelo del viento confiando por alta presión ambiental. Sin embargo, de estos 21 objetos sólomente 10 también fueron identificados como super cúmulos estelares en el trabajo realizado por Mayya et al. (2008). Por lo que la muestra final de cúmulos consta sólomente de estos 10 cúmulos (Tabla 5.1) que cumplen los requisitos necesarios y que además fueron identificados en las bandas B, V e I en la investigación de Mayya et al. (2008). La muestra contiene 1 cúmulo en la zona noreste (NE), 8 en la sureste (SE) y 1 en la suroeste (SW), como se ilustra en la Figura 5.4.

Tabla 5.1: Valores de los SCEs

Melo et al. (2005)		Mayya et al. (2008)	
ID	ID	zone	ID
1	20	5	178
2	52	4	47
3	12	4	13
4	58	4	34
5	14	4	20
6	59	4	45
7	3	2	71
8	72	4	200
9	81	4	32
10	75	4	28

Los cúmulos de la muestra tienen altos valores de densidad estelar $(1.28 - 40.3) \times 10^2 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$. Estos son el resultado de cúmulos relativamente masivos, $(0.18 - 4.0) \times 10^5 M_{\odot}$, y muy compactos, con radios en el estrecho rango de $(2.4 - 4.8) \text{pc}$.

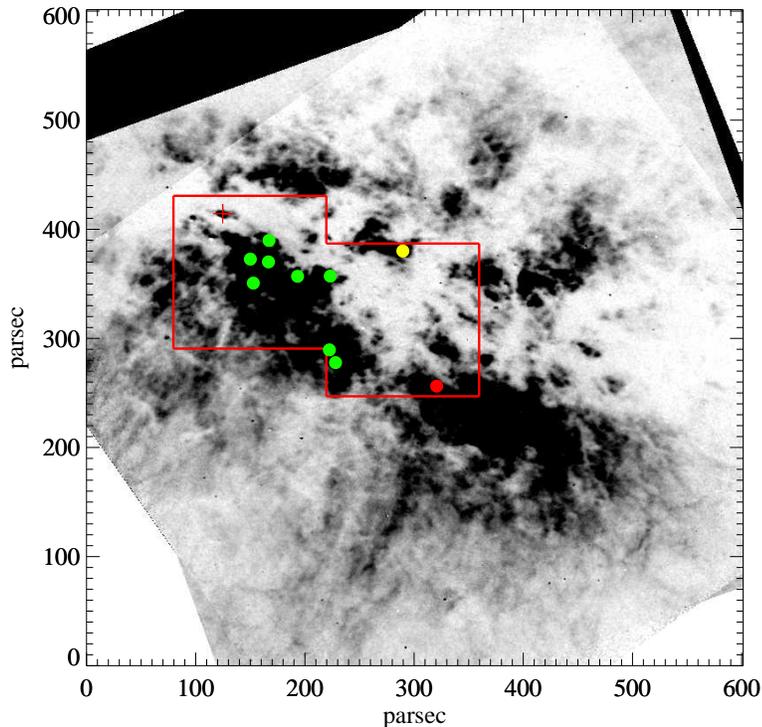


Figura 5.4: Imágen en $H\alpha$ de la zona central de M82 con el contorno de la zona observada con PMAS en rojo, y la posición del super cúmulo estelar M82-A1 marcada con una cruz roja. Los 10 super cúmulos estelares de la muestra se presentan en colores según la zona a la que pertenecen (NE-amarillo, SE-verde y SW-rojo).

Otras características de los super cúmulos estelares de la muestra son su juventud, con edades entre 3 y 18 mega años, y la alta luminosidad en la línea del hidrógeno ionizado ($H\alpha$) de sus regiones HII asociadas.

Las regiones HII que rodean a los super cúmulos estelares de la muestra son muy compactas, con una diferencia promedio entre el radio en continuo y el radio en $H\alpha$ de tan sólo ~ 1.3 pc. Además tienen un alto valor de presión térmica (P/k) en el rango $(6.6 - 12.1) \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$.

La Tabla 5.2 presenta los valores de los parámetros de los super cúmulos estelares que se encuentran en la muestra (densidad estelar, masa, radio, tasa de fotones ionizantes) y de sus respectivas regiones HII (densidad del gas, radio y masa). El valor de la

5.3. Super cúmulos estelares seleccionados

masa de las regiones HII que rodean a los cúmulos se obtiene a partir de la condición de balance de fotoionización:

$$V n^2 \beta_2 = F_{UV} \quad (5.1)$$

donde V es el volumen de la región ionizada, n la densidad electrónica numérica y β_2 es el coeficiente de recombinación a todos los niveles excepto el nivel base; y del valor de densidad de las regiones HII:

$$\rho = \frac{M}{V} = \mu n . \quad (5.2)$$

Al despejar el valor del volumen en la Ecuación 5.2 y sustituirlo en la Ecuación 5.1 se encuentra la dependencia entre la masa de la región HII y la tasa de fotones ionizantes:

$$M_{HII} = \frac{\mu F_{UV}}{n \beta} = \mu n V \quad (5.3)$$

Los parámetros mencionados anteriormente son los necesarios para utilizar el modelo de viento confinado por alta presión ambiental de Silich et al. (2007), y calcular el valor de la eficiencia de calentamiento. En el siguiente capítulo se presentarán los valores de eficiencia de calentamiento de cada uno de los super cúmulos estelares de la muestra (Figura 5.4) obtenidos a partir del modelo analítico de Silich et al. (2007). También se estudiará la relación entre la eficiencia de calentamiento y los parámetros de los cúmulos.

