



BENÉMERITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA  
DE PUEBLA

FACULTAD CIENCIAS FÍSICO  
MATEMÁTICAS

ANÁLISIS DE BURBUJAS  
IONIZADAS EN LA GALAXIA  
ESPIRAL M81

T E S I S

Para obtener el grado de:  
**Licenciado en Física**

Presenta:  
**Palmira Jiménez Hernández**

Asesor de tesis:  
**Dr. Yalia Divakara Mayya**

Puebla, Pue. Julio 2016





# Agradecimientos

*A mis padres,*

Eugenia y Cenobio, por su constante apoyo tanto moral como económico para permitirme estudiar la universidad en un estado distinto al de mi origen.

*A mi hermano,*

José Alberto, por ayudarme a ser fuerte y constante en los momentos más difíciles.

*A mis amigas de la universidad,*

Estefania, Samantha, Laura y Andrea que me han brindado su apoyo cuando lo he necesitado.

*A mi asesor de tesis,*

el Dr. Yalia Divakara Mayya investigador del Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica por sus asesorías, recursos literarios y el apoyo para la realización del trabajo.

*A los investigadores,*

el Dr. Abraham Luna Castellanos y al Dr. Daniel Rosa González que se desempeñan en el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica que me apoyaron en asesorías especializadas.

*A la estudiante de doctorado,*

Mayra Santiago Cortés que asiste al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, por asistirme durante el desarrollo de la tesis.

*Al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica,*

que me permitió acceder a sus instalaciones, así como a sus servicios de biblioteca, informática y apoyo económico durante la estancia del Servicio Social que dió inicio a la presente Tesis.

*Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología,*

por la beca otorgada bajo el proyecto con No. De Re.: CB-2010-155142 a cargo del Dr. Yalia Divakara Mayya.



# Índice general

Agradecimientos	III
Índice general	III
Índice de figuras	VI
Índice de tablas	VIII
Resumen	XI
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Estrellas . . . . .	3
1.1.1. Clasificación espectral . . . . .	4
1.1.2. Diagrama Hertzsprung-Russell . . . . .	8
1.1.3. Evolución estelar . . . . .	10
1.2. Medio interestelar . . . . .	16
1.2.1. Polvo interestelar . . . . .	16
1.2.2. Gas interestelar . . . . .	17
1.2.3. Hidrógeno en el ISM . . . . .	18
1.3. Viento estelar . . . . .	19
1.3.1. Modelos teóricos de Viento estelar . . . . .	20
1.3.2. Detección observacional de vientos estelares . . . . .	21
1.3.3. Parámetros generales . . . . .	22
1.4. Interacción ISM-Viento . . . . .	24
1.4.1. Estructura de la interacción viento-ISM . . . . .	24
1.4.2. Modelos de interacción . . . . .	29
1.4.3. Deposición de masa y energía en el ISM . . . . .	30
1.5. <i>Wind bubbles</i> y <i>superbubbles</i> . . . . .	32
1.5.1. Evolución de una <i>wind bubble</i> . . . . .	32
1.5.2. La expansión <i>snowplow</i> de una <i>wind bubble</i> . . . . .	37
1.5.3. Superbubbles . . . . .	42
<b>2. Observaciones y muestreo de <i>Bubbles</i> ionizadas en M81</b>	<b>45</b>
2.1. Observaciones . . . . .	46
2.2. Muestra de <i>Bubbles</i> ionizadas . . . . .	48
<b>3. Análisis</b>	<b>53</b>
3.1. Ajuste a una <i>Ley de Potencias</i> . . . . .	55
3.2. Ajuste a una distribución Log-normal . . . . .	56
3.3. Estimación de $L_w$ . . . . .	61
3.3.1. <i>Bubbles con una estrella</i> . . . . .	62
3.3.2. <i>Bubbles con varias estrellas</i> . . . . .	62
3.3.3. <i>Bubbles compactas</i> . . . . .	63

<b>4. Discusión y conclusiones</b>	<b>65</b>
4.1. Comparación con datos observacionales . . . . .	65
4.2. Limitaciones de la metodología . . . . .	70
<b>Bibliografía</b>	<b>73</b>
<b>Apéndice A:</b>	
<b>Población de <i>bubbles</i></b>	<b>75</b>

# Índice de figuras

1.1.	La imagen superior muestra una sección de un espectro estelar y la imagen inferior muestra la curva de intensidad correspondiente. La escala observada en la imagen inferior es de nanometros. Recuperado de <i>Fundamental Astronomy</i> de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 208. . . . .	4
1.2.	Espectros de dos estrellas entre 375 y 390nm.(a) Vega de tipo espectral A0. (b) Aldebaran de tipo espectral K5. Recuperado de <i>Fundamental Astronomy</i> de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 210 . . . . .	5
1.3.	Diagrama H-R . . . . .	9
1.4.	Transporte de energía en la fase de secuencia principal. (a) Estrellas con $M < 0,26M_{\odot}$ son convectivas. (b) Para estrellas $0,26M_{\odot} < M < 1,5M_{\odot}$ el núcleo es radiativo y la envoltente convectiva. (c) Las estrellas con $M > 1,5M_{\odot}$ tienen un núcleo convectivo y una envoltente radiativa. Recuperado de <i>Fundamental Astronomy</i> de H. Karttunen, P. Kröger, Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 249 . . . . .	13
1.5.	Estructura de una estrella masiva ( $30 M_{\odot}$ ) en una etapa de evolución avanzada. La estrella consiste de capas con diferente composición separadas por cáscaras de combustión nuclear. Recuperado de <i>Fundamental Astronomy</i> de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 251. . . . .	15
1.6.	Esquema de la región de interacción viento-ISM y el cambio en la velocidad, densidad y temperatura del material a lo largo de las zonas 1, 2, 3 y 4 de la región de interacción. La zona 5 es el ISM no perturbado . . . . .	25
1.7.	Estructura de un frente de choque con respecto al gas no perturbado del ISM y con respecto al sistema de referencia donde el frente de choque está en reposo. . . . .	26
1.8.	<b>(a)</b> Remanente de Supernova (SNR) 0509-67.5 en la Gran Nube de Magallanes (LMC). Esta imagen es el resultado de la combinación de imágenes del Telescopio Espacial Hubble (HST) y del Observatorio espacial Chandra de Rayos X. Recuperada de: <a href="http://apod.nasa.gov/apod/ap120112.html">http://apod.nasa.gov/apod/ap120112.html</a> . <b>(b)</b> Imagen compuesta de una <i>wind bubble</i> en la constelación del Cisne (2008). Recuperado de: <a href="http://apod.nasa.gov/apod/ap081113.html">http://apod.nasa.gov/apod/ap081113.html</a> . . . . .	32
1.9.	Esquema del viento estelar expandiéndose libremente hasta el primer choque con el ISM. La energía cinética se convierte en energía térmica, calentando la <i>bubble</i> , R1; la cual empuja una cascara, R2 $\approx$ R3, en la región HII; y a su vez esta empuja una cascara, R4, en el ISM. . . . .	33
1.10.	Esquema de la fase de libre expansión. . . . .	34
1.11.	Esquema de la fase de expansión adiabática. . . . .	36
1.12.	Esquema de la fase snowplow conservación de energía. . . . .	39
1.13.	Esquema de la fase snowplow conservación del momento. Recuperado de Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P., <i>Introduction to Stellar Winds</i> (1999), Cambridge University Press, p. 367. . . . .	41
1.14.	Henize 70, <i>superbubble</i> en la Gran Nube de Magallanes (LMC) de 300 años luz de diámetro. Imagen compuesta recuperado de: <a href="http://apod.nasa.gov/apod/ap991130.html">http://apod.nasa.gov/apod/ap991130.html</a> . . . . .	43
2.1.	Representación del modelo RGB. . . . .	46

2.2.	Regiones estudiadas de la galaxia M81. . . . .	47
2.3.	Campo de observación R02 en RGB. . . . .	48
2.4.	RGB de algunas bubbles de la muestra. . . . .	49
2.5.	Distribución espacial del muestreo de <i>Bubbles</i> , superpuestas en una imagen de GALEX. . . . .	51
3.1.	Histogramas del radio de la muestra de burbujas ionizadas. . . . .	54
3.2.	Ejemplos de curvas de la función Power Law. . . . .	56
3.3.	Ajuste a una función de <i>Ley de Potencias</i> sobre los valores obtenidos en el histograma de distribución de la muestra de <i>Bubbles con una estrella</i> . . . . .	57
3.4.	Ajuste a una función de <i>Ley de Potencias</i> sobre los valores obtenidos en el histograma de distribución de la muestra de <i>Bubbles con varias estrellas</i> . . . . .	57
3.5.	Ajuste a una función de <i>Ley de Potencias</i> sobre los valores obtenidos en el histograma de distribución de la muestra de <i>Bubbles compactas</i> . . . . .	58
3.6.	Distribución log-normal. . . . .	58
3.7.	Ajuste <i>Lognormal</i> al histograma del radio de la muestra de <i>Bubbles con una estrella</i> . . . . .	60
3.8.	Ajuste <i>Lognormal</i> al histograma del radio de la muestra de <i>Bubbles con varias estrellas</i> . . . . .	60
3.9.	Ajuste <i>Lognormal</i> al histograma del radio de la muestra de <i>Bubbles compactas</i> . . . . .	61

# Índice de tablas

1.1. Clasificación espectral estelar . . . . .	6
1.2. Clases de luminosidad estelar . . . . .	7
1.3. Tiempo de vida estelar . . . . .	11
1.4. Propiedades generales del gas y polvo interestelar . . . . .	19
1.5. Parámetros de vientos estelares . . . . .	23
2.1. Datos generales de M81 . . . . .	46
2.2. Categorías en la clasificación de <i>Bubbles</i> en la muestra de estudio. . . . .	50
4.1. Parámetros estelares . . . . .	66
4.2. Parámetros estelares . . . . .	67
4.3. Parámetros estelares . . . . .	68
4.4. Valores de $R_{st}$ para una esfera y una cáscara de Strömgren de estrellas en la secuencia principal. . . . .	71
4.5. Clases de luminosidad estelar . . . . .	75
4.6. Clases de luminosidad estelar . . . . .	76
4.7. Clases de luminosidad estelar . . . . .	77
4.8. Clases de luminosidad estelar . . . . .	77
4.9. Clases de luminosidad estelar . . . . .	78
4.10. Clases de luminosidad estelar . . . . .	79
4.11. Clases de luminosidad estelar . . . . .	80



# Resumen

Los estudios del *viento estelar* han aumentado en las últimas cuatro décadas. Esto se debe principalmente a dos razones: Uno, al avance de observaciones espectroscópicas sobre un enorme rango del espectro electromagnético y a la alta resolución de imágenes tomadas de telescopios terrestres y espaciales. Y dos, al resultado de muchos estudios teóricos que explican los mecanismos básicos de los vientos estelares y las interacciones con sus alrededores. En consecuencia, dado que es resultado de la interacción del viento estelar con el medio interestelar circundante, el conocimiento acerca de las *Wind Bubbles* se ha incrementado.

En esta tesis, a través de un estudio estadístico mediante funciones de distribución de probabilidad se obtienen cuantitativamente comparaciones entre los valores reportados en la literatura y nuestro análisis, de valores de luminosidad del viento estelar,  $L_w$ , que liberan estrellas masivas que han formado *Wind Bubbles*. Se usó como variable aleatoria el radio de las *bubbles*, y se encontraron medidas de centralización y de dispersión. Las comparaciones entre nuestro estudio y los datos observacionales nos permitieron discutir el tipo espectral de las estrellas involucradas con las muestras de *bubbles*.

En este trabajo se identifican y caracterizan *bubbles* de gas ionizado a partir de imágenes del ACS (Advanced Camera for Surveys) del *Telescopio Espacial Hubble* en los filtros F435W, F606W y F814W de M81. La identificación de elementos de la muestra de estudio se realizó con el programa DS9, mientras que los cálculos y representaciones gráficas se realizaron mediante la programación en *Python*.

El documento es constituido por un total de 4 capítulos. En el Capítulo 1 presentamos como introducción al trabajo, conocimientos básicos necesarios para la comprensión de las observaciones y modelos teóricos de las *Wind Bubbles*. El Capítulo 2 se centra en describir el muestreo de regiones de gas ionizados con la morfología de *bubble*. A continuación, en el Capítulo 3 se expone el análisis estadístico y los cálculos de  $L_w$  basados en el conjunto de datos reunidos del muestreo anterior y datos generales de la literatura. Finalmente, en el Capítulo 4 se presenta una discusión acerca de los resultados presentados en el capítulo anterior con datos reportados en artículos científicos, así como las conclusiones.



# Capítulo 1

## Introducción

En el vasto espacio entre las estrellas se halla una gran cantidad de material en forma de gas y polvo. El medio interestelar (ISM) de nuestra Galaxia probablemente tiene una masa de varios miles de millones de  $M_{\odot}$ . Entonces, la masa del material en el ISM no es una cantidad insignificante. A pesar de todo, su presencia es menos obvia que la presencia de las estrellas, ya que, en contraste, el gas interestelar se propaga escasamente sobre las vastas distancias entre las estrellas; este gas difuso es mucho más enrarecido que el mejor vacío producido en los laboratorios terrestres. Por lo tanto, la gravedad juega un rol relativamente menor, debido a esto, los astrónomos tardaron en darse cuenta de la existencia de gas y polvo interestelar en la Galaxia.

El medio interestelar es el reservorio donde se forman nuevas estrellas, y que a su vez es enriquecido con nuevo material y energía proveniente de estas. La energía generada en las estrellas es absorbido y reemitido por el medio interestelar en distintas formas, las cuales se pueden estudiar para indicar las condiciones físicas dentro de este medio. El material enriquecido por elementos pesados es expulsado por las estrellas, este se mezcla con el gas existente, y se condensa para formar nuevas estrellas, determinando de esta manera la evolución de la Galaxia durante varios billones de años. Probablemente las interacciones dominantes en este ‘ciclo ecológico’ entre las estrellas y el ISM son los efectos dinámicos que las estrellas OB causan a sus alrededores, a través de vientos estelares a lo largo de su vida y con eventos de supernova (SN) a su muerte.

Durante las últimas décadas los astrónomos han descubierto que casi todas las estrellas están perdiendo masa en forma de vientos estelares durante una gran parte de su vida. Esta pérdida de masa afecta su evolución, desde su origen hasta su muerte. Esto también conduce a espectaculares interacciones entre vientos estelares supersónicos y el medio interestelar que dan lugar a las nebulosas planetarias y nebulosas anulares, y a bubbles y superbubbles interestelares. La devolución de materia que afectan las estrellas al medio interestelar y la formación de bubbles y superbubbles cambia la composición de las galaxias y afecta sus propiedades cinemáticas.

Las estrellas O de secuencia principal, supergigantes O, estrellas WR, y supergigantes B producen vientos estelares que son capaces de formar pequeñas burbujas en el ISM (Castor, McCray & Weaver 1975). Cuando una estrella masiva ( $> 8M_{\odot}$ ) alcanza el fin de su vida, explota como una supernova. La onda de la explosión en expansión choca y arrastra el ISM, produciendo una *bubble* energética de gas caliente rodeada por una densa cascáa de material barrido, parecido a una remanente de supernova (SNR). La SNR se extiende hasta que la cascáa comienza a desacelerar y a romperse debido a inestabilidades hidrodinámicas. Los vientos y la SN de una estrella masiva depositará, en promedio, del orden de  $10^{50} \text{ergs}$  en el ISM. Además los vientos combinados y las SN de un cúmulo de estrellas OB son capaces

## 1. INTRODUCCIÓN

---

de producir a gran escala *superbubbles* ( $\approx 100pc$  de radio) en el ISM. El rompimiento de la cascáara de una gran *superbubble* podría ser un mecanismo de producción de nubes moleculares y atómicas (McCray & Kafatos 1987, Cioffi & Shull 1991).