Tabla 5.2: Valores de los SCEs

ID	ρ_* ($10^2 M_\odot \text{ pc}^{-3}$)	M_{SCE} ($10^5 M_\odot$)	R_{SCE} (pc)	F_{UV} (10^{49} s^{-1})	n_{HII} (10^2 cm^{-3})	R_{HII} (pc)	M_{HII} ($10^2 M_\odot$)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
1	1.28 ± 0.96	0.35 ± 0.16	4.03	7.10 ± 3.70	7.69 ± 0.76	5.64	3.82 ± 2.02
2	1.46 ± 1.05	0.40 ± 0.16	4.03	34.00 ± 21.00	9.50 ± 0.51	4.83	14.79 ± 9.17
3	2.65 ± 2.36	1.25 ± 0.92	4.83	17.70 ± 9.40	7.06 ± 0.71	5.64	10.36 ± 5.60
4	4.58 ± 3.58	0.64 ± 0.14	3.22	19.00 ± 7.90	9.53 ± 0.81	4.03	8.24 ± 3.50
5	9.30 ± 9.99	1.30 ± 1.00	3.22	15.20 ± 8.40	6.65 ± 0.60	5.64	9.45 ± 5.29
6	14.59 ± 16.08	4.00 ± 3.70	4.03	24.00 ± 12.00	8.86 ± 1.15	4.83	11.20 ± 5.78
7	15.66 ± 12.22	2.19 ± 0.47	3.22	58.00 ± 22.00	7.71 ± 1.70	4.83	31.09 ± 13.64
8	24.42 ± 25.00	1.45 ± 0.33	2.42	16.60 ± 5.10	11.46 ± 0.76	3.22	5.99 ± 1.88
9	25.74 ± 24.46	3.60 ± 2.10	3.22	18.00 ± 8.20	8.50 ± 1.45	4.03	8.75 ± 4.26
10	40.43 ± 54.78	2.40 ± 2.20	2.42	24.00 ± 15.00	11.63 ± 0.82	4.83	8.53 ± 5.36

Columnas: (1) Identificador del SCE, (2) densidad estelar del cúmulo, (3) masa, (4) radio fotométrico en el continuo, (5) tasa de fotones capaces de ionizar el hidrógeno, (6) Densidad del gas de la región HII asociada al SCE y (7) radio fotométrico en H α .

Capítulo 6

La eficiencia de calentamiento de super cúmulos estelares

El objetivo de esta tesis es estudiar la relación que existe entre la eficiencia de calentamiento y los parámetros observacionales de los super cúmulos estelares. En este capítulo se aplicará el Modelo de viento confinado por alta presión ambiental (Capítulo 4) a la muestra de 10 super cúmulos estelares (Capítulo 5), para estudiar la relación entre la eficiencia de calentamiento y los parámetros del cúmulo.

6.1. Aproximación analítica del Modelo de viento confinado

Se aplicó el Modelo analítico de viento confinado (Silich et al., 2007) a la muestra de 10 super cúmulos estelares seleccionada en el Capítulo 5. Este modelo necesita como parámetros de entrada los valores de masa, M_{SCE} , radio, R_{SCE} , y tasa de fotones ionizantes, F_{UV} , del cúmulo, y el radio, R_{HII} , y densidad, n_{HII} , de sus respectivas regiones HII.

Calculamos la luminosidad mecánica de los cúmulos con la relación:

$$L_{SCE} = 3 \times 10^{34} \left(\frac{M_{SCE}}{M_{\odot}} \right) \text{erg s}^{-1}, \quad (6.1)$$

la cual aproxima los resultados del modelo de síntesis de población Starburst99 (Leit-

herer et al., 1999) para el caso de cúmulos jóvenes. Y con este valor calculamos la tasa de inyección de material de estrellas masivas y supernovas:

$$\dot{M}_{SCE} = \frac{2L_{SCE}}{V_{\infty A}^2}, \quad (6.2)$$

donde $V_{\infty A}$ es la velocidad terminal adiabática del viento, cuyo valor se asumió como $V_{\infty A} = 10^3 \text{ km s}^{-1}$.

El valor de la eficiencia de calentamiento se obtiene a partir de un método iterativo, el cual se describe a continuación:

1. Se establece un valor de prueba para la eficiencia de calentamiento, η , y se sustituye en la ecuación que define la temperatura del plasma en el radio de estancamiento, T_{es} , (Silich et al., 2008):

$$\left(\frac{\eta V_{\infty A}^2}{2} - \frac{c_{es}^2}{\gamma - 1} \right) \left(1 - \frac{T_{es}}{2\Lambda_{es}} \frac{d\Lambda_{es}}{dT} \right) - \frac{1}{2} \frac{c_{es}^2}{\gamma - 1} = 0, \quad (6.3)$$

donde $\gamma = 5/3$ es el índice adiabático, c_{es} y Λ_{es} son la velocidad del sonido y la función de enfriamiento en el radio de estancamiento, respectivamente. Esta ecuación se resuelve de manera iterativa hasta encontrar el valor de T_{es} que satisface la ecuación.