Tal vez los aspectos más significativos de la interacción de viento-ISM es la actividad asociada con regiones de formación estelar, en nubes moleculares densos ( $n_0 > 10^4 cm^{-3}$ ). Las nubes moleculares representan alrededor de la mitad de la masa del ISM ( $\approx 5 \times 10^9 M_\odot$ ), y como el nombre lo indica, son grandes nubes de polvo y material molecular compuesto en su mayoría de  $H_2$ ,  $CO$  ( $CO/H_2 = 8 \times 10^{-5}$ ), y pequeñas cantidades de simples (ej.,  $NH_3$ ) y complejas (ej.,  $NH_2CH_2COOH$ ) moléculas orgánicas (Irvine *et al.* 1985). Las densidades de  $H_2$  en estas nubes están en el rango de 10 a  $10^6$  *partículas*  $cm^{-3}$ , y las nubes típicamente tienen temperaturas en un rango de 10 a  $50K$ . Algunas de estas nubes fueron observadas en nuestra Galaxia por los primeros astrónomos, como enormes áreas oscuras de la Vía Láctea donde el polvo y el gas denso dentro de las nubes moleculares bloquean la luz de las estrellas del fondo. De tales áreas, Cygnus Rift es una de las más grandes y es fácilmente apreciable a simple vista. Esta región representa una de las más cercanas y complejas nubes moleculares gigantes (GMC) en la Galaxia.

Las GMCs son probablemente construidas por una agrupación colisional de nubes más pequeñas y están en gran medida confinados a  $|z| \lesssim 150pc$  (Cohen & Thaddeus 1977), donde  $z$  representa la altitud sobre el plano Galáctico. Las GMCs parecen muy estables frente al colapso en caída libre en las estrellas, probablemente como resultado del soporte magnético y turbulento, aunque la mayoría de ellas apoyan alguna formación estelar. La presencia de GMCs en la region entre los brazos espirales sugiere que sus tiempos de vida son tan largos como  $10^8$  años, el tiempo entre pasajes del brazo espiral y aproximadamente 30 veces el tiempo del colapso en caída libre de la nube (Scoville & Sanders 1987).

Por lo anterior podemos decir que los grupos de estrellas de mayor masa parecen formarse sólo bajo condiciones especiales, pero cuando lo hacen, varios grupos OB pueden formarse en la misma nube (Scoville & Sanders 1987). Estas condiciones especiales pueden involucrar una onda de choque dentro de las nubes, induciendo el inicio de la formación estelar (Elmegreen & Lada 1977). Las SNRs y las superbubbles pueden jugar un rol importante en este proceso. Los choques de la primera generación de estrellas también puede inducir la formación de un grupo subsecuente, mientras la formación estelar se propaga a través de la nube. Una vez iniciado una formación estelar masiva, las nubes pueden ser rápidamente destruidas dado que una estrella O puede separar  $1000M_\odot$  en tan sólo un millón de años. Únicamente cerca del 1% de la masa de una nube eventualmente termina como estrella (Welch 1993).

La imagen temprana del ISM fue una relativamente simple. Se pensaba que las nubes moleculares existían dentro de un sustrato de gas de hidrógeno atómico. Se pensaba que el gas ionizado existían únicamente dentro de pequeñas regiones localizadas alrededor de regiones HII y estrellas calientes. Esta imagen de la ISM cumple con el ‘modelo ISM de 2 fases’ (Field, Goldsmith, & Habing 1969) que consiste en nubes frías integradas en un medio internube caliente, intercalados con regiones HII ionizados alrededor de estrellas OB. Estudios en los filtros óptico y  $H\alpha$  del cielo (Sivan 1974; Palomar Optical Sky Survey) parecen apoyar esta distribución de gas ionizado.

Este modelo de 2 fases fue cambiado en años recientes con la suposición de que el gas caliente conmosionado ( $> 10^6 K, n \approx 3 \times 10^{-3} cm^{-3}$ ) puede ser un componente mucho más significativo en el ISM de lo que fue supuesto previamente, y que el gas HII no está restringida a la vecindad inmediata de estrellas calientes, que de hecho es un componente generalizado del ISM. Aunque la fuente de ionización para este gas es poco claro, las fuentes más probables son las estrellas O y las SNRs. Entonces, es claro que la estructura del ISM está

profundamente afectado por la evolución de las SNR y *superbubbles* de agrupaciones OB. Ya que ellos pueden jugar un rol muy grande en el comienzo de la formación estelar y en la formación de GMCs.

Para adentrarnos en el contenido de esta tesis en este primer capítulo introduciremos conocimientos y conceptos básicos fundamentales para el entendimiento de las observaciones y teorías desarrolladas para el estudio de las *wind bubbles*.

## 1.1. Estrellas

El concepto de *estrella* es fundamental en el campo de la astrofísica, el origen de la palabra viene del latín *stella*. Este término fue acuñado para referirse a gigantescas esferas de gas, cuya masa les permite ser autogravitantes y dar lugar a temperaturas lo suficientemente altas en su interior para generar energía a partir de reacciones termonucleares. El hecho de ser autogravitante implica que en el interior de la estrella es caliente para mantener la presión térmica que se opone a la acción de la fuerza de gravedad, entonces se logra un estado de equilibrio hidrostático. El calor de la estrella fluye continuamente hacia el universo frío. La pérdida continua de calor eventualmente forzará a que la estrella se contraiga y se haga cada vez más y más caliente.

El calor de una estrella se transmite fuera de ella en forma de radiación<sup>1</sup>, en otras palabras, la estrella emite cierta luminosidad ( $L$ ),

$$L = 4\pi R^2 F$$

donde  $R$  y  $F$  son el radio y el flujo de energía (o brillo aparente)<sup>2</sup> de la estrella respectivamente. La fuente de energía que mantiene la luminosidad de una estrella son las reacciones termonucleares<sup>3</sup>. La reacción termonuclear en la cual se produce un núcleo de Helio más un excedente de energía a partir de cuatro núcleos de Hidrógeno es fundamental en la evolución de las estrellas:



En principio, las reacciones de termonucleares que se llevan a cabo dentro de la estrella es convertir el Hidrógeno en Helio y el Helio en elementos más pesados hasta llegar al Hierro. El Hierro es el elemento más pesado en participar en estas reacciones debido a que la fusión de elementos más pesados absorbe energía en lugar de liberarla.

Es importante señalar que no todas las estrellas se encuentran en las mismas condiciones durante su nacimiento por lo cual su evolución también es distinta. Estas diferencias se pueden percibir observando a las estrellas, en el cielo nocturno a simple vista, o con instrumentos astronómicos. Las diferencias aparentes dieron lugar a que Hiparco alrededor del año 130 a.C., y Ptolomeo, en el año 150 d.C. clasificaran las estrellas visibles sin necesidad de instrumentos ópticos en 6 grupos de acuerdo a su *magnitud* (o brillo). Actualmente a esta propiedad se le llama *magnitud aparente* ( $m$ ) a la magnitud de la estrella observada desde la Tierra, mientras que a la magnitud intrínseca ( $M$ ) a la magnitud observada a una distancia de  $10 \text{ pc}^4$  de la estrella.

<sup>1</sup>Dentro de la estrella la forma de transmisión del calor es de forma convectiva, radiativa o una combinación de ambas, dependiendo de las características de la estrella.

<sup>2</sup>Energía por unidad de área por unidad de tiempo emitida por la estrella.

<sup>3</sup>Una reacción termonuclear es una reacción de fusión, mediante este proceso elementos más pesados son sintetizados a partir de elementos más ligeros, generalmente liberan energía.

<sup>4</sup>Un pársec es equivalente a  $3,09 \times 10^{16} \text{ m}$  o  $3,26 \text{ años luz}$ .

## 1. INTRODUCCIÓN

El conocimiento estelar actual proviene de las observaciones hechas a distintas longitudes de onda. La descomposición de la *luz*<sup>5</sup> proveniente de una estrella nos permite obtener su espectro y de este obtenemos la *curva de intensidad* (Ver figura 1.1), la cual muestra el flujo de la luz captada de la estrella. El estudio de los espectros nos brindan información acerca de las propiedades físicas de la superficie de la estrella. En particular, estudiando la intensidad de varias líneas de absorción; masas estelares, temperaturas y composiciones pueden ser deducidas. La forma de las líneas espectrales, también llamada *perfil de línea* contienen información detallada acerca de procesos atmosféricos estelares.

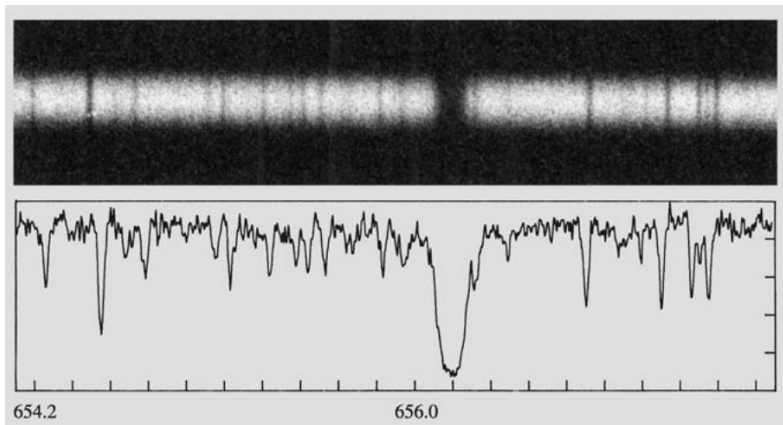


Figura 1.1: La imagen superior muestra una sección de un espectro estelar y la imagen inferior muestra la curva de intensidad correspondiente. La escala observada en la imagen inferior es de nanómetros. Recuperado de *Fundamental Astronomy* de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 208.

El espectro de una estrella consiste de un espectro continuo o un continuo con líneas espectrales angostas superpuestas. Una forma simple de explicar las líneas características en el espectro estelar es exponiendo el hecho de que los átomos en la atmósfera estelar absorben determinadas longitudes de onda dependiendo de los elementos químicos que la conforman, dejando “bandas” negras en lugares específicos del espectro. Las longitudes de onda absorbidas pertenece a la radiación emitida por el interior de la estrella. En general, todas las capas que conforman la estructura (núcleo, superficie, atmósfera, etc.) estelar emiten y absorben radiación, pero el resultado neto de estos procesos es la atenuación de la energía radiada en la longitudes de onda de las líneas de absorción mostradas en el espectro.

### 1.1.1. Clasificación espectral

Dada la variedad en las características de las estrellas estudiadas, fue necesario encontrar formas de identificarlas y clasificarlas. La *clasificación de tipo espectral* es una manera de señalar los distintos tipos de estrellas en base a la intensidad de sus líneas espectrales.

La idea básica detrás de la clasificación tipo espectral es que, para la composición química de la superficie estelar el patrón de líneas de absorción dependen de la temperatura y la presión que ahí hay. De esto se desprende una gran variedad de espectros estelares derivada de las variaciones de las temperaturas superficiales derivadas a su vez de variaciones de la composiciones químicas y/o presiones superficiales. Por ende, la clasificación se basa principalmente en líneas sensibles a la temperatura estelar<sup>6</sup>, como lo son las líneas de Balmer (H

<sup>5</sup>En este trabajo denotaremos como *luz* al conjunto de todas las longitudes de onda.

<sup>6</sup>En lo siguiente nos referiremos a la temperatura superficial cuando se mencione la temperatura de una estrella a menos que se indique lo contrario.

I), líneas de He I, He II, líneas de Fe, las líneas H y K del doblete del Ca II, la banda G de la molécula de CH y líneas de TiO.

Las etiquetas usadas en esta clasificación fueron algunas letras del alfabeto latino en mayúscula. Con el paso de los años y al tomar en cuenta que a ciertas temperaturas elevadas el hidrógeno se ioniza entre otras cosas el orden de las etiquetas de esta clasificación que en un inicio estaban ordenadas alfabéticamente ha cambiado de orden. En la tabla 1.1 se muestran los tipos espectrales con las estrellas y las líneas de emisión características de su espectro.

Otros tipos espectrales son los tipos Q, P y W usadas para denotar a las *novas*, nebulosas planetarias y estrellas Wolf-Rayet respectivamente, en las secciones siguientes profundizaremos en mayor medida en este tipo de objetos.

Los tipos espectrales también son divididos en subclases denotadas por los números 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9, siendo la cifra más pequeña la etiqueta que indica el tipo espectral con la temperatura superficial más elevada. En ocasiones son usados los decimales, por ejemplo, A5.3 (Ver figura 1.2).

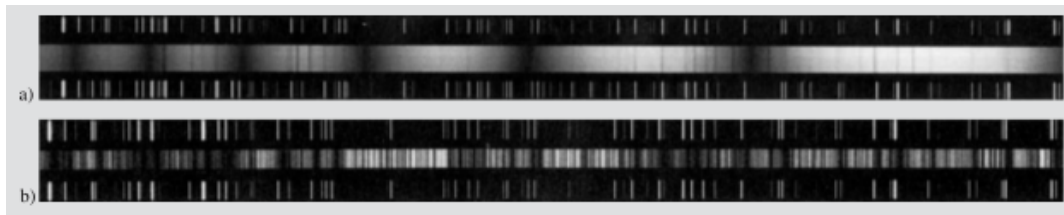


Figura 1.2: Espectros de dos estrellas entre 375 y 390nm. (a) Vega de tipo espectral A0. (b) Aldebaran de tipo espectral K5. Recuperado de *Fundamental Astronomy* de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 210

Al aproximar la estrella a un *cuerpo negro*<sup>7</sup>, la temperatura superficial que debería tener la estrella para emitir la radiación observada se le llama *temperatura efectiva*,  $T_e$ , por lo que la temperatura superficial de la estrella que se plantea en la tabla 1.1 se refiere a la temperatura efectiva de la estrella. Como veremos en el resto del trabajo esta variable es muy usada para el estudio de las estrellas, por lo que es importante conocerla.

La clasificación de tipo espectral únicamente toma en consideración el efecto de la temperatura en el espectro, sin embargo, en general, para las estrellas del mismo tipo espectral las líneas más estrechas son usualmente producidas por estrellas más luminosas. Entonces, para una descripción más completa de los tipos espectrales se debe tomar en cuenta la luminosidad de la estrella, ya que dos estrellas con la misma temperatura efectiva podrían tener una gran diferencia en sus luminosidades. La *clasificación espectral bidimensional Morgan-Keenan (M-K)* que tiene como parámetros a la  $T_e$  y la  $L$ , estableció seis diferentes *clases de luminosidad*. Cada clase de luminosidad fue designada por un número romano (Ver tabla 1.2), siendo el de menor valor el indicador de una mayor luminosidad. Ahora, con ambas clasificaciones podemos etiquetar al Sol como una estrella de tipo G2 V, y a Betelgeuse, una estrella variable pulsante, como una estrella M2 Ia.

La división entre clases de luminosidad se basa en la dependencia del ancho de las líneas espectrales con gravedad superficial estelar y a esta a su vez está estrechamente relacionada con de la luminosidad estelar. Esto se puede ver claramente a partir de la comparación entre

<sup>7</sup>Es un cuerpo ideal, el cual absorbe toda la radiación luminosa incidente y lo re-emite en radiación térmica manteniendo así su temperatura constante.

## 1. INTRODUCCIÓN

---

Tipo espectral	Temperatura superficial (K)	Estrella	Líneas espectrales
O	20 000-35000	Azul	Líneas de múltiples átomos ionizados: He III, C III, N III, O III, Si V. He II es visible. Las líneas de H I son débiles.
B	15 000	Blanca-azul	He II no es visible. Las líneas de He I son más fuertes en B2, se debilitan y desaparecen en B9. O II, Si II y Mg II son observables, y las de líneas de H I son más fuertes.
A	9 000	Blanca	Las líneas del H I son muy fuertes en A0 y dominan. Las líneas H y K de Ca II se vuelven más fuertes. He I no es visible. Comienzan a aparecer las líneas de los metales neutros.
F	7 000	Blanca-amarilla	Las líneas de H I son más débiles, las líneas H y K de Ca II son más fuertes. Los metales ionizados aumentan: Fe I, Fe II, Cr II, Ti II, etc.
G	5 500	Amarilla	H I aún es débil. Las líneas H y K son muy fuertes, llegando a un máximo en G0. La banda G es visible. Las líneas de metales son fuertes. Las líneas de CN son vistas en estrellas gigantes.
K	4 000	Amarillo-naranja	Dominan líneas de metales. Líneas de H I son insignificantes. Ca I a 422.7nm es visible. Son fuertes las líneas H y K, y la banda G. Las bandas de TiO son visibles en K5.
M	3 000	Roja	Las bandas de TiO y Ca I a 422.7nm son más fuertes. Muchas líneas de metales neutros.
L	2 000	Café	Las bandas TiO y VO desaparecen a comienzos de esta clase. Fuertes y anchas líneas de Na I y K I.
T	1 000	Enana café	Son fuertes las bandas de absorción de CH <sub>4</sub> y H <sub>2</sub> O.
C	3 000	Estrella de carbono	Bandas moleculares muy intensas: C <sub>2</sub> , CN, CO, CH, etc. Líneas de TiO ausentes. Líneas del espectro parecidas a los tipos M y K.
S	3 000	Roja de baja temperatura	La banda ZrO es muy clara. Otras bandas moleculares: LaO, YO, TiO, etc.

Tabla 1.1: Clasificación espectral desarrollado en el Observatorio de Harvard (EU)

Clase	Tipo de estrella
Ia-O	Supergigantes extremadamente luminosas
Ia	Supergigantes luminosas
Ib	Supergigantes menos luminosas
II	Gigantes brillantes
III	Gigantes
IV	Subgigantes
V	Secuencia principal (enanas)
VI	Subenanas
D	enanas blancas

Tabla 1.2: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.

las estrellas gigantes y enanas, ya que sus masas son aproximadamente iguales, pero los radios de las gigantes son mucho más grandes que las de las enanas. Entonces, la aceleración gravitacional  $g = GM/R^2$  en la superficie de una gigante es mucho más pequeña que para una enana y como consecuencia, la densidad del gas y presión en la atmósfera de una gigante es mucho más pequeña. Esta diferencia entre densidades y presiones se manifiesta en la anchura de las líneas espectrales y por lo tanto en sus luminosidades.

El análisis del espectro en general, nos da más información acerca de las condiciones en las que se encuentra la estrella de origen además de su temperatura efectiva y luminosidad. Algunos de sus usos son:

- Medición de las abundancias químicas de la fotosfera estelar<sup>8</sup>;
- medición de la velocidad radial de la estrella por el desplazamiento Doppler del centro de la línea espectral;
- medición de la rotación estelar por medio del ensanchamiento adicional de la línea espectral debido a la velocidad rotacional;
- medición de la entrada o salida de masa a partir de las asimetrías en el *line profile*;
- medición de los campos magnéticos por medio del efecto Zeeman<sup>9</sup>.

Existen espectros estelares que no corresponden a ninguna de las categorías espectrales ya mencionadas. Las estrellas de estos espectros son llamadas estrellas *peculiares*. Algunas de las más comunes son:

- Estrellas *Be*<sup>10</sup> and *shell stars*. En algunas estrellas O y B las líneas de absorción del hidrógeno tienen componentes de emisión tenues, ya sea en la línea central o en sus bandas. Las líneas de emisión son formadas en una cáscara de gas rotacionalmente aplanada alrededor de la estrella, los cambios en su estructura aparentemente causan las variaciones observadas en sus espectros.
- Estrellas Wolf-Rayet (o estrellas W-R). Su espectro muestra líneas anchas de emisión de hidrógeno y helio ionizado, líneas de carbono, nitrógeno y oxígeno. Apenas son visibles algunas líneas de absorción. Se cree que son estrellas muy masivas que pierden sus capas exteriores en un fuerte viento estelar, lo cual expone el interior de la estrella y lo cual nos da un espectro “peculiar”.

<sup>8</sup>Capas superficiales de la estrella, donde los fotones con longitudes de onda ópticas más o menos directamente

<sup>9</sup>Descomposición de las líneas espectrales debido a la acción de un campo magnético externo a la fuente de las líneas.

<sup>10</sup>La letra *e* después del tipo espectral indica que muestra líneas de emisión en el espectro.

- Estrellas *P Cygni*. Muestran las líneas de emisión más fuertes y tienen una o más líneas de absorción en las longitudes de onda corta de la línea de emisión. Se cree que las líneas de emisión se originan en una envoltura gruesa en expansión. Con frecuencia son estrellas variables.
- Estrellas Ap. Usualmente tienen un campo magnético fuerte, por lo que las líneas espectrales son divididas en muchos componentes por el efecto Zeeman. En sus espectros las líneas de elementos, tales como el magnesio, silicio, europio, cromo y el estroncio, son excepcionalmente fuertes. Los elementos raros como el mercurio, galio o criptón también pueden estar presentes.
- Estrellas Am. Presenta abundantes elementos pesados en su espectro, un ejemplo de esto es que muestra líneas de tierras raras. La letra *m* denota la palabra metálico.

A lo largo de la historia de la astrofísica se han acuñado muchos términos que actualmente sirven como meras etiquetas, sin dar información sobre lo etiquetado a partir del nombre de la etiqueta de forma literal. Este es el caso los términos de tipos espectrales *tempranos* y *tardíos*. Estos son vestigios de las primeras teorías de la *evolución estelar*, ya que en un inicio se supuso que las estrellas comenzaban sus vidas como jóvenes, calientes y brillantes estrellas azules O, conforme envejecían las estrellas se volvían menos masivas y gastaban poco a poco su combustible volviéndose gradualmente frías y débiles hasta que llegaban a ser viejas estrellas rojas M.

### 1.1.2. Diagrama Hertzsprung-Russell

A causa de que la información recolectada de las estrellas es lo observada en la superficie, además de que las escalas de tiempo astronómicas son demasiado grandes en comparación con la vida de un astrónomo, las líneas de investigación sobre la *estructura estelar* y la *evolución estelar* se llevan a cabo con estudios puramente teóricos. Es por eso que los modelos estadísticos son vitales en estos temas. Uno de los modelos estadísticos es el llamado *diagrama Hertzsprung-Russell* o también *diagrama H-R* (en honor a sus inventores Ejnar Hertzsprung y Henry Norris Russell) mostrado en la **figura 1.3**.

Este diagrama se emplea únicamente para estrellas y tiene distintas formas equivalentes de representarse, por ejemplo  $(L, T_e)$ ,  $(M, \text{índice de color}^{11})$ , etc. La función principal del diagrama H-R es estudiar de forma global conjuntos de estrellas. La posición de una estrella en este diagrama dependerá en esencia de sus características intrínsecas y a sus características de acuerdo a su tiempo de vida. Estas últimas son importantes debido a que conforme la estrella evoluciona mayor es la cantidad de hidrógeno convertido a helio y por ende la estrella sufre cambios físicos, como lo es en su temperatura.

Dentro del diagrama se muestran algunas zonas densas, las cuales reciben su nombre de acuerdo a su posición en el mismo. La zona llamada *secuencia principal*, una curva diagonal ubicada en la parte central, es la más destacada debido a que la mayoría de las estrellas que son catalogadas se localizan en esta. El Sol está situado aproximadamente a la mitad de la secuencia principal. Otra de estas zonas es la *rama horizontal*, cuya magnitud absoluta está alrededor del cero. La *rama gigante roja* se levanta casi verticalmente desde la secuencia principal en los tipos espectrales K y M. Y finalmente, la *rama asintótica gigante* se levanta desde la rama horizontal y se aproxima al brillo de la parte final de la rama gigante roja. Sin embargo, hay algunas estrellas que se encuentran en zonas intermedias a las ya mencionadas, este es el caso de las *subgigantes* que se localizan debajo de la banda gigante, y las *subenanas* siendo más brillantes que las enanas blancas.

---

<sup>11</sup>El índice de color B-V es el resultado de restar la magnitud obtenida en la banda azul la obtenida en la banda visible. El resultado será 0 si la estrella es blanca, negativo si es azulada o positivo si es roja.

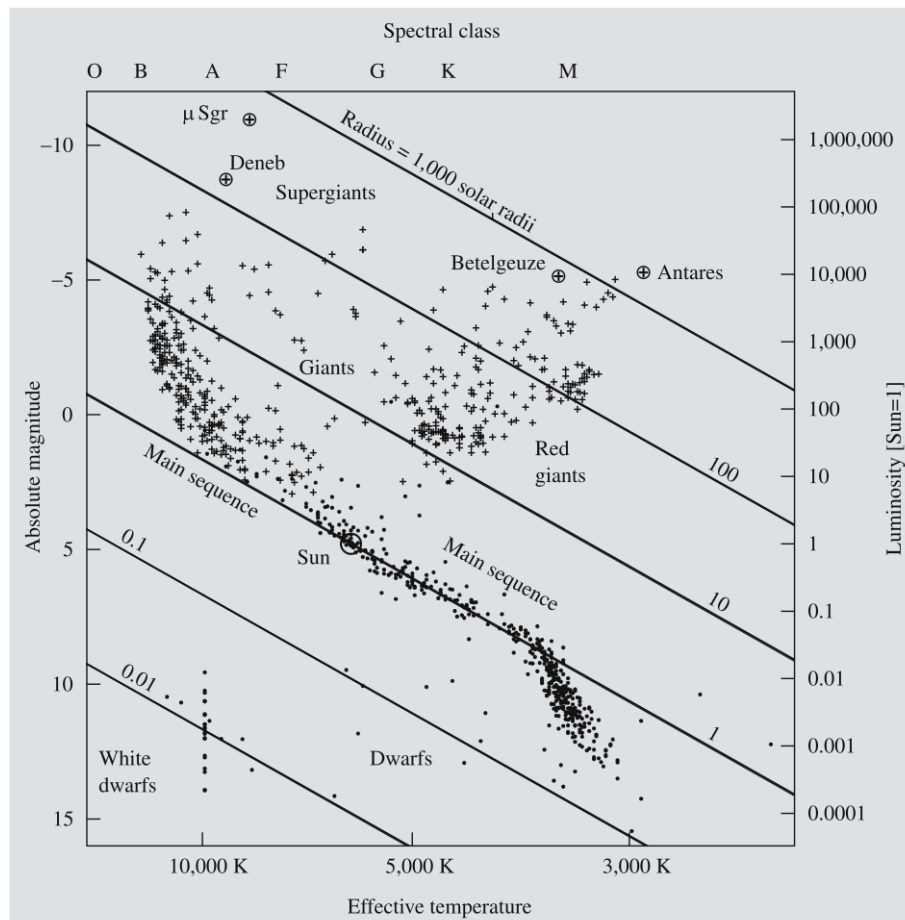


Figura 1.3: Diagrama H-R. Las áreas densamente pobladas son la secuencia principal y las horizontales, gigante roja y la banda asintótica consisten de estrellas gigantes. Las estrellas que se encuentran en la parte inferior izquierda son las enanas blancas con alrededor de 10 magnitudes debajo de la secuencia principal. En una gráfica  $(\log(L/L_{\odot}), \log T_e)$  las curvas de radios constantes son líneas rectas, representadas como diagonales en el diagrama, se toma como unidad al  $R_{\odot}$ . Las estrellas en apariencia más brillantes ( $m < 4$ ) son marcadas con cruces y las estrellas cercanas ( $r < 50$  años luz) con puntos. Los datos fueron extraídos del catálogo de Hipparcos. Recuperado de *Fundamental Astronomy* de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 215

A partir del uso del diagrama H-R también se puede determinar el radio de una estrella, esto es gracias a la *Ley de Stefan-Boltzmann*:

$$R = \frac{1}{T_e^2} \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma}} \quad (1.1)$$

que nos dice que entre dos estrellas con la misma temperatura superficial (inferimos que son del mismo tipo espectral) la estrella más luminosa debe ser la más grande. Cabe mencionar que la relación entre luminosidad y temperatura en estrellas de la secuencia principal nos advierte que la posición de una estrella en la secuencia principal es gobernada por un solo factor. Este factor es la masa de la estrella. Entre mayor es la masa de una estrella esta evoluciona más rápido. Las masa de las estrellas a lo largo de la secuencia principal están enlistadas en el **Apéndice A**. Conociendo los radios y masas encontramos que las estrellas de la secuencia principal tienen aproximadamente la misma densidad que el agua.

### 1.1.3. Evolución estelar

En el estudio de la evolución estelar se han identificado varias etapas evolutivas, las cuales nos ayudan a ver el contexto en el que se encuentran las estrellas al momento de ser observadas. Las etapas principales son: la fase de *Contracción a la secuencia principal*, la fase de *Secuencia principal*, la *Fase gigante*, y la *fase final de evolución*. Sin embargo, estas etapas evolutivas toman lugar en diferentes escalas de tiempo. Debido a esto, las escalas de tiempo que usaremos para describir estas etapas son: la escala de tiempo nuclear  $t_n$ , la escala de tiempo térmica  $t_t$  y la escala de tiempo dinámico o de caída libre  $t_d$ .

- La *escala de tiempo nuclear* es el tiempo que le toma a una estrella radiar toda la energía obtenida a partir de reacciones nucleares. Una estimación de este tiempo puede obtenerse al calcular el tiempo en el cual todo el Hidrógeno disponible se convierte en Helio (para el Sol  $t_n = 10^{10}$  años). En términos de masa y luminosidad solar:

$$t_n \approx \frac{M/M_\odot}{L/L_\odot} \times 10^{10} a \quad (1.2)$$

- La *escala de tiempo térmico* es el tiempo en el cual la estrella radia toda su energía térmica si la producción de energía nuclear cesará repentinamente. Este es el tiempo que le toma a un fotón creado en el centro de la estrella llegar a la superficie y puede estimarse como:

$$t_t \approx \frac{(M/M_\odot)^2}{(R/R_\odot)(L/L_\odot)} \times 2 \times 10^7 a \quad (1.3)$$

- La *escala de tiempo dinámica* es el tiempo que le toma a la estrella para colapsar si la presión que soporta la fuerza de gravedad fuera repentinamente removida. Se calcula como el tiempo que le toma a una partícula caer libremente desde la superficie estelar al centro de la estrella, y para esto se puede usar la tercera Ley de Kepler, donde el semieje mayor de la orbita corresponde a la mitad del radio estelar R:

$$t_d = \frac{2\pi}{2} \sqrt{\frac{(R/2)^3}{GM}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \quad (1.4)$$

Para las estrellas en general,  $t_d \ll t_t \ll t_n$ . En la **tabla 1.3** se presenta el tiempo que dura la estancia de algunas estrellas en las etapas evolutivas.

## 1.1. Estrellas

Masa ( $M_{\odot}$ )	Tipo espectral (secuencia principal)	Contracción a la secuencia principal	Secuencia principal	Secuencia principal a gigante roja	Gigante roja
30	O5	0.02	4.9	0.55	0.3
15	B0	0.06	10	1.7	2
9	B2	0.2	22	0.2	5
5	B5	0.6	68	2	20
3	A0	3	240	9	80
1.5	F2	20	2 000	280	-
1.0	G2	50	10 000	680	-
0.5	M0	200	30 000	-	-
0.1	M7	500	$10^7$	-	-

Tabla 1.3: Duración de cada etapa evolutiva de las estrellas de acuerdo con su masa términos de masa solar. El tiempo señalado en las columnas 3, 4, 5 y 6 tiene como unidad  $10^6$  años. Recuperado de *Fundamental Astronomy* de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 243.

### Contracción de la estrella hacia la Secuencia Principal

Cuando una nube de gas se contrae para formar una estrella, la energía potencial gravitacional se libera transformándose en energía térmica y en radiación. La mayoría de la energía liberada es radiada hacia afuera por lo que la temperatura no incrementa. La contracción toma lugar en la escala de tiempo dinámica, ya que el gas está cayendo libremente hacia el centro de la nube. Durante esta etapa se incrementa la densidad y la presión mucho más rápidamente cerca del centro de la nube. Después, una gran cantidad de la energía liberada se convierte en calor, y la temperatura comienza a elevarse. Esto hace que la presión que se opone a la caída libre se incremente, y así la contracción de la parte central de la nube se va deteniendo lentamente. Las partes externas, sin embargo, aún están cayendo libremente. En este estado, la nube puede considerarse una protoestrella.