2. El valor encontrado de T_{es} permite calcular la luminosidad crítica, L_{crit} que también depende de η , el radio de estancamiento, R_{es} , y la velocidad terminal V_{∞} (Wünsch et al., 2007; Silich et al., 2007):

$$L_{crit} = \frac{3\pi\eta\alpha^2\mu_i^2 R_{SCE} V_{\infty A}^4}{2\Lambda_{es}} \left(\frac{\eta V_{\infty A}^2}{2} - \frac{c_{es}^2}{\gamma - 1} \right), \quad (6.4)$$

$$R_{es} = R_{SCE} \left[1 - \left(\frac{L_{crit}}{L_{SCE}} \right)^{1/2} \right]^{1/3}, \quad (6.5)$$

$$V_{\infty} = \left(\frac{2}{\gamma - 1} \right)^{1/2} c_{es}. \quad (6.6)$$

6.1. Aproximación analítica del Modelo de viento confinado

3. Después, se calcula la temperatura del viento que ha atravesado la onda de choque de reversa, T_{vc} (Spitzer, 1965; Silich et al., 2007):

$$T_{vc} = \frac{3}{16} \frac{\mu_i}{k} V_\infty^2 . \quad (6.7)$$

4. Finalmente, el valor de η se obtiene resolviendo la ecuación (Silich et al., 2007):

$$1 - \frac{(4\pi P_0 V_\infty^2 R_{HII}^2)^{1/2}}{(4L_{crit} L_{SCE} V_\infty^2)^{1/4}} \times \left[\left(1 - \frac{3f_t N^{SCE}}{4\pi\beta n_{HII}^2 R_{HII}^3} \right)^{1/3} - \frac{9}{512} \frac{f_\lambda \mu_i^2 V_\infty^5}{P_0 R_{HII} \Lambda(T_{vc})} \right] = 0 , \quad (6.8)$$

donde $\mu_i = 14m_H/11$ es la masa media por partícula, $m_H = 1.67 \times 10^{-24}$ g es la masa de un átomo de hidrógeno, $f_t = 0.5$ es la fracción de fotones ultravioleta capaces de alcanzar la región HII externa, $f_\lambda = 0.3$ es un coeficiente fiducial, $\beta = 2.59 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ es el coeficiente de recombinación a todos los niveles excepto el nivel base, $\Lambda(T_{vc})$ es el valor de la función de enfriamiento del viento chocado y P_0 es la presión del medio interestelar, la cual es igual a la presión de la región HII, $P_0 = P_{HII} = n_{HII} k T_{HII}$, donde, $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ es la constante de Boltzman y $T_{HII} = 10^4 \text{ K}$.

El procedimiento anterior (pasos 1 a 4) se repiten de manera iterativa hasta encontrar el valor de η que permita resolver la Ecuación 6.8 con la precisión necesaria, la cual debe ser mayor a 10^{-5} .

Para calcular los errores de los parámetros calculados por el programa: eficiencia de calentamiento, luminosidad mecánica eyectada, tasa de material expulsada por el cúmulo y velocidad terminal del viento se utilizó el método de propagación de errores (Bevington & Robinson, 2003; Wall & Jenkins, 2003).

6.2. Aplicación del modelo a la muestra de super cúmulos estelares

Los resultados obtenidos al aplicar el modelo del viento confinado a la muestra de 10 super cúmulos estelares de la zona central de M82 se presentan en la Tabla 6.1 y la Figura (6.1). Los parámetros calculados son: eficiencia de calentamiento (η), luminosidad mecánica del cúmulo normalizada con la luminosidad crítica (L_{SCE}/L_{crit}), fracción de la tasa de energía mecánica (L_{ex}/L_{SCE}), tasa de material ($\dot{M}_{ex}/\dot{M}_{SCE}$) inyectado por las estrellas masivas y supernovas que es reinsertado en el medio interestelar ambiental y velocidad terminal del viento del cúmulo (V_{∞}).

Tabla 6.1: Parámetros calculados de los SCEs

ID	η (%)	L_{SCE}/L_{crit}	L_{ex}/L_{SCE} (%)	$\dot{M}_{ex}/\dot{M}_{SCE}$ (%)	V_{∞} (km s ⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
1	7.81 ± 2.13	1.79 ± 1.20	3.17 ± 1.06	74.67 ± 37.26	206.20 ± 38.10
2	6.96 ± 1.90	2.74 ± 2.06	2.46 ± 0.93	60.42 ± 31.35	201.70 ± 35.97
3	4.97 ± 1.10	19.88 ± 16.84	0.83 ± 0.34	21.97 ± 10.74	190.10 ± 24.57
4	5.30 ± 1.22	12.59 ± 10.61	1.04 ± 0.44	28.18 ± 14.19	192.50 ± 26.54
5	5.23 ± 1.24	26.88 ± 23.65	0.71 ± 0.31	19.29 ± 10.09	191.90 ± 27.17
6	4.01 ± 0.82	201.92 ± 210.83	0.23 ± 0.12	7.04 ± 4.01	180.60 ± 20.47
7	4.28 ± 0.79	102.56 ± 91.08	0.33 ± 0.15	9.89 ± 4.86	183.80 ± 19.13
8	4.27 ± 0.89	94.06 ± 95.79	0.34 ± 0.18	10.49 ± 5.96	183.70 ± 21.50
9	3.70 ± 0.61	352.83 ± 338.80	0.17 ± 0.08	5.32 ± 2.73	176.10 ± 15.94
10	5.62 ± 1.75	51.61 ± 55.56	0.53 ± 0.28	13.92 ± 9.17	194.50 ± 36.98

Todos los super cúmulos estelares de la muestra se encuentran en el régimen bimodal, y presentan una eficiencia de calentamiento baja, en todos los casos menor al 8%. Además, estudiamos la relación entre la eficiencia de calentamiento y los diferentes parámetros de los cúmulos. No se encontró ninguna dependencia entre η y el radio de los cúmulos (Figura 6.1a). Sin embargo, se encontró una posible dependencia entre la eficiencia de calentamiento y la masa o la densidad estelar (Figuras 6.1b y 6.1c). El valor de la eficiencia de calentamiento parece disminuir al aumentar la masa y densidad estelar del cúmulo. Este comportamiento podría esperarse al comparar la interacción entre los flujos expulsados por las estrellas masivas y supernovas que forman el cúmulo, con las colisiones de los vientos de estrellas binarias masivas (Luo et al., 1990;

6.2. Aplicación del modelo a la muestra de super cúmulos estelares

Stevens et al., 1992), en donde la pérdida de energía por radiación es inversamente proporcional a la distancia entre las fuentes. Estos resultados deben confirmarse utilizando parámetros de entrada con menores barras de error.