La contracción de una protoestrella sólo se detiene cuando la mayoría del gas está completamente ionizado en forma de *plasma* lo cual sucede a una temperatura de  $10^4 K$ . Es entonces cuando la protoestrella se establece en un equilibrio hidrostático. Este suceso toma lugar en la escala de tiempo térmica. Además, la protoestrella estará acretaando material desde sus alrededores haciendo que su masa aumente, así como su densidad y temperatura central.

La temperatura central de una estrella que acaba de alcanzar el equilibrio aún es baja y su opacidad correspondiente es grande. Esto hace que la transferencia de energía en su centro sea convectiva, la cual es poco eficiente, dando lugar a que la superficie de la protoestrella sea relativamente brillante.

Anteriormente se mencionó que la posición de una estrella en el diagrama H-R además de depender de sus características intrínsecas también depende de la edad que tiene al ser observada. Entonces, al ir evolucionando la estrella cambiará su posición en el diagrama H-R. Inicialmente la protoestrella será débil y fría, por lo que residirá en la esquina inferior derecha del diagrama H-R.

Durante el colapso la temperatura en su centro se incrementa, la opacidad disminuye y la energía comienza a ser transportada por radiación. La masa de la región radiativa gradualmente crece hasta que la mayor parte de la protoestrella es radiativa. Entonces la temperatura central se hará tan grande que las reacciones nucleares comenzarán. En esta última etapa de la protoestrella debido al inicio de la combustión del hidrógeno su luminosidad cae. No obstante, las reacciones termonucleares comienzan a hacer una gran contribución en la energía y la luminosidad aumenta. La temperatura superficial también aumentará y la

estrella se moverá ligeramente hacia arriba a la izquierda en el diagrama H-R.

La duración de la etapa de contracción a la secuencia principal no tienen la misma duración en todas las estrellas (Ver tabla 1.3). Esto es debido a que sus subetapas transcurren en tiempos distintos. Por ejemplo, aunque la etapa final de la contracción transcurra en un tiempo menor que las demás subetapas para las estrellas más masivas comienza antes, debido a que sus temperaturas centrales son más altas y las reacciones termonucleares inician antes. Una estrella de  $15 M_{\odot}$  se contrae a la secuencia principal en 60 000 años, mientras que una estrella de  $0.1 M_{\odot}$ , tarda miles de millones de años. Esta diferencia de tiempos entre estrellas debido a su masa se observa en cada etapa de la evolución estelar.

### Secuencia principal

Una estrella se mantiene en la etapa de la Secuencia principal mientras la energía liberada por medio de la combustión del hidrógeno en el núcleo sea la única fuente de energía estelar. Durante esta etapa la estrella está en un equilibrio estable, la presión generada por las reacciones termonucleares se equilibra con la fuerza de gravedad. Su estructura cambia únicamente debido a que su composición química está gradualmente alterado por reacciones nucleares. Entonces esta etapa evolutiva toma lugar en la escala de tiempo nuclear, lo cual significa que la fase de secuencia principal es la parte más larga de la vida de una estrella.

Previamente hemos comentado sobre la estrecha dependencia de la masa de una estrella con su evolución, no obstante, también se tienen un rango en el cual la masa original permite la formación de la estrella. Puesto que, si la masa de una estrella llega a ser muy grande, la fuerza de gravedad no podrá contrarrestar a la presión de radiación. Además, estrellas más masivas que este límite superior no pueden formarse, debido a que ellas no pueden acretar masa durante la fase de contracción. Los cálculos teóricos dan un límite superior de alrededor de  $120 M_{\odot}$ ; aunque las observaciones indican el límite superior alrededor de  $150 M_{\odot}$ .

Por otro lado, estrellas debajo de  $0.08 M_{\odot}$  nunca podrán llegar a ser lo suficientemente calientes para empezar a quemar el hidrógeno. Aunque, pueden generar algo de luminosidad a partir de quemar deuterio, pero esta fuente de energía rápidamente se acaba. A estas estrellas se les llama *enanas cás* cuyas temperaturas superficiales van de  $1000K$  a  $2000K$ . De esta manera, se establece el límite inferior de masa para enanas cás alrededor de  $0.015 M_{\odot}$ , correspondiente a la masa mínima para quemar deuterio.

La Secuencia principal se divide en una parte superior y una parte inferior. Las estrellas en la parte superior de la secuencia principal son muy masivas y su temperatura central es tan alta que el *Ciclo CNO*<sup>12</sup> puede operar. En la parte inferior de la secuencia principal la energía es producida por medio de la *Cadena PP*<sup>13</sup>. La Cadena pp y el Ciclo CNO son igualmente eficientes a una temperatura de 18 millones de grados Kelvin, correspondiente a la temperatura central de una estrella de  $1.5 M_{\odot}$ . Las estrellas con masas alrededor de  $1.5 M_{\odot}$  marcan la frontera entre ambas partes.

En la *Parte superior de la Secuencia Principal* la producción de energía en el ciclo CNO está muy fuertemente concentrado en el núcleo. Entonces el flujo de energía que fluye hacia afuera llegará a ser muy grande, y ya no puede ser mantenido por medio del transporte radiativo. Entonces, las estrellas de la parte superior de la secuencia principal tienen un núcleo convectivo. Fuera del núcleo, la energía es transmitida por radiación además de haber reacciones termonucleares. Entre el núcleo y su envoltura hay una región de transición donde la

---

<sup>12</sup>Reacción termonuclear que aparece en núcleos estelares con una temperatura poco mayor a los  $1,5 \times 10^7 K$ .

<sup>13</sup>Reacción termonuclear que aparece en núcleos estelares con una temperatura menor a los  $1,5 \times 10^7 K$

abundancia del hidrógeno decrece hacia adentro.

La masa del núcleo convectivo gradualmente disminuirá conforme el hidrógeno es consumido. En el diagrama H-R la estrella lentamente se desplazará hacia la parte superior derecha ya que su luminosidad estará creciendo y su temperatura superficial disminuyendo.

A partir de que la tasa de la cadena pp no es tan sensitiva a la temperatura como el ciclo CNO, en la *Parte inferior de la Secuencia Principal* la producción de energía se extiende sobre una región mayor que en las estrellas de la parte superior (ver fig 1.4).

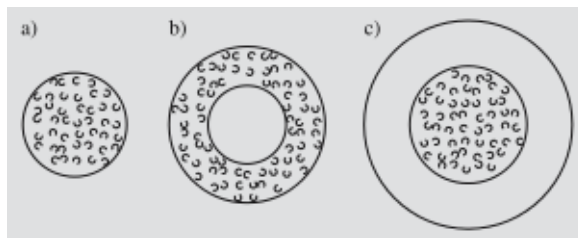


Figura 1.4: Transporte de energía en la fase de secuencia principal. (a) Estrellas con  $M < 0,26M_{\odot}$  son convectivas. (b) Para estrellas  $0,26M_{\odot} < M < 1,5M_{\odot}$  el núcleo es radiativo y la envoltura convectiva. (c) Las estrellas con  $M > 1,5M_{\odot}$  tienen un núcleo convectivo y una envoltura radiativa. Recuperado de *Fundamental Astronomy* de H. Karttunen, P. Kröger, Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 249

En las capas externas de las estrellas de la parte inferior, la opacidad es más alta debido a que las temperaturas son más bajas. Entonces la radiación no puede transportar toda la energía, por lo que se establece una envoltura donde la transmisión de energía es convectiva. Debido a que no se está mezclando el material en el núcleo, el hidrógeno se consume más rápidamente en el centro, y la abundancia del hidrógeno se incrementa hacia afuera. Como consecuencia, la estrella se moverá lentamente hacia arriba en el diagrama H-R, casi a lo largo de la secuencia principal. Llega a ser ligeramente brillante y caliente, pero su radio no cambiará demasiado. Entonces el recorrido evolutivo de la estrella se va inclinando a la derecha, conforme se agota el hidrógeno en su núcleo.

### Fase gigante

Cuando se termina el hidrógeno en el centro de la estrella, el hidrógeno que queda se quema en una cáscara alrededor de un núcleo de helio. Esta transición ocurre gradualmente en las estrellas de la parte inferior de la secuencia principal, dando lugar a la *rama subgigante* en el diagrama H-R. Mientras que las estrellas de la parte superior hacen un salto repentino a este estado.

Como resultado de la combustión del hidrógeno en la cáscara la masa del núcleo de helio se incrementa, lo cual ocasiona la expansión de la envoltura de la estrella. Entonces, la estrella se moverá casi horizontalmente a la derecha en el diagrama H-R. Dada la expansión en la cáscara, su radio crece y por lo tanto la luminosidad de la estrella se incrementa. La estrella se ha convertido en una *gigante roja*.

Con la creciente masa del núcleo las estrellas de baja masa ( $M \leq 2,3M_{\odot}$ ) su densidad llega a ser tan alta que genera un núcleo degenerado<sup>14</sup>. La temperatura en el núcleo de helio

<sup>14</sup>Se le denomina materia degenerada a aquella en la cual una fracción importante de la presión proviene

## 1. INTRODUCCIÓN

---

se eleva y se mantiene uniforme debido a la alta conductividad del gas degenerado. En una estrella con una masa mayor a  $0,26M_{\odot}$  el helio se quema en carbono mediante la reacción *triple alfa*<sup>15</sup>. ya que alcanza una temperatura central de aproximadamente 100 millones de grados.

A pesar de que el incremento en la temperatura acelera la tasa de reacciones termonucleares, el núcleo degenerado no se expande. Al aumentar lo suficiente la temperatura el estado degenerado se retira por lo cual el núcleo comenzará a expandirse violentamente. Esta expansión violenta es llamada *flash de helio* y se lleva a cabo solo unos segundos después de la ignición del helio. La energía del flash de helio es absorbida por las capas externas. Cuando el centro se expande, las capas externas se contraen de esta forma se evita la destrucción total de la estrella pero su luminosidad decrece. Después del flash el helio comienza a quemarse en carbono en un núcleo no degenerado.

Luego del flash de helio, la estrella se encuentra en la *rama horizontal gigante* en el diagrama H-R. Su posición es dependiente de la masa de su envoltente, por lo que se tiene que considerar la cantidad de la masa perdida por el flash de helio. En esta fase la luminosidad no tiene grandes variaciones, por otro lado la temperatura efectiva es mayor en las estrellas con menos masa en su envoltente. La rama horizontal está dividida en dos partes por una banda de inestabilidad pulsante (pulsaciones radiales), una parte azul y una roja.

En el caso de las estrellas con masa intermedia ( $2,3M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ ), la temperatura central es más alta y la densidad central es más baja. Entonces, el núcleo no es degenerado, y la combustión del helio puede suceder de manera no catastrófica como en el caso de las estrellas de baja masa.

La ignición del helio en las estrellas más masivas comienza antes de que la estrella llegue a la rama gigante roja. Como consecuencia, no todas las estrellas continúan moviéndose hacia la derecha en el diagrama H-R y algunas otras comienzan a perder masa mediante el viento estelar. Si la estrella puede retener su envoltente se convertirá en una supergigante roja. De lo contrario, retrocederá a la parte azul del diagrama H-R, convirtiéndose en una estrella Wolf-Rayet.

De manera análoga a lo ocurrido con el hidrógeno, pero con temperaturas un poco más altas, cuando el suministro de helio en el núcleo se termina el helio continuará quemándose en una cáscara en el interior de la cáscara de hidrógeno que se está extinguiendo. Esta etapa es conocida como la *La rama asintótica gigante*, AGB por sus siglas en inglés. En el diagrama H-R la estrella se moverá hacia la temperatura efectiva más baja y una luminosidad más alta.

Cuando la cáscara de helio alcanza a la cáscara de hidrógeno en extinción, la estrella entra a la fase *thermally pulsing*, donde las cáscaras de hidrógeno y helio se queman alternadamente. Esta configuración es inestable. Esta etapa transcurre hasta que la presión de radiación expulsa por completo a las capas externas en una nebulosa planetaria.

En el *final de la fase gigante*, después del fin de la quema de helio la escala de tiempo nuclear en el centro se hace pequeño comparado con la escala de tiempo térmica de las capas externas. Además, estrellas con masas alrededor de  $10M_{\odot}$  la combustión del carbono y oxígeno pueden ser encendidas explosivamente al igual que el helio en las estrellas de baja masa: ocurre un *flash de oxígeno* y un *flash de carbono*. Estas igniciones son más

---

del principio de exclusión de Pauli, que establece que no puede haber dos fermiones con todos sus números cuánticos idénticos en el mismo sistema cuántico ligado. La materia en estado de “degeneración” tiene densidades extremas.

<sup>15</sup>Reacción termonuclear en la cual se fusionan tres núcleos de helio por medio de una colisión formando un isótopo de carbono que contiene doce partículas subatómicas.

poderosas que el flash de helio y pueden provocar que la estrella explote como una supernova.

La combustión termonuclear sigue el mismo patrón de la quema de hidrógeno y helio. Primero se quema el carbono y subsecuentemente se encenderá el oxígeno y el silicio. Esto nos conducirá a tener una estrella compuesta de una secuencia de capas de diferente composición química. En estrellas masivas, más de  $15M_{\odot}$ , podemos contemplar hasta una capa de hierro (ver figura 1.5). Al igual que la configuración que se tiene en la rama asintótica este estado no es estable, por lo que al terminar las reacciones termonucleares en el núcleo este colapsará. En tan solo una fracción de segundo. Las capas externas también colapsarán, pero más lentamente. La temperatura se incrementará en las capas que contengan combustible nuclear sin quemar y se quemarán explosivamente, liberando grandes cantidades de energía en su mayoría en forma de neutrinos<sup>16</sup>.

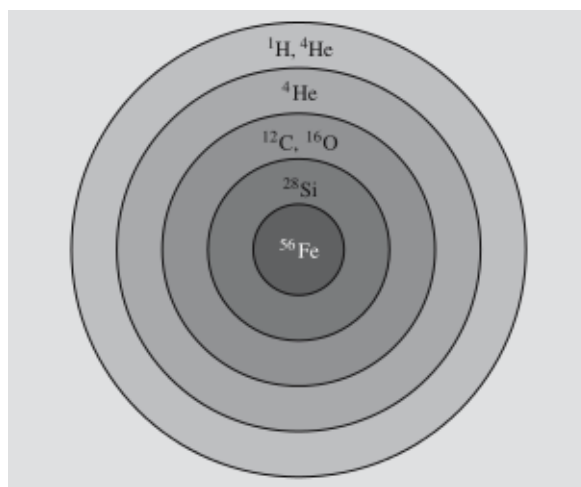


Figura 1.5: Estructura de una estrella masiva ( $30 M_{\odot}$ ) en una etapa de evolución avanzada. La estrella consiste de capas con diferente composición separadas por cáscaras de combustión nuclear. Recuperado de *Fundamental Astronomy* de H. Karttunen, P. Kröger, . Oja, M. Poutanen & K.J. pág. 251.

### Etapa final de la estrella

La etapa final de la evolución estelar es el resultado de la implosión<sup>17</sup> del núcleo, la cual es brevemente interrumpida cada vez que una nueva fuente de combustible nuclear vuelve a estar disponible para quemar. La confrontación entre las fuerzas de gravedad y la térmica durante la implosión interrumpida del núcleo establecen cuatro casos posibles como etapa final de la estrella. Estos casos como ya se ha discutido a lo largo de esta sección dependen fuertemente de la masa original de la estrella:

- (a) Considerando que la presión térmica sea dominante ante los efectos de la gravedad, y si la explosión final es lo suficientemente violenta, toda la materia de la estrella puede ser dispersada en su totalidad.
- (b) Una estrella con una masa inicial entre  $0,1M_{\odot}$  y  $8M_{\odot}$  nunca llegará a ser lo suficientemente caliente para iniciar la quema de carbono en su núcleo. Por lo que al final de su vida dejará su núcleo expuesto, convirtiéndose de este modo en una *enana blanca*.

<sup>16</sup>los neutrinos son partículas subatómicas de tipo fermiónico, sin carga y espín 1/2. Su interacción con las demás partículas es mínima.

<sup>17</sup>Fenómeno que consiste en la disminución brusca del tamaño de un astro.

- (c) Una *estrella de neutrones* es el núcleo implosionado de una estrella evolucionada. Este es el posible resultado de una supernova tipo II<sup>18</sup> de una estrella con una masa original mayor a  $8M_{\odot}$  y menor a  $20M_{\odot}$ .
- (d) El posible final de una estrella con una masa superior a las  $20M_{\odot}$  es un *agujero negro*.

Las consideraciones físicas que se tomaron en cuenta en la lista anterior, como lo es la masa original de la estrella, son puramente teóricas. Ya que, las etapas evolutivas finales de estrellas reales involucran muchos factores desconocidos, los cuales afectan al resultado final. Un ejemplo de esto es después de una explosión de supernova, pues, la estrella entera puede alterarse y no es claro si lo que quedará será una estrella de neutrones, un agujero negro o nada en absoluto. Uno de los factores más importantes que no fueron considerados en la lista anterior es la pérdida de masa estelar. Otro factor importante es si la estrella en cuestión se encuentra en un sistema estelar o no.

## 1.2. Medio interestelar

La evolución de las estrellas es un proceso “cíclico”. Pues, una estrella nace del gas y polvo que existe entre las estrellas, conocido como *medio interestelar* (ISM por sus siglas en inglés). A lo largo de su vida regresa material al ISM a través de vientos estelares y eventos de supernova (SN). La cantidad de material depende de la masa de la estrella. Entonces, generaciones subsecuentes de estrellas pueden formarse de este material procesado.

En el ISM típicamente se encuentra un átomo de gas por centímetro cúbico y 100 partículas de polvo por kilómetro cúbico. A pesar de esta baja densidad, cerca del 10% de la masa de la Vía Láctea consiste de gas interestelar. Los estudios actuales del ISM son realizados en longitudes de onda de radio e infrarrojo debido a que su emisión energética es mayor en estas regiones.

### 1.2.1. Polvo interestelar

Debido a los efectos en conjunto de la dispersión de la luz estelar originado por el polvo, se observan zonas oscuras en el espacio exterior. A este oscurecimiento se le denomina *extinción estelar*. La extinción se ocasiona debido a que los granos de polvo tienen diámetros cercanos a la longitud de onda de la luz. Por lo que afecta a la magnitud aparente de la estrella, en un factor de  $A(\lambda)$ . El gas también puede causar extinción por dispersión, pero la eficiencia de su dispersión por unidad de masa es mucho más pequeña llegando a ser despreciable. Las partículas de polvo pueden causar extinción de dos formas:

1. Por absorción. La energía radiada absorbida por el polvo se transformada en calor, y luego es re-emitida en longitudes de onda infrarroja correspondiente a la temperatura de las partículas de polvo.
2. Por dispersión. La dirección en la que se propaga la luz estelar cambia, reduciendo la intensidad en la dirección original de propagación.

Una consecuencia de la extinción estelar es el *enrojecimiento* de la luz de las estrellas. Ya que la extinción es mayor en longitudes de onda corta. Llendo del rojo al ultravioleta, la extinción es aproximadamente inversamente proporcional a la longitud de onda. Por esta

---

<sup>18</sup>Explosión estelar resultado de la imposibilidad de producir energía una vez que la estrella alcanza un núcleo denso de hierro y níquel.

razón la luz de estrellas distantes es más roja de lo que se podría esperar en base a su tipo espectral. Dado esta situación, la clase espectral está definida en base de las intensidades relativas de las líneas espectrales las cuales no son afectada por la extinción.

Otro fenómeno observable ocasionado por la presencia del polvo es la *polarización* de la luz de las estrellas. Ya que las partículas esféricas no pueden producir alguna polarización, se deduce que las partículas de polvo interestelar no tienen forma esférica. El grado de polarización y su dependencia a la longitud de onda dan información de las propiedades de las partículas de polvo. Además, si las partículas de polvo en una nube son alineadas por el campo magnético interestelar, estas podrían polarizar la radiación que pasa a través de la nube. Estudiando esta polarización en varias direcciones, uno puede mapear la estructura del campo magnético galáctico.

Las observaciones de otras galaxias muestran que la cantidad de polvo es mayor en los brazos espirales. Además en su mayoría el polvo está concentrado en nubes individuales, las cuales se observan como regiones pobres de estrellas o *nebulosas oscuras*. En contraste, si una nube de polvo está cerca de una estrella brillante puede dispersar la luz de la estrella, y entonces la nube de polvo pueden ser observada como una brillante *nebulosa de reflexión*. Los estudios de las nebulosas de reflexión muestran que el albedo<sup>19</sup> de granos de polvo interestelares es bastante alto. En consecuencia, la luz difusa reflejada es lo suficientemente brillante como para ser observable. Por lo tanto las nebulosas oscuras no son totalmente oscuras. La luz galáctica difusa constituye aproximadamente el 20-30% de la luminosidad total de la Vía Láctea.

La temperatura del polvo en el espacio interestelar es alrededor de  $10 - 20K$ , por lo que su emisión está en longitudes de onda de  $300 - 150\mu m$ <sup>20</sup>. Cerca de una estrella caliente la temperatura del polvo puede ser de  $100 - 600K$  y por lo que su máxima emisión está en  $30 - 5\mu m$ . En los núcleos galácticos la radiación infrarroja en su mayoría es debida a la radiación térmica del polvo.

En las atmósferas de estrellas de tipos espectrales tardíos (K,M) se forman granos de polvo, que después son expulsados al espacio exterior por la presión de radiación. También se cree que el polvo puede formarse durante la formación estelar y posiblemente directamente de átomos y moléculas en nubes interestelares. Los granos de polvo contienen agua congelada, silicatos, y probablemente grafito. Usualmente son de tamaños menores a una micra.<sup>21</sup>

### 1.2.2. Gas interestelar

La masa del gas en el espacio interestelar es miles de veces más grande que el del polvo. A pesar de esto, es más difícil observararlo, ya que el gas no causa una extinción de la luz lo suficientemente notable. En la región visible solo se puede observar su presencia en un pequeño número de líneas espectrales. Las líneas más intensas en la región visible son aquellas de sodio neutral y calcio una vez ionizado. En la región ultravioleta, las líneas son más numerosas. La más intensa en esta región es la línea del hidrógeno Lyman  $\alpha$  (121.6 nm).

En la base a las líneas del espectro observadas en las regiones óptico y ultravioleta, se ha encontrado que muchos elementos en el ISM están ionizados. Esta ionización es principalmente debido a la radiación ultravioleta de las estrellas y, hasta cierto punto por rayos

---

<sup>19</sup>Porción de la radiación incidente que es reflejada por una superficie.

<sup>20</sup>De acuerdo con la Ley de desplazamiento de Wien.

<sup>21</sup>El tamaño de los granos de polvo puede ser deducido de sus propiedades de dispersión. La dispersión más intensa es ocasionada por granos alrededor de los  $0,3\mu m$ .

cósmicos. Debido a que la densidad de la materia interestelar es muy baja, los electrones libres raramente encuentran iones, por lo que el gas se mantiene ionizado.

Se han observado líneas de absorción en las regiones visible y ultravioleta de alrededor de 30 elementos en el gas interestelar. La gran mayoría de los elementos del hidrógeno al zinc y unos pocos elementos más pesados han sido identificados. La mayoría de la masa del gas proviene del hidrógeno (alrededor del 70%) y del helio (casi 30%). Por otro lado, se piensa que los elementos pesados producidos por las estrellas que fueron lanzados al espacio han sido incorporados en granos de polvo, donde no producen líneas de absorción.

### 1.2.3. Hidrógeno en el ISM

El hidrógeno no solo es el componente dominante del gas si no también del ISM. El hidrógeno comprende aproximadamente el 70% de la masa del ISM con sus diversas formas: hidrógeno neutral (H I), hidrógeno ionizado (H II), e hidrógeno molecular ( $H_2$ ). El helio le sigue en abundancia, mientras que metales tales como el carbono y el silicio, conforman un pequeño porcentaje del total.

La mayoría del hidrógeno en las nubes difusas está en forma de H I en estado base. Como consecuencia, el H I es generalmente incapaz de producir líneas de emisión por transiciones de electrones de una órbita a otra. También es difícil de observar líneas de absorción de H I, ya que son necesarios fotones de longitudes de onda ultravioleta para sacar a los electrones fuera del estado base. Sin embargo, existe una forma de localizar el H I, mediante la detección de la línea de 21-cm en la región de radio del espectro. La línea de los 21-cm es producida por la inversión del spin del electrón relativo al del protón en el núcleo del átomo. La existencia de la radiación de 21-cm fue predicha en la década de los 40 y la primera detección en 1951<sup>22</sup>.

Gracias a que las nubes de polvo son ópticamente gruesas protegen al hidrógeno de fuentes de radiación ultravioleta, el hidrógeno molecular puede existir sin la amenaza de someterse a la disociación por la absorción de fotones UV. El polvo también puede aumentar la tasa de formación de  $H_2$ .

Debido a que es muy difícil observar directamente  $H_2$  ya que la molécula no tiene líneas de emisión o absorción en las regiones de radio y visible, en las cuales muestran emite el ISM. Por lo que comunmente se usan otras moléculas como rastreadores de  $H_2$  tomando en cuenta que sus abundancias son proporcionales a las abundancias de  $H_2$ . Dada su relativamente alta abundancia, la molécula rastreadora más común es el monóxido de carbono (CO), otras son: CH, OH, CS,  $C_3H_2$ ,  $HCO^+$ , y  $N_2H^+$ . También es posible usar isótopos de moléculas tales como  $^{13}CO$  o  $C^{18}O$ . Durante las colisiones las moléculas trazadoras se excitan (o desexcitan) y las transiciones espontáneas de los estados excitados resultan en la emisión de fotones en regiones de longitudes de onda que son más fácilmente observadas que están asociadas con  $H_2$ .

Las nubes de gas molecular se identifican de acuerdo a las características generales de sus ambientes específicos:

- *Nubes moleculares difusas.* Son nubes donde el hidrógeno es principalmente atómico y la extinción interestelar está entre 1 y 5 magnitudes, el hidrógeno molecular se puede encontrar en regiones de la densidad de columna alta. Tienen temperaturas de 15 a 50K,  $n \sim 5 \times 10^8$  a  $n \sim 5 \times 10^9 m^{-3}$ ,  $M \sim 3$  a  $100M_{\odot}$ .

---

<sup>22</sup>La emisión de un fotón de 21-cm de un átomo de hidrógeno individual es extremadamente raro. Ya que una vez que el átomo de hidrógeno se encuentra en un estado excitado, pueden pasar varios millones de años antes de que un átomo emita nuevamente un fotón. Sin embargo, las colisiones entre átomos de hidrógeno pueden resultar ya sea en excitación o desexcitación. A pesar de que las colisiones ocurren a escalas de tiempo de miles de años esto es más corto que la escala de tiempo de la emisión espontánea.

- *Nubes moleculares gigantes (GMCs)*. Son enormes complejos de polvo y gas donde las temperaturas son típicamente de  $T \sim 15K$ , las densidades numéricas están en el rango de  $n \sim 1 \times 10^8$  a  $3 \times 10^8 m^{-3}$ , masas típicas de  $10^5 M_{\odot}$ , y tamaños típicamente del orden de 50pc.

En la Tabla 1.4 se muestra de manera resumida las propiedades generales del gas y el polvo interestelar:

Propiedad	Gas	Polvo
Fracción de masa	10 %	0.1 %
Composición	HI, HII, H <sub>2</sub> (70 %) He (28 %) C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S,... (2%)	Partículas sólidas $d \approx 0,1 - 1 \mu m$ H <sub>2</sub> O (hielo), silicatos, grafito + impurezas
Densidad de partículas	$1/cm^3$	$10^{-13}/cm^3 = 100/km^3$
Densidad de masa	$10^{-21} kg/m^3$	$10^{-23} kg/m^3$
Temperatura	100 K (HI), $10^4$ K (HII) 50 K(H <sub>2</sub> )	10 – 20 K

Tabla 1.4: Propiedades generales del gas y polvo interestelar.

### 1.3. Viento estelar

Las primeras observaciones que dieron lugar al desarrollo del campo de vientos estelares fueron realizadas por Tycho Brahe cuando observó una “nueva estrella.” *nova* en 1572 y las realizadas por Blaeu quien observó otra “nueva estrella” que más tarde fue nombrada como P Cygni en 1600. Actualmente se sabe que *nova* en realidad era una supernova cuya remanente fue visible por 16 meses y P Cygni está clasificada como una estrella variable luminosa azul. En el siglo XIX con la implementación de los espectros como herramienta de estudio de objetos celestes, se observaron perfiles de línea prominentes en los espectros de *nova*, P Cygni. Los perfiles de línea de P Cygni se caracterizan por tener una componente de emisión con corrimiento al rojo junto con una componente de emisión con corrimiento al azul. En 1867 Wolf & Rayet descubrieron una clase de estrellas con líneas espectrales parecidas a las vistas en *novas* y en P Cygni, pero a diferencia de estas, las estrellas Wolf-Rayet (W-R) no dan lugar a explosiones ni se desvanecen en lapsos cortos (refiriéndonos a tiempos astronómicos).

En 1892 W.W. Campbell confirmó que el efecto Doppler era el responsable del ensanchamiento en las líneas en el espectro de estrellas *nova*. Sin embargo, el “ensanchamiento Doppler” de las líneas espectrales podía deberse tanto a una expansión como algún movimiento turbulento de la atmósfera estelar. Más adelante, las observaciones de cáscaras de *novas* confirmaron la vinculación entre los perfiles de línea formados en P Cygni y la expansión de envoltentes gaseosas. Años más tarde, en 1929 debido a la fuerte similitud entre los perfiles P Cygni de *novas* con las estrellas Wolf-Rayet Beals propone que un flujo continuo emana de las estrellas Wolf-Rayet. Korisev en 1934 apoyado de estudios anteriores de Chandrasekhar y datos observacionales encuentra una tasa de pérdida de masa de  $10^{-5} M_{\odot} a^{-1}$  y una velocidad terminal de  $10\,000 km s^{-1}$  del flujo de una estrella WR.

## 1. INTRODUCCIÓN

---

Más adelante (1956), Deutsch encuentra evidencia de pérdida de masa por flujos de materia emanando de estrellas frías (tipo espectral G, K y M) a partir de observaciones del sistema binario  $\alpha$  Her, y mostró que las características de sus espectros representan una pérdida de masa real de  $10^{-7} M_{\odot} a^{-1}$  expandiéndose hasta varios cientos de radios estelares.

Los términos *viento solar* (1958) y *vientos estelares* (1960) fueron acuñados por Eugene Parker para referirse al flujo continuo de materia proveniente del Sol y de otras estrellas respectivamente. La pérdida de masa en forma de vientos estelares da lugar a la reciclaje de materia estelar, ya que regresa al medio interestelar. Aunque, por los procesos nucleares que ocurren en el interior de las estrellas la materia que regresa está enriquecida químicamente.

En los inicios de la investigación de vientos estelares debido a la precaria tecnología con la que se contaba, varios aspectos de su estudio se conjuntaba con estudios del viento solar. Sin embargo, con la implementación de los telescopios espaciales este campo de se desarrolló rápidamente de forma separada a los estudios del viento solar. Entre las aportaciones más destacadas están las observaciones de Morton (1967) de flujos de materia provenientes de supergigantes O y B, los efectos del viento en el medio interestelar circundante por Weaver et. al. (1977), y el efecto de la pérdida de masa por vientos estelares en la evolución estelar por Chiosi, Nasi & Sreenivasan (1978).