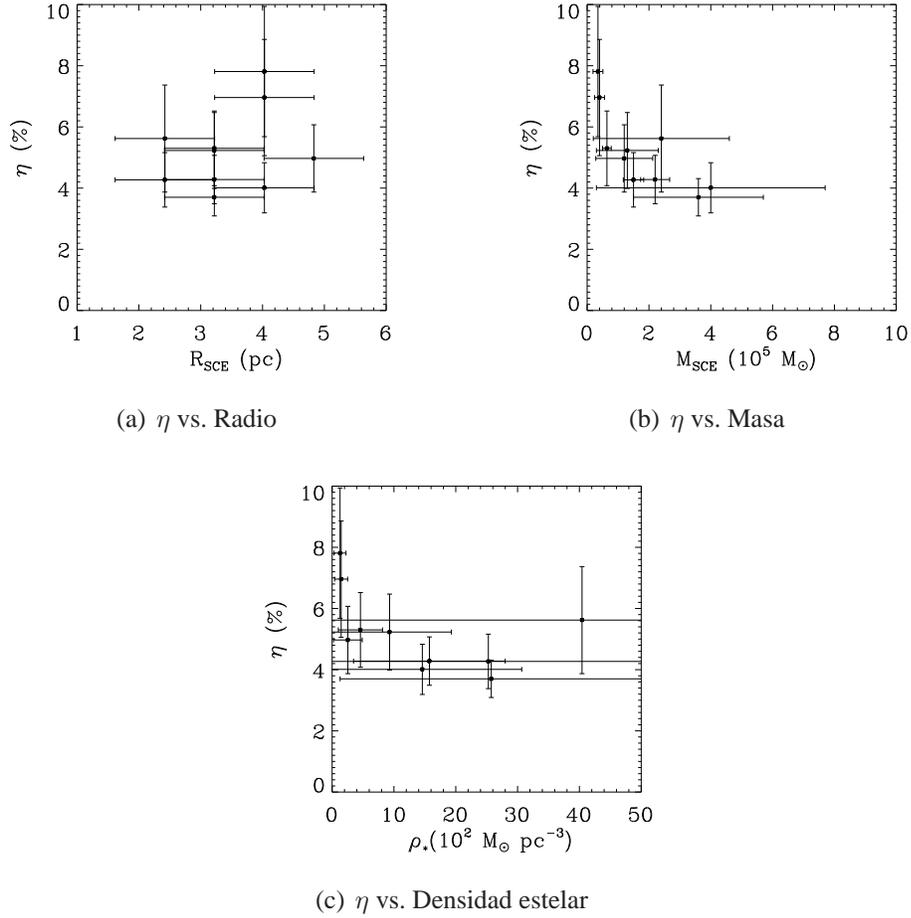


Figura 6.1: Relación de la eficiencia de calentamiento con la masa, densidad estelar y radio del cúmulo (Páneos a, b y c repectivamente).

La baja eficiencia de calentamiento implica que la tasa de energía mecánica que los cúmulos insertan en el medio interestelar es mucho menor a la que se esperaría al usar el modelo de síntesis de poblaciones estelares Starburst99 (Leitherer et al., 1999). La tasa de energía insertada al medio interestelar por los cúmulos en el Modelo de viento confinado es:

$$L_{ex} = \frac{1}{2} \dot{M}_{ex} V_{\infty}^2, \quad (6.9)$$

donde $\dot{M}_{ex} = \dot{M}_{SCE} [L_{crit}/L_{SCE}]^{1/2}$ (Wünsch et al., 2007; Silich et al., 2007). Utilizando la relación $L_{SCE} = \dot{M}_{SCE} V_{\infty A}^2 / 2$, se encuentra la fracción de la tasa de energía mecánica que el cúmulo inserta en el medio interestelar que lo rodea es:

$$\frac{L_{ex}}{L_{SCE}} = \left(\frac{L_{crit}}{L_{SCE}} \right)^{1/2} \left(\frac{V_{\infty}}{V_{\infty A}} \right)^2. \quad (6.10)$$

Debido a que la eficiencia de calentamiento es responsable por la fracción de energía que el cúmulo inserta en el medio interestelar que lo rodea, la tendencia es la misma que la de la Figura 6.1(c). Los cálculos realizados indican que la tasa de energía mecánica que los super cúmulos estelares de la muestra inyectan al medio interestelar es baja, con valores para L_{ex}/L_{SCE} menores al 5 %.

Ciertamente los valores de la densidad de las regiones HII y los parámetros observacionales de los cúmulos tienen altas barras de error (Melo et al., 2005). Además, la aproximación analítica que hemos utilizado en el estudio conlleva a subestimar, en un factor de ~ 2 , el valor de η . Sin embargo, los muy bajos valores obtenidos indican que la luminosidad mecánica expulsada por los super cúmulos estelares debe ser notablemente menor a la predicha por el modelo de síntesis de población Starburst99.

Capítulo 7

Conclusiones y trabajo futuro

7.1. Conclusiones

El objetivo de este trabajo de tesis era el buscar alguna dependencia entre la eficiencia de calentamiento y los parámetros observacionales de los super cúmulos estelares con regiones HII compactas asociadas a ellos. Para lograrlo se necesitaba aplicar el Modelo de viento confinado por alta presión ambiental (Silich et al., 2007) a una muestra de super cúmulos estelares que tuvieran asociada una región HII compacta.