Es importante mencionar que al depender la evolución estelar principalmente de la masa, la pérdida de masa en forma de viento a lo largo de la vida de la estrella tiene grandes efectos en este. Uno de sus efectos es la composición química de la superficie estelar. También cambia la duración de cada etapa evolutiva de la estrella y explica la existencia de nebulosas alrededor de estrellas. Un efecto interesante es que determina el producto final de la evolución estelar. Por ejemplo, estrellas de  $1,4M_{\odot} < M \lesssim 8M_{\odot}$  terminan como enanas blancas cuando podrían haber terminado como supernova.

### 1.3.1. Modelos teóricos de Viento estelar

Como resultado de la gran brecha en la información que concierne a la pérdida de masa de las estrellas de tipo espectral intermedio, los estudios de vientos estelares es actualmente dividido en dos partes:

(a) los *vientos de estrellas calientes* para los cuales la presión de radiación en líneas juega un rol importante en la dinámica, y

(b) los *vientos de envolventes de estrellas frías* para los cuales las coronas y el polvo se consideran factores importantes.

Los modelos teóricos enfocados en los vientos de estrellas calientes se basan en vientos impulsados radiativamente, mientras que los modelos enfocados a los vientos de envolventes de estrellas frías. Cabe aclarar que la mayoría de las teorías de viento estelar asumen que el flujo del viento tiene simetría esférica, es estacionario y sin restricciones del campo magnético. También existen modelos híbridos en los cuales se conjuntan elementos de las dos clases de modelos ya mencionados. A continuación se da una breve explicación de las bases de cada clase de modelo:

1. Modelos de viento impulsado radiativamente. Para las estrellas muy luminosas, la aceleración radiativa de la materia fuera de la atmósfera puede darse si hay la opacidad suficiente en longitudes de onda cercanas al flujo máximo de la radiación estelar. En estrellas tipo tempranas, la transferencia del momento de los fotones al viento ocurre a través de la

opacidad de las muchas líneas resonancia<sup>23</sup> intensas en el ultravioleta. El desplazamiento Doppler progresivo de la línea de opacidad en el campo de radiación de la fotosfera<sup>24</sup> puede resultar en una rápida aceleración a altas velocidades.

2. Modelos coronales. Estrellas que tienen zonas convectivas, o algunas otras fuentes de ondas de energía mecánica o acústicas, se espera que tengan zonas coronales como resultado de la disipación de la onda. La atmósfera exterior se expande como viento debido al gradiente de presión del gas.

3. Modelos híbridos. A causa de que los modelos completamente radiativos y completamente coronales no pueden explicar algunas observaciones hechas, han surgido modelos coronales-más-vientos-impulsados-radiativamente. Hearn (1975) desarrolló uno de estos modelos, en el cual sugirió que el flujo está inicialmente en la corona por el gradiente de presión del gas en la corona y entonces se acelera a grandes velocidades por el mecanismo de la aceleración de fondo, el cual es efectivo más allá de las regiones de recombinación. Esto a partir de mostrar que la densidad en el flujo de una supergigante OB es tan grande que puede haber un enfriamiento rápido de gas coronal.

### 1.3.2. Detección observacional de vientos estelares

De la misma forma en que los modelos teóricos del viento estelar se separan en estrellas tipo tardías y tipo tempranas, también lo hace la forma en que se detecta su existencia en las distintas estrellas a lo largo del diagrama H-R.

#### Observaciones de pérdida de masa en estrellas tipo tardías

Debido al desarrollo de nueva instrumentación, estudios del espectro en el óptico, infrarrojo y radio son lo suficientemente extensos que las tendencias generales de tasas de pérdida de masa y la estructura del viento a lo largo del diagrama H-R se vuelven discernibles. Algunos de los resultados particularmente útiles son resumidos aquí:

- Espectro óptico. Espectrógrafos de muy alta resolución fueron usados para observar los núcleos de líneas de resonancia intensas y de líneas de niveles de baja excitación ( $\lesssim 1$  eV) de metales. Superpuestas sobre las líneas fotosféricas se ven con frecuencia perfiles pequeños P Cygni, lo cual, puede interpretarse como que están siendo formadas en el flujo en expansión desde la estrella.
- Compañeros visibles. Otra forma efectiva de estudiar la estructura de al menos unas pocas estrellas frías es mediante el análisis de las líneas que se ven superpuestas en el espectro de una cercana compañera visible. Ejemplos notables de gigantes M con compañeros más débiles y más calientes son  $\alpha$  Her (M5 II-III) con su compañera una estrella GO III y  $\alpha$  Sco (M1.5 Iab) con una compañera tipo B2V.
- Exceso de infrarrojo. A partir del descubrimiento del característico silicato de  $10 \mu\text{m}$  en  $\mu$  Cep (M2Ia) y  $\alpha$  Ori (M1Ib), y muchas variables de Mira, se considera la intensidad del choque entre silicatos para encontrar la columna de densidad del polvo y estimar las tasas de pérdida de masa. Usualmente se supone que el polvo coexiste con el gas que produce las características P Cygni.

---

<sup>23</sup>Líneas espectrales debido a las transiciones del estado base.

<sup>24</sup>Superficie visible de una estrella.

- Emisión Maser. Líneas máser<sup>25</sup> intensas de OH, H<sub>2</sub>O, y SiO aparecen en el espectro de radio de muchas variables Mira y en unas pocas supergigantes M peculiares tales como VY CMa. Ya que los máseres son bombardeados por radiación infrarroja proveniente del polvo, la cantidad de estrellas que son fuentes de máseres incrementa con el decremento de la temperatura efectiva y el incremento en la abundancia del polvo. Típicamente la emisión debido a una transición ocurre en dos grupos de velocidad los cuales están desplazados por la misma cantidad en ambos lados de la velocidad estelar. El desplazamiento de las líneas concede la velocidad del flujo. El mayor problema a cerca de los vientos de estrellas frías es que las estrellas K y tempranas M no muestran emisión máser.

### Observaciones de pérdida de masa en estrellas tipo tempranas

Vientos provenientes de estrellas tipo tempranas son detectados a través de la presencia de amplios perfiles P Cygni, y son caracterizados por grandes tasas de pérdida de masa,  $10^{-8}$  a  $10^{-5} M_{\odot} a^{-1}$ , así como por grandes velocidades del flujo, de 600 a 3500  $km s^{-1}$ .

En años recientes una significativa cantidad de datos sobre la tasas de pérdida de masa, velocidad terminal y condiciones de ionización han sido encontrados como resultado de la realización de estudios extensos del continuo infrarrojo y líneas espectrales ultravioleta:

1. Las observaciones en radio nos proporcionan un método preciso para determinar tasa de pérdida de masa, debido a que los flujos se originan lo suficientemente lejos, donde el gas ha alcanzado la velocidad terminal, y el flujo es casi independiente de la temperatura de la estrella. Los flujos radiales se han utilizado para encontrar  $\dot{M}$  de estrellas.

2. Las fuentes más ricas de información sobre los vientos de estrellas calientes son los perfiles de línea precisos obtenidos de observaciones en UV. Las velocidades terminales de los vientos pueden ser encontrados de los perfiles P Cygni más intensos.

3. Los espectros en UV también pueden ser usados para encontrar la abundancia relativa de varios estados de ionización de un elemento dado para proveer de alguna información sobre la estructura de la velocidad de los vientos. Los espectros UV muestran líneas fuertes de estados anormalmente altos de ionización. El descubrimiento de los estados de alta ionización condujo a la comprensión que la deposición de energía mecánica que ocurre en el flujo.

### 1.3.3. Parámetros generales

El viento estelar está caracterizado por dos parámetros globales,  $v_{\infty}$  y  $\dot{M}$ :

- El símbolo  $v_{\infty}$  representa la *velocidad terminal* del viento estelar en el ISM, es decir, es la velocidad que alcanza el viento estelar al estar a distancia tan grande de su estrella que puede considerarse constante.

El gas que escapa de las capas externas de la estrella, es acelerado hacia el exterior a partir de una pequeña velocidad radial ( $v \leq 1 km s^{-1}$ ) en la fotosfera de la estrella. Debido a la aceleración inicial, la velocidad del viento estelar no tiene la misma magnitud a cualquier distancia  $r$  medida desde el centro de la estrella. A partir de observaciones y modelos de vientos estelares, la distribución de velocidades del viento con respecto al  $r$  en muchas ocasiones se puede aproximar a una *ley*  $\beta$ :

$$v(r) \simeq v_0 + (v_{\infty} - v_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\beta} \quad (1.5)$$

<sup>25</sup>Líneas de emisión estimulada

### 1.3. Viento estelar

De la expresión anterior podemos apreciar como la velocidad tiende en forma asintótica a la velocidad terminal,  $v_\infty = v(r \rightarrow \infty)$ . La velocidad del viento es extremadamente alta, característicamente alrededor de tres veces la velocidad efectiva de escape<sup>26</sup> de la estrella.

- $\dot{M}$  simboliza la tasa de pérdida de masa<sup>27</sup>, es decir, es la cantidad de masa que pierde la estrella por año. Se expresa en unidades de masas solares por año, donde  $1M_\odot a^{-1} = 6,303 \times 10^{25} g s^{-1}$ .<sup>28</sup>

Para una estrella con un viento estacionario esféricamente simétrico, la tasa de pérdida de masa a una distancia  $r$  del centro de la estrella está dada por la *ecuación de continuidad de la masa*:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (1.6)$$

La cantidad de energía cinética que un viento estelar deposita en el medio interestelar por unidad de tiempo es  $\frac{1}{2}\dot{M}v_\infty^2$ , a este término también se le conoce como *luminosidad del viento*.

Existen varias maneras de detectar y medir la pérdida de masa de las estrellas. Estos métodos cubren un rango amplio de energía espectral, desde UV a la región de radio. Entre los métodos que usan líneas espectrales se encuentran los perfiles P Cygni a partir de líneas de resonancia UV y líneas de emisión ópticas provenientes de estrellas calientes. Así como líneas moleculares provenientes de estrellas frías. Estos métodos de líneas espectrales tienen la ventaja de proporcionar información acerca de la velocidad (del desplazamiento Doppler o perfiles de línea) y la densidad o columna de densidad (de *line strengths*<sup>29</sup> o perfiles de línea).

Fuente	$\dot{M}$ ( $M_\odot yr^{-1}$ )	$V_w$ ( $km s^{-1}$ )	$L_w$ ( $erg s^{-1}$ )	t yr	E ergs	R pc
Estrella 04I	$10^{-4}$	3000	$2 \times 10^{38}$	$3 \times 10^5$	$3 \times 10^{51}$	30-100
Estrella 09V	$10^{-8}$	1000	$2 \times 10^{34}$	$10^7$	$10^{48}$	30-100
Cúmulo OB	$10^{-4}$	3000	$10^{39}$	$10^7$	$10^{52} - 10^{53}$	200-1000
Estrella WR	$3 \times 10^{-5}$	2500	$5 \times 10^{37}$	$10^5$	$2 \times 10^{50}$	0.3-10
Estrella gigante roja	$10^{-6}$	10	$10^{32}$	$\sim 10^6$	$10^{46}$	$\sim 10$
Nebulosa planetaria	$10^{-7}$	2500	$2 \times 10^{35}$	$10^4$	$5 \times 10^{46}$	0.1-1
Nube de Orion	$10^{-3}$	100	$3 \times 10^{36}$	3000	$3 \times 10^{47}$	0.3
L1551	$10^{-6}$	200	$10^{34}$	$3 \times 10^4$	$10^{46}$	0.5
Estrella T-Tauri	$10^{-7}$	200	$10^{33}$	$10^6$	$3 \times 10^{46}$	?

Tabla 1.5: La tabla enlista los parámetros típicos de los vientos estelares de varios tipos. La columna 1 enlista la estrella o sistema implicado; la columna 2 nos da las tasas de pérdida de masa,  $\dot{M}$ ; la columna 3 nos da la velocidad terminal del viento; la columna 4 nos da la potencia mecánica,  $L_w = \dot{M}v_\infty^2/2$ ; la columna 5 nos da una estimación de la edad probable o inferida del sistema; la columna 6 nos da una estimación de la energía mecánica que podría ser proporcionado por el viento; y la columna 7 nos da los valores típicos de los radios de las estructuras del ISM que se han observado o se podrían esperar.

<sup>26</sup>La velocidad efectiva de escape de una estrella es la velocidad de escape Newtoniana menos una corrección por presión de radiación debido a la dispersión de electrones.

<sup>27</sup>Por convención,  $\dot{M} = dM/dt$  es siempre positiva

<sup>28</sup>El símbolo  $a$  representa la abreviatura de *año*.

<sup>29</sup>El término Line strengths hace referencia a la cantidad de energía asociada a una transición molecular

Las propiedades generales de los vientos estelares son razonablemente bien entendidos para la mayoría de los tipos espectrales de estrellas. No obstante, aún hay algunos aspectos que se encuentran en incertidumbre. Por ejemplo, los campos magnéticos pueden jugar un importante rol afectando la pérdida de masa y la velocidad de los vientos. Además, espectros en el ultravioleta de estrellas obtenidos con el *Telescopio Espacial Hubble* en la Gran Nube de Magallanes (LMC), la Pequeña Nube de Magallanes (SMC) y M31 muestran que las tasas de pérdida de masa dependen de la metalicidad, por lo que se sugiere que estrellas en galaxias de baja metalicidad tienen tasas de pérdida de masa más bajas que estrellas galácticas de la misma luminosidad, temperatura<sup>30</sup> y masa.

## 1.4. Interacción ISM-Viento

La dinámica del ISM involucra movimientos turbulentos de materia, choques, y campos magnéticos que toman acción a lo largo del espacio interestelar. En su mayoría estos fenómenos son causados por la forma de interacción de las estrellas con el medio interestelar. Las estrellas interactúan con el ISM, a través de su radiación, y de su masa, momento y energía que es transferida en forma de viento. La extrema radiación ultravioleta de las estrellas calientes da lugar a nebulosas ionizadas o regiones HII alrededor de estrellas jóvenes. En el caso de estrellas de baja masa que se encuentran en transición a ser enanas blancas, la radiación da lugar a la ionización de nebulosas planetarias. No obstante, en este trabajo nos enfocaremos en la interacción dinámica viento-ISM.

Observaciones hechas en décadas pasadas muestran evidencia de los efectos dinámicos del viento estelar en el medio interestelar: (1) grandes cavidades impulsadas por el viento rodeado por cascáras en expansión, o *bubbles*, centradas en estrellas OB aisladas; (2) enormes cascáras en expansión o *superbubbles*, alrededor de asociaciones OB; (3) nebulosas planetarias; (4) nebulosas anulares; (5) gas a alta velocidad en la vecindad de regiones de formación estelar en nubes moleculares densas.

En esta sección describimos la estructura, las maneras de ser y consecuencias dinámicas de la interacción del viento con el medio interestelar.

### 1.4.1. Estructura de la interacción viento-ISM

En general, en las regiones de interacción viento-ISM el rápido movimiento del viento estelar en el imperturbado ISM produce una capa caliente de material colisionado del viento y del medio. Esta capa se expande en dos direcciones, hacia afuera, adentrándose en el ISM y hacia adentro, regresando al viento. La energía cinética del viento en el borde de la región de interacción se convierte en calor, dando lugar a un rango de temperaturas en la región de  $10^4$  a  $10^7$  K.

La estructura de una región de interacción consta de cuatro zonas, en forma de capas internas concéntricas:

1. En la zona más interna de la región el viento estelar fluye libremente. En el límite exterior de esta zona se encuentra una *driven wave*, la cual da lugar a las siguientes tres capas.
2. La siguiente zona contiene el gas que fue calentado al pasar una onda de choque interno (se mueve hacia el origen del viento estelar) de la capa caliente.

---

<sup>30</sup>Temperatura superficial

3. La tercera zona es una cáscara densa y delgada, también se refiere a ella como la ‘superficie de contacto’. Por lo general la mayor parte de su masa es del ISM barrido por la onda de choque externo, compactado y después enfriado radiativamente.
4. La cuarta zona es la parte externa de la *driven wave*. Contiene el material barrido del ISM y se extiende hasta una onda de choque externo (se mueve en la misma dirección del viento estelar).
5. La última zona es el medio interestelar imperturbado por la expansión de la *driven wave*.

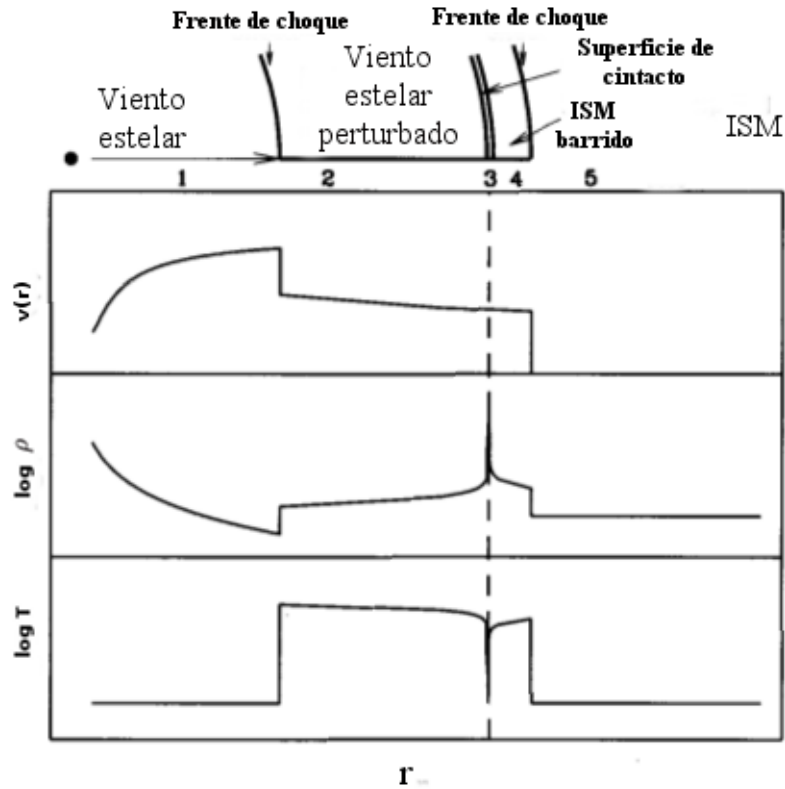


Figura 1.6: Esquema de la región de interacción viento-ISM y el cambio en la velocidad, densidad y temperatura del material a lo largo de las zonas 1, 2, 3 y 4 de la región de interacción. La zona 5 es el ISM no perturbado

La expansión de la capa caliente de la región de interacción ocasiona un par de perturbaciones en una *driven wave*, una perturbación que se mueve hacia el interior de la región de interacción y una perturbación que se mueve hacia el exterior de la región de interacción, cada perturbación viaja a una velocidad mayor a la velocidad del sonido en el ISM, por lo cual forman ondas de choque.

Para una onda de choque que se propaga en un medio se define el ‘número de Mach’,  $M$ , como la razón de la velocidad de la onda,  $w$ , y la velocidad del sonido en ese medio,  $v_s$ :

$$M = \frac{w}{v_s} \quad (1.7)$$

En particular  $M > 1$  para las ondas de choque generadas por la interacción viento-ISM, por lo cual, son ondas de choque supersónicas y de ahora en adelante nos referiremos a ellas

como ‘frentes de choque’.

Para estudiar las propiedades físicas del material de ambos lados de un frente de choque utilizaremos el sistema de referencia en el cual este frente de choque se encuentre en reposo. En este sistema de referencia, el gas que ha atravesado el frente de choque interno se mueve a una velocidad  $v_2$ , mientras el gas aún imperturbado se mueve hacia él a una velocidad  $v_1$ . Nótese que  $v_1 = w$  y  $v_2 = w - w_2$ , donde  $w_2$  es la velocidad con la que se mueve el gas por el cual el frente de choque interno ha pasado medido desde el sistema de referencia del gas imperturbado.

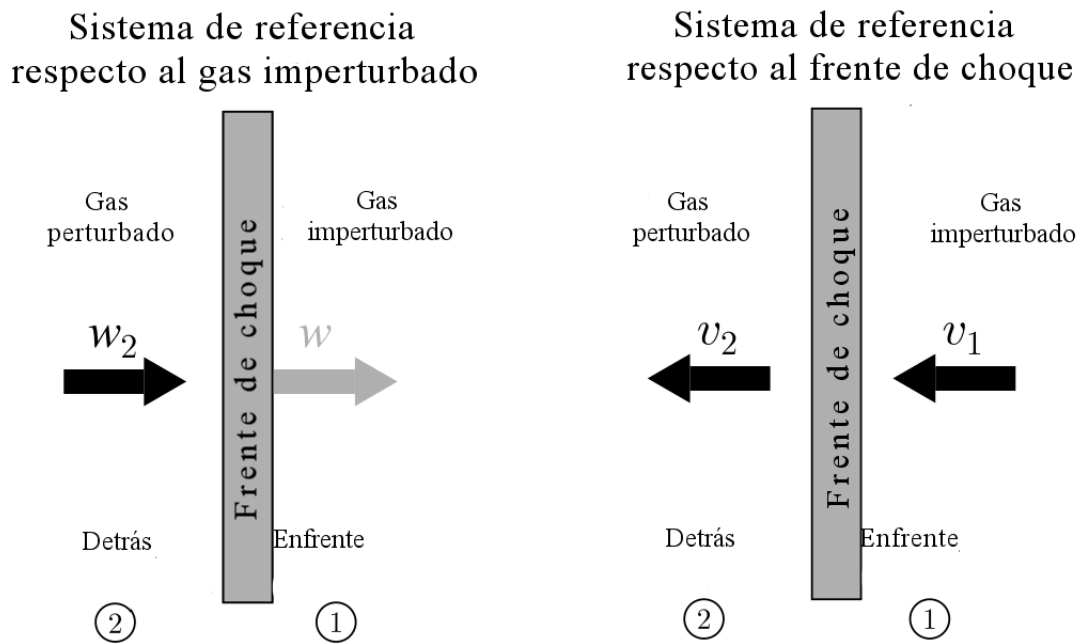


Figura 1.7: Estructura de un frente de choque con respecto al gas no perturbado del ISM y con respecto al sistema de referencia donde el frente de choque está en reposo.

De manera general, el estudio de las propiedades físicas de una parcela de gas al atravesar una onda de choque se deriva de ecuaciones de conservación de masa, momento y energía entre ambos lados de la perturbación. Sean  $v_i$ ,  $\rho_i$  y  $p_i$ , la velocidad, densidad y presión respectivamente, del gas no perturbado con el subíndice  $i = 1$  y del gas perturbado con el subíndice  $i = 2$ ; tenemos las siguientes tres ecuaciones de conservación:

- La conservación de la masa implica que el flujo de masa ( $C_m$ ) no cambia, es decir, la masa que cruza por unidad de área por unidad de tiempo permanece constante.

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = C_m \tag{1.8}$$

- La conservación del momento <sup>31</sup> requiere que el flujo de momento ( $C_p$ ) sea continuo, esto es, la fuerza por unidad de área más la tasa con la cual el momento es transportado por unidad de área en ambos lados es la misma.

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 = C_p \tag{1.9}$$

<sup>31</sup>N. del A.: En este trabajo al mencionar momento se hará referencia al momento lineal.

- La conservación de energía requiere que la suma de la tasa con la que la presión del gas realiza trabajo por unidad de área y la tasa del transporte de la energía interna y cinética por unidad de área es constante a través del frente de choque.

$$p_1 v_1 + \left( \rho_1 u_1 + \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 \right) = p_2 v_2 + \left( \rho_2 u_2 + \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 \right) = C_e \quad (1.10)$$

Considerando caso en el que el gas que es atravesado por el choque es un gas ideal, su energía interna por unidad de masa está dada por:

$$u = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho} \quad (1.11)$$

con  $\gamma = 5/3$ . Entonces la conservación de energía se puede expresar como la suma de la energía cinética por gramo y la entalpía por gramo:

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{5}{2} p_1 / \rho_1 = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{5}{2} p_2 / \rho_2 = C_e \quad (1.12)$$

Debido a la baja densidad del gas su comportamiento se aproxima a un gas ideal. Estas relaciones entre la densidad, velocidad y presión de un gas antes y después de atravesar un choque son las ‘condiciones de salto’ de la parcela de gas en la región de interacción, también conocidas como las relaciones de Rankine-Hugoniot (1889)<sup>32</sup>. Podemos condensar estas relaciones de conservación y expresarlas en términos del número de Mach  $M_1$ , al tomar en cuenta que  $M_1 = v_1/v_{s1}$  y  $v_{s1} = \sqrt{\gamma p_1/\rho_1}$ :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \quad (1.13)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (1.14)$$

Ahora, pensando en un frente de choque adiabático, dadas sus condiciones, la forma más eficiente de transmisión de energía en el medio interestelar es por radiación, a causa de esto, el término adiabático se refiere a que el frente de choque no presenta enfriamiento radiativo. Consideremos que entra un rápido y frío viento en este frente de choque. Dado que la velocidad del sonido en el medio disminuye a medida que baja la temperatura, asumimos que el viento es sumamente supersónico, así que  $v_1^2 \gg \frac{5}{2} \frac{p_1}{\rho_1}$  (y  $M \gg 1$ ). Con las suposiciones anteriores y la razón  $C_p/C_m$  llegamos a que:

$$\frac{p_2}{\rho_2} = v_2 v_1 - v_2^2 \quad (1.15)$$

Mediante la expresión anterior y la expresión (1.13) obtenemos las condiciones físicas en ambos lados del frente de choque:

- El gas que pasa a través del choque se comprime y aumenta su densidad en un factor de 4.

$$\rho_2 = 4\rho_1 \quad (1.16)$$

- La velocidad de la parcela de gas al pasar el frente de choque disminuye en un factor de 4.

$$v_2 = \frac{1}{4} v_1 \quad (1.17)$$

<sup>32</sup>The curious events leading to the Theory The Shock Waves, Manuel D. Salas, NASA Langley Research Center, 17th Shock interaction Symposium, Rome , Italy.

## 1. INTRODUCCIÓN

---

- El 75 % de la presión dinámica del gas incidente se convierte en la presión del gas al pasar el frente de choque.

$$p_2 = \frac{3}{4}\rho_1 v_1^2 \quad (1.18)$$

- o bien,

$$p_2/\rho_2 = \frac{3}{16}v_1^2 \quad (1.19)$$

Esta última expresión en conjunto con la ley del gas ideal ( $p = \rho kT/\mu m_H$ ), nos provee de una expresión para la temperatura del gas perturbado por el choque:

$$T_{shock} = \frac{3}{16} \frac{\mu m_H}{k} v_1^2 \quad (1.20)$$

Conocidas las constantes:

$$T_{shock} = 1,4 \times 10^5 \left( \frac{v_1}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 K \quad (1.21)$$

Las condiciones de salto adiabáticas dadas por las expresiones (1.16)-(1.19) nos permiten entender la casi discontinuidad de la densidad, presión y temperatura que se muestra en la Figura 1.6, cuando el material atraviesa el frente de choque. Sin embargo, se necesita otro enfoque para describir los cambios en la temperatura y densidad del material una vez que entre a la zona de la *driven wave*, es decir, de la zona 3 a la zona 5 en la estructura del choque. La temperatura en esta zona comienza a decrecer mediante pérdida radiativa, no obstante, la escala de tiempo con la que decrece es muy grande a comparación con el movimiento del material, entonces, se consideran las ‘condiciones de salto isothermas’ debido a que dentro de la zona del *driven wave* la temperatura es la misma.

Sean  $v_i$ ,  $\rho_i$  y  $p_i$ , la velocidad, densidad y presión respectivamente, del material perteneciente al ISM justo antes de entrar al choque con el subíndice  $i = 5$  y del material en la zona 3 con  $i = 3$ , donde las velocidades están dadas respecto al frente de choque externo; las condiciones de salto isothermas se obtienen a partir de las condiciones de Rankine-Hugoniot considerando la velocidad del sonido isotérmico  $a = \sqrt{p_5/\rho_5}$ , y por lo tanto el número de Mach isotermo  $m_5 = v_5/a \gg 1$ :

- El gas enfriado se mueve a la misma velocidad que el frente de choque,

$$v_3 v_5 = a^2 \quad (1.22)$$

o bien,  $v_3 = v_5/m^2 \ll 1$ .

- La densidad del material en la zona 3 es mucho mayor que en la zona 5,

$$\rho_3 = m^2 \rho_5 \quad (1.23)$$

- La presión en la zona 3 es cerca del 100 % de la presión dinámica incidente.

$$p_3 \approx \rho_5 v_5^2 \quad (1.24)$$

La descripción del cambio en la temperatura, densidad y presión del material dentro de la región de interacción viento-ISM, mediante estas condiciones de salto adiabáticas e isothermas nos permite modelar la estructura de la *driven wave* que se origina durante la interacción.

### 1.4.2. Modelos de interacción

El viento estelar no siempre interactúa<sup>33</sup> de la misma manera con el ISM. Para los fenómenos observados de la interacción entre vientos estelares y el medio circumestelar se consideran dos modelos:

- (1) Vientos que interactúan con el medio interestelar. Explica las *bubbles* interestelares observadas alrededor de estrellas calientes, nebulosas anulares alrededor de estrellas O jóvenes.
- (2) Vientos rápidos que interactúan con el viento lento previamente eyectado de la misma estrella. Este modelo explica las nebulosas anulares alrededor de estrellas W-R y *nebulosas planetarias*.

#### Modelo 1: Nebulosas anulares alrededor de jóvenes estrellas O

En la siguiente sección se dará una explicación profunda a cerca de la evolución de las *wind bubbles* interestelares que entran en este modelo de interacción. Pero es importante mencionar que este tipo de nebulosas anulares son buenos candidatos a ser *wind bubbles*.

En las nebulosas anulares alrededor de estrellas O muy jóvenes que aún están dentro de su natal nube molecular, el viento de las estrellas recién formadas colisiona con el denso material remanente de la nube natal de la estrella. Estas nebulosas son llamadas *regiones HII ultracompactas* (UCHII). Los tamaños típicos de estos, son unos pocos  $10^{16}cm$  (las regiones H II tienen escalas de tamaño del orden de  $10^{19}cm$ ). A partir del abundante flujo radial de estos objetos se puede estimar el tipo espectral de la joven estrella O dentro.

#### Modelo 2: Nebulosas anulares alrededor de una estrella W-R y Nebulosas planetarias

Las nebulosas anulares alrededor de estrellas WR representan una fase tardía en la evolución de estrellas masivas. Estas nebulosas anulares típicamente tienen radios entre 3 y 10 pc, velocidades de expansión entre 20 a  $80 km s^{-1}$ , y cáscaras con masas entre 5 a  $20 M_{\odot}$  (Chu, 1991). Además con frecuencia son ricas en nitrógeno y helio. Esto es un indicador de que las nebulosas consisten principalmente de material de la pérdida de masa estelar, en lugar de materia interestelar arrastrado. En estas nebulosas anulares los vientos están colisionando con el gas más lento que la estrella ha eyectado en una etapa temprana de la evolución de la estrella, ya sea cuando era una supergigante roja o una variable luminosa azul.

Las *nebulosas planetarias* (PN) son nebulosas anulares alrededor de estrellas de baja masa en una etapa avanzada de su evolución, estando en transición al estado de enana blanca. Las estrellas centrales de las nebulosas planetarias (CSPN) tienen masas alrededor de  $0,6 M_{\odot}$ , temperaturas efectivas en el rango de  $3 \times 10^4$  a  $2 \times 10^5 K$ , y luminosidades en el rango de  $10^3$  a  $10^4 L_{\odot}$ .