En este trabajo se construyó una muestra de 10 super cúmulos estelares, todos ellos con densas y compactas regiones HII asociadas, en la zona central de la galaxia con brotes de formación estelar M82. Los parámetros observacionales que forman la muestra son: masa, radio y tasa de fotones ionizantes de los cúmulos, así como el radio y densidad de las regiones HII que los rodean. El conocimiento de estos parámetros permitió aplicar el Modelo de viento confinado a la muestra de super cúmulos estelares y así calcular la eficiencia de calentamiento de cada uno de éstos.

Los principales resultados obtenidos en este trabajo son:

- Una muestra de 10 super cúmulos estelares con regiones HII asociadas para los que se conocen los valores de masa, radio y tasa de fotones ionizantes de los cúmulos, así como el radio y densidad de la región HII que los rodea.
- La eficiencia de calentamiento de los cúmulos estudiados es baja, en todos los casos menor al 8 %.

- Encontramos que es posible que exista una dependencia entre la eficiencia de calentamiento y la masa o densidad estelar de los super cúmulos estelares. Los cúmulos con mayores masas y densidades estelares presentan una eficiencia de calentamiento menor. Sin embargo, esta tendencia no se puede asegurar debido a las grandes barras de error en la densidad estelar de los cúmulos.
- La tasa de energía mecánica y material estelar que los cúmulos insertan en el medio interestelar es mucho menor a la que se esperaría al usar el modelo de síntesis de poblaciones estelares Starburst99 (Leitherer et al., 1999).

7.2. Trabajo futuro

Los resultados obtenidos en este trabajo promueven un estudio más profundo del comportamiento de la eficiencia de calentamiento. Los trabajos de interés a realizar son:

- El catálogo de Melo et al. (2005) es el único en el que se encuentran los valores observacionales (a excepción de la densidad de la región HII) necesarios, para utilizar el Modelo del viento confinado. Sin embargo los valores reportados tienen altas barras de error. Es necesario realizar una nueva muestra de super cúmulos estelares con mejores datos que permitan obtener valores con menores barras de error, para así poder confirmar la existencia de la dependencia entre la eficiencia de calentamiento con la densidad estelar de los cúmulos.
- La evolución de las estrellas en los cúmulos provoca cambios en la tasa de energía y de material inyectado dentro del cúmulo. Por lo que se espera que la eficiencia de calentamiento sea dependiente del tiempo. Sería interesante estudiar la evolución temporal de la eficiencia de calentamiento aplicando el Modelo de viento confinado a una muestra de super cúmulos estelares con diferentes edades. De manera que se necesita tener una muestra de super cúmulos estelares para los que se conozcan los valores de edad.
- El Modelo de viento confinado predice que el radio de la región HII que rodea a los super cúmulos estelares depende de la presión ambiental. Por lo que es interesante estudiar la dependencia de los radios de las regiones HII con los parámetros

7.2. Trabajo futuro

ambientales de la galaxia. De manera que se necesita construir una muestra de cúmulos con regiones HII compactas que se encuentren en distintas galaxias.

Apéndice A

Localización de los SCEs en el mapa de PMAS

La asignación de la posición de los super cúmulos estelares encontrados por (Melo et al., 2005) en el mapa de intensidad del cociente de líneas $[\text{SII}]\lambda 6717/\lambda 6731$ de PMAS no se pudo realizar de manera directa debido a que no se contaba con las coordenadas de la imagen de PMAS. La posición de los super cúmulos estelares sólo se conocía para una imagen $H\alpha$ tomada por el HST, con una resolución de $0.046''/\text{pixel}$. De manera que se necesitó utilizar una imagen en $H\alpha$ tomada por PMAS que cubre el mismo campo que el mapa del cociente de las líneas de azufre.

Para comparar ambas imágenes se debía tener una resolución similar, por lo que la imagen en $H\alpha$ del HST de 1200×1200 píxeles se cortó y degradó en una nueva imagen de 94×98 píxeles con resolución de $0.506''/\text{pixel}$, la cual es aproximadamente igual a la resolución de las imágenes de PMAS. Aparte, se construyó una máscara de la imagen en $H\alpha$ de PMAS (37×24 píxeles) con los píxeles con intensidad mayor al 34 % del máximo de la imagen.

Se realizó la correlación cruzada (Wall & Jenkins, 2003) en dos dimensiones de la máscara de PMAS y la imagen degradada del HST en un área de confianza de 15×8 píxeles. Esta área se encuentra en la zona central de la imagen del HST, y se utilizó ya que en ambas imágenes se observa la región A (O'Connell & Mangano, 1978) de M82. El cómputo de la correlación cruzada en dos dimensiones es un procedimiento iterativo que recorre pixel a pixel el área de estudio. Para calcular el coeficiente de correlación

en una posición dada, $C(A, B)$, en donde A y B son matrices de 37 columnas (n) y 24 renglones (m) que contienen los valores de intensidad de la imagen de la máscara (A) de PMAS y de la zona de la imagen del HST cubierta por ésta (B), se utilizó la Ecuación A.1 (Russ, 2002):

$$C(A, B) = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m [(A(x_i, y_j) - \bar{A}) (B(x_i, y_j) - \bar{B})]}{\left(\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m (A(x_i, y_j) - \bar{A})^2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m (B(x_i, y_j) - \bar{B})^2 \right)^{1/2}} \quad (\text{A.1})$$

donde

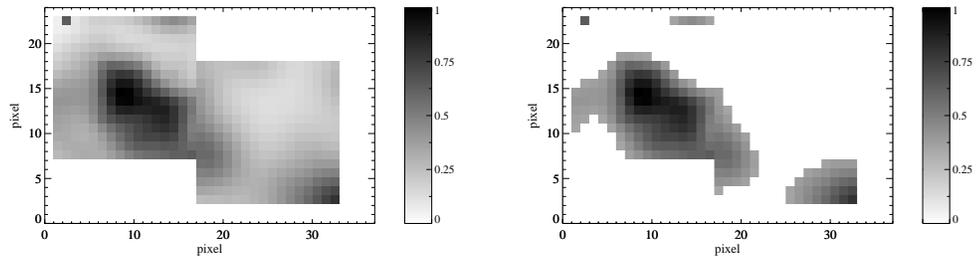
$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m A(x_i, y_j)}{n m}$$

,

$$\bar{B} = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m B(x_i, y_j)}{n m}$$

.

La posición del ajuste de la máscara de PMAS sobre la imagen degradada del HST con la que se calcula el coeficiente de correlación más alto es elegida como la posición de la imagen de PMAS sobre la imagen degradada del HST. Así, con ayuda de las coordenadas de los super cúmulos estelares en la imagen degradada del HST se pudieron asignar las posiciones de éstos en el mapa de intensidad del cociente de líneas del azufre de PMAS y calcular las densidades de las regiones HII asociadas.



(a) Imágen en $H\alpha$

(b) Máscara en $H\alpha$

Figura A.1: (a) Imágen de la línea $H\alpha$ obtenida con PMAS. (b) Máscara de alta intensidad de la imágen en $H\alpha$.

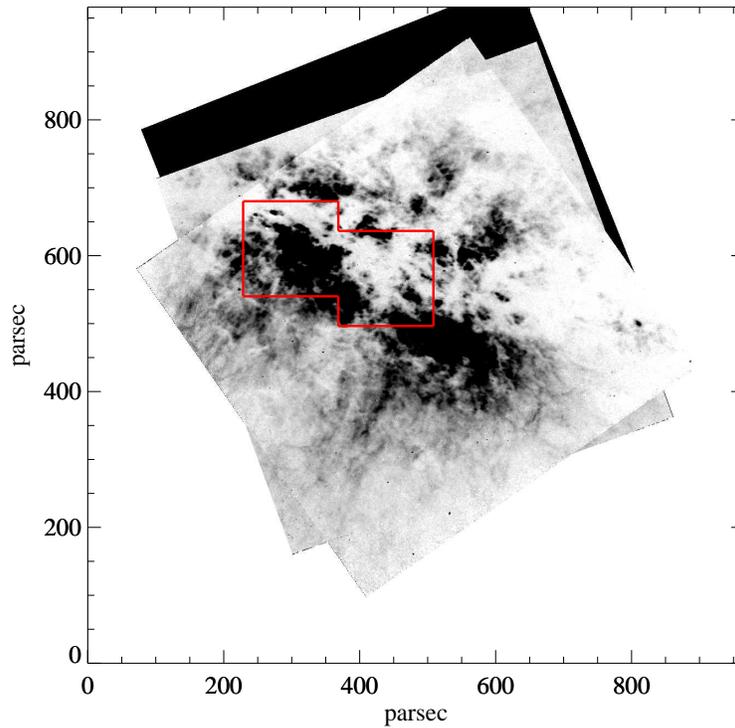


Figura A.2: Imágen del HST de la zona central de M82 en $H\alpha$ con la máscara de PMAS superpuesta en color rojo.

Índice de Figuras

2.1. Comportamiento del viento adiabático de un SCE	7
2.2. Temperatura del viento radiativo de un SCE	9
2.3. Luminosidad crítica de los SCEs	10
2.4. Presión y temperatura en el radio de estancamiento de un SCE	12
2.5. Posición de R_{es} de un SCE según su cociente L_{SCE}/L_{crit}	13
2.6. Superburbuja interestelar, estructura esquemática	15
2.7. Radio y velocidad de expansión de una superburbuja interestelar	18
3.1. Espectro de la Nebulosa de Orión (Osterbrock & Ferland, 2006).	22
3.2. Espectro de la galaxia Starburst IRAS 80339+6517	23
3.3. Ley de Schmidt en distintos tipos de galaxias	24
3.4. Número de estrellas de tipo O y tasa de supernovas en un SCE	25
3.5. Tasa de fotones UV y ancho equivalente de la línea $H\alpha$ en un SCE	26
3.6. Tasa de material expulsado y luminosidad mecánica de un SCE	27
3.7. Morfología de la galaxia M82	29
3.8. Zona central de M82	30
3.9. Parámetros de los SCEs de M82	31
4.1. Impacto de la eficiencia de calentamiento en V_∞ y L_{crit}	35
4.2. Zona del SCE en el Modelo del viento confinado	36
4.3. Estructura del Modelo del SCE con viento confinado	38
5.1. Regiones de la zona central de M82	40
5.2. Relación entre la densidad y los cocientes de líneas	41
5.3. Identificación de los SCEs de M82 en el mapa de PMAS	42
5.4. SCEs seleccionados en la zona central de M82	44
6.1. Dependencia de la eficiencia de calentamiento con ρ_\star y R_{SCE}	51

Índice de Figuras

A.1. Imágen y máscara en $H\alpha$ de PMAS	59
A.2. Imágen en $H\alpha$ del HST con la máscara de PMAS superpuesta	59

Índice de Tablas

3.1. M82, prototipo de galaxia Starburst.	28
3.2. Datos del super cúmulo estelar M82-A1 (Smith et al., 2006).	32
5.1. Identificadores de los 10 SCEs de la muestra	43
5.2. Parámetros de los 10 SCEs de la muestra seleccionada	46
6.1. Eficiencia de calentamiento de los SCEs de la muestra	50

Bibliografía

- Achtermann, J. M., & Lacy, J. H. 1995, *ApJ*, 439, 163
- Adelberger, K. L., & Steidel, C. C. 2000, *ApJ*, 544, 218
- Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Rieke, M. J., & Kelly, D. M. 2003, *AJ*, 125, 1210
- Anders, P., de Grijs, R., Fritze-v. Alvensleben, U., & Bissantz, N. 2004, *MNRAS*, 347, 17
- Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 2003, *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (Data reduction and error analysis for the physical sciences, 3rd ed., by Philip R. Bevington, and Keith D. Robinson. Boston, MA: McGraw-Hill, ISBN 0-07-247227-8, 2003.)
- Bisnovatyi-Kogan, G. S., & Silich, S. A. 1995, *Reviews of Modern Physics*, 67, 661
- Bregman, J.Ñ., Schulman, E., & Tomisaka, K. 1995, *ApJ*, 439, 155
- Calzetti, D. 2001, *PASP*, 113, 1449
- Cantó, J., Raga, A. C., & Rodríguez, L. F. 2000, *ApJ*, 536, 896
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics* (Institute for Mathematics and Its Applications)
- Castor, J., McCray, R., & Weaver, R. 1975, *ApJ*, 200, L107
- Chevalier, R. A., & Clegg, A. W. 1985, *Nature*, 317, 44
- Cottrell, G. A. 1977, *MNRAS*, 178, 577
- Crowther, P. A. 2004, in *EAS Publications Series*, Vol. 13, *EAS Publications Series*, ed. M. Heydari-Malayeri, P. Stee, & J.-P. Zahn, 1–20
- de Grijs, R., O’Connell, R. W., & Gallagher, III, J. S. 2001, *AJ*, 121, 768
- Devine, D., & Bally, J. 1999, *ApJ*, 510, 197

Bibliografía

- Dietz, R. D., Smith, J., Hackwell, J. A., Gehrz, R. D., & Grasdalen, G. L. 1986, *AJ*, 91, 758
- Dyson, J. E., & Williams, D. A. 1997, *The physics of the interstellar medium (The physics of the interstellar medium. Edition: 2nd ed. Publisher: Bristol: Institute of Physics Publishing, 1997. Edited by J. E. Dyson and D. A. Williams. Series: The graduate series in astronomy. ISBN: 0750303069)*
- Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Lutz, D., Kunze, D., & Sternberg, A. 2001, *ApJ*, 552, 544
- Franco, J. 1992, in *Star Formation in Stellar Systems*, ed. G. Tenorio-Tagle, M. Prieto, & F. Sanchez, III Canary Islands Winter School of Astrophysics, Cambridge: University Press, 515
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., Kennicutt, Jr., R. C., Ford, H. C., Graham, J. A., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Macri, L. M., & Stetson, P. B. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Gallagher, J. S., & Smith, L. J. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 322, The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters*, ed. H. J. G. L. M. Lamers, L. J. Smith, & A. Nota, 149–+
- Gordon, K. D., Pérez-González, P. G., Misselt, K. A., Murphy, E. J., Bendo, G. J., Walter, F., Thornley, M. D., Kennicutt, Jr., R. C., Rieke, G. H., Engelbracht, C. W., Smith, J.-D. T., Alonso-Herrero, A., Appleton, P.Ñ., Calzetti, D., Dale, D. A., Draine, B. T., Frayer, D. T., Helou, G., Hinz, J. L., Hines, D. C., Kelly, D. M., Morrison, J. E., Muzerolle, J., Regan, M. W., Stansberry, J. A., Stolovy, S. R., Storrie-Lombardi, L. J., Su, K. Y. L., & Young, E. T. 2004, *ApJS*, 154, 215
- Ho, L. C. 1997, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Vol. 6, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. J. Franco, R. Terlevich, & A. Serrano, 5–13
- Ho, L. C., & Filippenko, A. V. 1996, *ApJ*, 472, 600
- Holtzman, J. A., Faber, S. M., Shaya, E. J., Lauer, T. R., Groth, J., Hunter, D. A., Baum, W. A., Ewald, S. P., Hester, J. J., Light, R. M., Lynds, C. R., O'Neil, Jr., E. J., & Westphal, J. A. 1992, *AJ*, 103, 691
- Karachentsev, I. D. 2005, *AJ*, 129, 178
- Karachentsev, I. D., & Kashibadze, O. G. 2006, *Astrophysics*, 49, 3
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kim, D.-C., Sanders, D. B., Veilleux, S., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, *ApJS*, 98, 129

Bibliografía

- Koo, B.-C., & McKee, C. F. 1992, *ApJ*, 388, 93
- Lehnert, M. D., & Heckman, T. M. 1996, *ApJ*, 472, 546
- Lehnert, M. D., Heckman, T. M., & Weaver, K. A. 1999, *ApJ*, 523, 575
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., Delgado, R. M. G., Robert, C., Kune, D. F., de Mello, D. F., Devost, D., & Heckman, T. M. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Lonsdale Persson, C. J., & Helou, G. 1987, *ApJ*, 314, 513
- Luo, D., McCray, R., & Mac Low, M.-M. 1990, *ApJ*, 362, 267
- Lynds, C. R., & Sandage, A. R. 1963, *ApJ*, 137, 1005
- Mac Low, M.-M., & McCray, R. 1988, *ApJ*, 324, 776
- Mayya, Y. D., Carrasco, L., & Luna, A. 2005, *ApJ*, 628, L33
- Mayya, Y. D., Romano, R., Rodríguez-Merino, L. H., Luna, A., Carrasco, L., & Rosa-González, D. 2008, *ApJ*, 679, 404
- McKeith, C. D., Greve, A., Downes, D., & Prada, F. 1995, *A&A*, 293, 703
- Melo, V. P., Muñoz-Tuñón, C., Maíz-Apellániz, J., & Tenorio-Tagle, G. 2005, *ApJ*, 632, 684
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., Leitherer, C., Kinney, A., Robert, C., & Garnett, D. R. 1995, *AJ*, 110, 2665
- O'Connell, R. W., Gallagher, III, J. S., Hunter, D. A., & Colley, W.Ñ. 1995, *ApJ*, 446, L1
- O'Connell, R. W., & Mangano, J. J. 1978, *ApJ*, 221, 62
- Ohyama, Y., Taniguchi, Y., Iye, M., Yoshida, M., Sekiguchi, K., Takata, T., Saito, Y., Kawabata, K. S., Kashikawa, N., Aoki, K., Sasaki, T., Kosugi, G., Okita, K., Shimizu, Y., Inata, M., Ebizuka, N., Ozawa, T., Yadoumaru, Y., Taguchi, H., & Asai, R. 2002, *PASJ*, 54, 891
- Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei (Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei, 2nd. ed. by D.E. Osterbrock and G.J. Ferland. Sausalito, CA: University Science Books, 2006)*
- Rieke, G. H., Lebofsky, M. J., Thompson, R. I., Low, F. J., & Tokunaga, A. T. 1980, *ApJ*, 238, 24

Bibliografía

- Russ, J. C. 2002, *The image processing handbook* (The image processing handbook, 4nd. ed. by John.C. Russ, CRC Press, 2002)
- Satyapal, S., Watson, D. M., Pipher, J. L., Forrest, W. J., Coppenbarger, D., Raines, S.Ñ., Libonate, S., Piche, F., Greenhouse, M. A., Smith, H. A., Thompson, K. L., Fischer, J., Woodward, C. E., & Hodge, T. 1995, *ApJ*, 448, 611
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Shopbell, P. L., & Bland-Hawthorn, J. 1998, *ApJ*, 493, 129
- Silich, S., Tenorio-Tagle, G., & Hueyotl-Zahuantitla, F. 2008, *ApJ*, 686, 172
- Silich, S., Tenorio-Tagle, G., & Muñoz-Tuñón, C. 2007, *ApJ*, 669, 952
- Silich, S., Tenorio-Tagle, G., & Rodríguez-González, A. 2004, *ApJ*, 610, 226
- Slavin, J. D., & Cox, D. P. 1993, *ApJ*, 417, 187
- Smith, L. J., Westmoquette, M. S., Gallagher, J. S., O'Connell, R. W., Rosario, D. J., & de Grijs, R. 2006, *MNRAS*, 370, 513
- Sofue, Y. 1998, *PASJ*, 50, 227
- Spitzer, L. 1965, *Physics of fully ionized gases* (Interscience Tracts on Physics and Astronomy, New York: Interscience Publication, 1965, 2nd rev. ed.)
- Spitzer, Jr., L. 1998, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (Physical Processes in the Interstellar Medium, by Lyman Spitzer, pp. 335. ISBN 0-471-29335-0. Wiley-VCH, May 1998.)
- Stevens, I. R., Blondin, J. M., & Pollock, A. M. T. 1992, *ApJ*, 386, 265
- Strickland, D. K., Ponman, T. J., & Stevens, I. R. 1997, *A&A*, 320, 378
- Telesco, C. M., Joy, M., Dietz, K., Decher, R., & Campins, H. 1991, *ApJ*, 369, 135
- Tenorio-Tagle, G., Wunsch, R., Silich, S., & Palouš, J. 2007, *ApJ*, 658, 1196
- Terlevich, R. 1997, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 6, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. J. Franco, R. Terlevich, & A. Serrano, 1–4
- Terlevich, R. J. 2001, in *Advanced Lectures on the Starburst-AGN*, ed. I. Aretxaga, D. Kunth, & R. Mujica, 279–302
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium* (The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium, by A. G. G. M. Tielens, pp. . ISBN 0521826349. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005.)

Bibliografía

- Tsuru, T. G., Ozawa, M., Hyodo, Y., Matsumoto, H., Koyama, K., Awaki, H., Fujimoto, R., Griffiths, R., Kilbourne, C., Matsushita, K., Mitsuda, K., Ptak, A., Ranalli, P., & Yamasaki, N. Y. 2007, PASJ, 59, 269
- Wall, J. V., & Jenkins, C. R. 2003, Practical Statistics for Astronomers (Princeton Series in Astrophysics)
- Wang, J., Heckman, T. M., & Lehnert, M. D. 1998, ApJ, 509, 93
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, ApJ, 218, 377
- Weedman, D. W. 1983, ApJ, 266, 479
- Westmoquette, M. S., Smith, L. J., Gallagher, III, J. S., O'Connell, R. W., Rosario, D. J., & de Grijs, R. 2007, ApJ, 671, 358
- Whitmore, B. C., Schweizer, F., Leitherer, C., Borne, K., & Robert, C. 1993, AJ, 106, 1354
- Wünsch, R., Silich, S., Palouš, J., & Tenorio-Tagle, G. 2007, A&A, 471, 579
- Wünsch, R., Tenorio-Tagle, G., Palouš, J., & Silich, S. 2008, ApJ, 683, 683
- Yun, M. S., Ho, P. T. P., & Lo, K. Y. 1994, Nature, 372, 530