El modelo más aceptado de la formación y dinámica de nebulosas planetarias está basado en la interacción de vientos estelares, propuesto por Kwok, Purton y FitzGerald (1978). Este modelo se fundamenta con la presencia de líneas de vientos con tasas de pérdida de masa del orden de  $10^{-7} M_{\odot} yr^{-1}$  en el perfil P Cygni de las CSPN y con velocidades del viento alrededor de 1000 a  $4000 km s^{-1}$ . Por otro lado, las estrellas antes de llegar a ser CSPN, fue una luminosa gigante roja, muy probablemente en la fase evolutiva de la *rama gigante asintótica* (AGB). Además, las estrellas que se encuentran en esta fase eyectan vientos muy

<sup>33</sup>N. del A.: De aquí en adelante, al señalar interacción nos referiremos exclusivamente a la interacción dinámica.

densos, con una velocidad de expansión de sólo  $10\text{km s}^{-1}$  y una tasa de pérdida de masa tan grande como  $10^{-4}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ . Por lo anterior, el hecho de que el viento lento precede al viento más veloz de la CSPN naturalmente significa que ambos deberán interactuar entre sí cuando el viento rápido supere al más lento<sup>34</sup>.

### 1.4.3. Deposición de masa y energía en el ISM

La relación dinámica entre el viento y el ISM genera contribuciones de masa y energía a este último. La deposición de energía por el viento estelar de una estrella masiva durante su vida es mayor a lo que podría introducir al llegar a ser una supernova. En el caso de estrellas que con masa insuficiente para convertirse en supernova el material de las estrellas ante todo se reintegra al ISM en forma de vientos lentos y densos. Considerando la evolución de este tipo de estrellas poco masivas, el material reintegrado por ellas es químicamente más rico.

La deposición de masa y energía en el ISM pueden ser estimados a partir de datos observacionales o de modelos teóricos de vientos estelares. La teoría de evolución estelar con pérdida de masa nos permite conocer la tasa de pérdida de masa y por lo tanto la energía por unidad de masa en cada etapa evolutiva de una estrella. Entonces, la tasa en la cual la masa es regresada al ISM por unidad de volumen es:

$$\left(\frac{dM(t)}{dt}\right)_{ISM} = \sum_j N_j(t)\dot{M}_j(t) \quad (1.25)$$

donde la sumatoria es sobre todos los j-tipos de estrellas. La tasa de energía inyectada al ISM por el conjunto de las estrellas masivas puede ser estimado multiplicando por  $v_{j\infty}^2/2$  la expresión anterior:

$$\left(\frac{dE(t)}{dt}\right)_{ISM} = \sum_j N_j(t)\dot{M}_j(t)\frac{v_{j\infty}^2}{2} = \sum_j N_j(t)L_{wj}(t) \quad (1.26)$$

Es importante aclarar que la deposición de masa y energía es distinta para estrellas masivas que para las estrellas de baja masa, debido a que siguen distintas etapas de evolución.

### Deposición de masa y energía de estrellas masivas

Recordemos que consideramos como estrellas masivas a aquellas con una masa  $> 8M_{\odot}$ . Estas estrellas regresan al medio interestelar casi la totalidad de su masa inicial. Como se mencionó antes, las estrellas con pérdida de masa no tienen una tasa de pérdida constante durante las distintas etapas de su evolución. Por esta razón, se desarrolló la teoría de evolución estelar con pérdida de masa. Esta teoría entre otras cosas, analiza la cantidad de masa que es regresada a través de viento estelar durante la secuencia principal de estrellas O y B, la etapa de supergigante roja, durante la rápida pérdida de masa durante la fase transitoria como una variable azul luminosa (LBV), y la cantidad de pérdida de masa en poderosos vientos de estrellas WR. Estas cantidades de materia perdida en las fases de viento dependen de la escala de tiempo evolutivo y de las tasas de pérdida de masa asociados.

Estrellas con masa inicial  $M_i < 30M_{\odot}$  pierden la mayor parte de su masa en la fase de supergigante roja y en la fase W-R. En la fase de supergigante roja la tasa de pérdida de masa es alta pero la velocidad del viento es baja, mientras que en la fase W-R tanto la tasa de pérdida de masa como la velocidad del viento es alta. Las estrellas más masivas que

<sup>34</sup>Este modelo de interacción del viento estelar sustituyó a una idea anterior para nebulosas planetarias, que establece que ellas son formadas por una eyección impulsiva-impetuosa de las envolturas exteriores de las estrellas gigantes rojas.

$40M_{\odot}$  pierden una fracción sustancial de su masa en la fase de la secuencia principal. Estas estrellas no evolucionan a la fase de supergigante roja, por lo que después de la secuencia principal la pérdida de masa se produce en la fase de variable luminosa azul y la fase W-R. En contraste, las estrellas con  $M_i < 20M_{\odot}$  tienen una pérdida de masa insignificante durante la fase de la secuencia principal, pero para estrellas con  $M_i = 100M_{\odot}$  su tasa de pérdida de masa puede crecer hasta el 30 %.

La masa total depositada por las estrellas más masivas que  $15M_{\odot}$  es comparable a la depositada por supernovas tipo II. Sin embargo, el retorno de material al ISM es mucho mayor de parte de las estrellas de baja masa debido a que son más numerosas que las estrellas masivas.

### Deposición de masa y energía de estrellas de baja masa

Para estrellas de baja masa, es decir, con masas entre 1 y  $8M_{\odot}$  la mayor parte de su pérdida de masa ocurre mientras la estrella se encuentra en la rama gigante asintótica (AGB)<sup>35</sup>. En la sección 1.1.3 (Evolución estelar) se expuso que estas estrellas entran a una fase tardía del AGB, *thermally pulsing*. Durante esta fase, las estrellas pueden tener grandes variaciones en su luminosidad, y el material de la cascara de combustión de helio se convierte en una mezcla convectiva en la superficie de la estrella. Esto incrementa la abundancia en carbón en la atmósfera y en el viento. Y como consecuencia de la combinación de varios procesos tales como las pulsaciones y las ondas de sonido se producen distribuciones de densidad muy amplias dando lugar a la formación de granos de polvo en las zonas más densas. Las variables Mira son estrellas con capas de polvo ópticamente delgadas, por otro lado, las estrellas con capas de polvo ópticamente gruesas son estrellas OH/IR o fuentes IR ricas en carbono, dependiendo de la abundancia relativa del oxígeno y el carbono. Los vientos de estas luminosas estrellas frías tienen una tasa de pérdida de masa en el rango de  $10^{-7}$  a  $10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$ , y bajas velocidades,  $\lesssim 30kms^{-1}$ . Debido a las bajas velocidades del viento la deposición de energía en el ISM es pequeña, por lo que es el reciclaje de materia químicamente enriquecida del ISM de mayor interés en este tipo de estrellas.

Weidemann (1987, 1991) desarrolló estimaciones semi empíricas de la contribución de masa de estrellas de baja masa mediante una relación de la masa inicial,  $M_i$ , y la masa final,  $M_f$ , de estrellas que se convierten en enanas blancas ubicadas en cúmulos abiertos. Como resultado de sus estimaciones encontró que para una estrella de una masa solar el 45 % de su masa es regresada al ISM, dejando atrás una enana blanca de  $0,55M_{\odot}$ . Para estrellas en el rango de 4 a  $8M_{\odot}$ , la masa que regresa al ISM está entre el 70 y cerca del 90 %.

Dentro del estudio de la naturaleza de la materia que regresa al ISM y el proceso de salida durante la fase AGB, Jura y Kleinman (1989, 1990) llegaron a la conclusión de que el total de masa devuelta al ISM de las estrellas en AGB es dominada por pocas estrellas con una tasa de pérdida de masa alta, cercana a  $10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$ . La luz en la región óptica de estas estrellas con pérdida de masa alta es fuertemente atenuada por los granos opacos en el flujo estelar, por lo que aparecen como fuentes infrarojas. Además, encontraron que aproximadamente la mitad de las estrellas AGB perdiendo masa son ricas en carbono, y representan casi la mitad de la masa regresada al ISM en un entorno solar de 1 kpc. Estas estrellas de carbono en AGB también dominan en el retorno de materia en el exterior de la Vía Láctea.

---

<sup>35</sup>Durante la fase AGB, el radio de la estrella alcanza grandes valores,  $> 250R_{\odot}$ , y temperaturas efectivas bajas,  $T_{ef} < 2500K$ .

## 1.5. *Wind bubbles and superbubbles*

La morfología de una *wind bubble* en una estrella O, es difícil de distinguir de una remanente extinta de supernova (una región HII circular débil de radio  $\sim 30pc$ , no hay rayos X, no hay emisión no térmica); no obstante, la diferencia más obvia además de su morfología esférica, es que la *wind bubble* podría tener en alguna parte cercana a su centro una estrella (ver Figura 1.8).

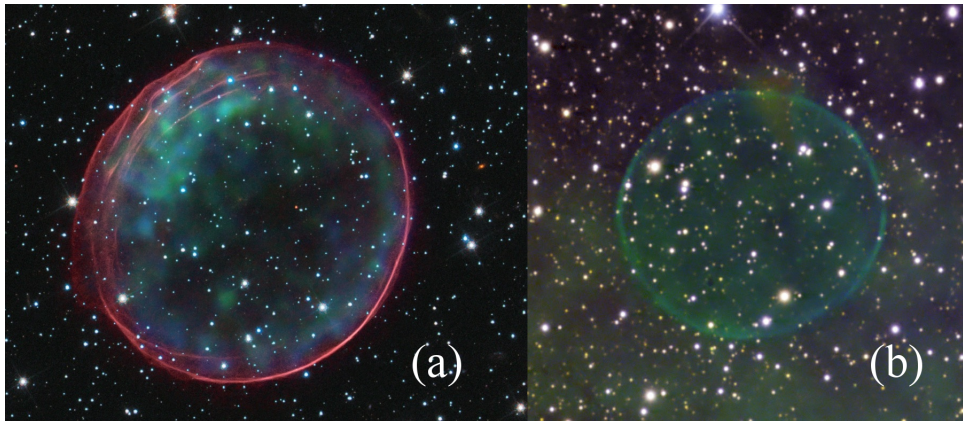


Figura 1.8: **(a)** Remanente de Supernova (SNR) 0509-67.5 en la Gran Nube de Magallanes (LMC). Esta imagen es el resultado de la combiación de imágenes del Telescopio Espacial Hubble (HST) y del Observatorio espacial Chandra de Rayos X. Recuperada de: <http://apod.nasa.gov/apod/ap120112.html>. **(b)** Imagen compuesta de una *wind bubble* en la constelación del Cisne (2008). Recuperado de: <http://apod.nasa.gov/apod/ap081113.html>

La evolución del medio circunestelar alrededor de una estrella puede dividirse en etapas de acuerdo a la evolución de su estrella central. Una estrella de secuencia principal (25 a 40  $M_{\odot}$ ) evoluciona en una supergigante roja, y si es lo suficientemente masiva se convierte en una estrella Wolf-Rayet (WR). A través de la evolución y muerte de estas estrellas se da lugar a tres interacciones con su medio circunestelar. La primera interacción se da entre el viento rápido con baja densidad proveniente de la estrella durante la secuencia principal y el medio interestelar; continúan el viento lento y de alta densidad durante la etapa de supergigante roja; y finalmente, el viento masivo de alta velocidad de una estrella WR barriendo los restos de las interacciones anteriores. Durante las fases de secuencia principal y WR la radiación de la estrella ioniza su medio circundante, por lo que el viento viaja dentro de una región HII.

La interacción entre un viento esféricamente simétrico y el ISM puede ser aproximada por el modelo desarrollado por Castor *et al.* (1975) y Weaver *et al.* (1977). Para el estudio de la estructura y evolución de una *bubble* interestelar idealizada en este modelo, se toman las siguientes consideraciones: (1) densidad constante en el ISM,  $\rho_0 = \mu m_H n_0$  donde  $\mu$  es el peso molecular medio; (2) la estrella está en reposo con respecto al ISM; (3) el viento estelar es isotrópico; y (4) la potencia del viento ( $L_w$ ) es constante.

### 1.5.1. Evolución de una *wind bubble*

Dyson & de Vries (1972) son los primeros en sugerir que la expansión de una *bubble* es impulsada por la presión térmica del viento chocado en el interior de la *bubble*, es decir, es una *wind-driven bubble*. Esto formó la base del modelo de una *bubble* interestelar de Castor *et al.* (1975), el cual implementó la conducción de calor en la interfase entre el interior caliente y la cáscara fría de la *bubble* (zona 2 y zona 3). En este trabajo se seguirá el modelo

de Castor *et al.*

El modelo de estudio de la evolución de una *wind-driven bubble*, se basa en que la estrella implicada se enciende instantáneamente cuando el hidrógeno comienza a quemarse. El flujo externo de materia, es decir, el viento estelar, choca con el ISM y su velocidad se reduce a casi cero. Su energía cinética se convierte en energía térmica y se crea una *wind bubble* casi estacionario de gas caliente. La presión térmica de la *bubble* caliente impulsa una cascárea dentro del ISM circundante (ver figura 1.6). Durante este desarrollo se identifican tres fases secuenciales principales de evolución de las 5 zonas delimitadas anteriormente (ver Figura 1.6). La evolución de una *wind-driven bubble* es semejante a la evolución de una cáscara de supernova (Spitzer 1968; Woltjer 1972): hay una fase inicial de libre expansión con una duración de lagunos cientos de años, una fase de expansión adiabática donde el material en la cáscara es tan caliente que el enfriamiento radiativo es despreciable, una fase *snowplow* en el cual el gas interestelar barrido colapsa en una delgada y fría cáscara como resultado del enfriamiento radiativo, y finalmete, si la estrella vive lo suficiente hay una fase en la cual la cáscara se disipa en los alrededores.

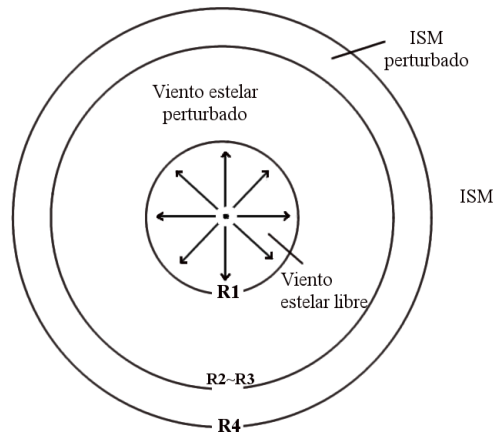


Figura 1.9: Esquema del viento estelar expandiéndose libremente hasta el primer choque con el ISM. La energía cinética se eonvierte en energía térmica, calentando la *bubble*, R1; la cual empuja una cascárea,  $R2 \approx R3$ , en la región III; y a su vez esta empuja una cascárea, R4, en el ISM.

Ahora, para un panorama numérico se considera que la estrella implicada en el origen del la *wind bubble* tiene una pérdida de masa de  $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$ , dando lugar a un viento estelar con  $v_{\infty} = 200 \text{ km s}^{-1}$ , y una energía cinética de  $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ . Como parámetro del ISM circundante a la estrella se tiene que  $\rho_0 \simeq 210^{-24} (\text{g cm}^{-3})$  (correspondiente a una densidad típica del ISM de  $n_0 \simeq 1 \text{ átomo cm}^{-3}$ ).

**Primera fase: Expansión libre del viento**

En esta primera fase de la *wind bubble* el viento se expande casi sin oposición a la presencia del ISM. Para esta fase de ‘expansión libre’ notamos que de los dos choques originados en la interacción viento-ISM, el choque interno no corresponde a un decremento significativo en la velocidad del viento. Sin embargo, hay un fuerte choque externo que originalmente se mueve hacia fuera a una velocidad cercana a la velocidad del viento y por lo tanto a la velocidad a la cual el material interestelar es barrido (ver Figura 1.9). Debido a la proximidad entre las velocidades del viento estelar y el choque externo en el ISM a esta fase se le nombra *la fase de libre expansión*. Con el tiempo la cantidad de material arrastrado aumenta y el momento del viento no puede empujar la cáscara a tan alta velocidad, entonces la expansión de la cáscara desacelera. Esto implica que el ‘salto’ en las condiciones físicas del material que atraviesa el choque interno será cada vez más fuerte debido a una diferencia creciente entre la velocidad del viento incidente y la velocidad que el material tiene después de que se una al frente de onda en expansión. Este choque interno es la interfase entre las Zonas 1 y 2 de la Figura 1.6.

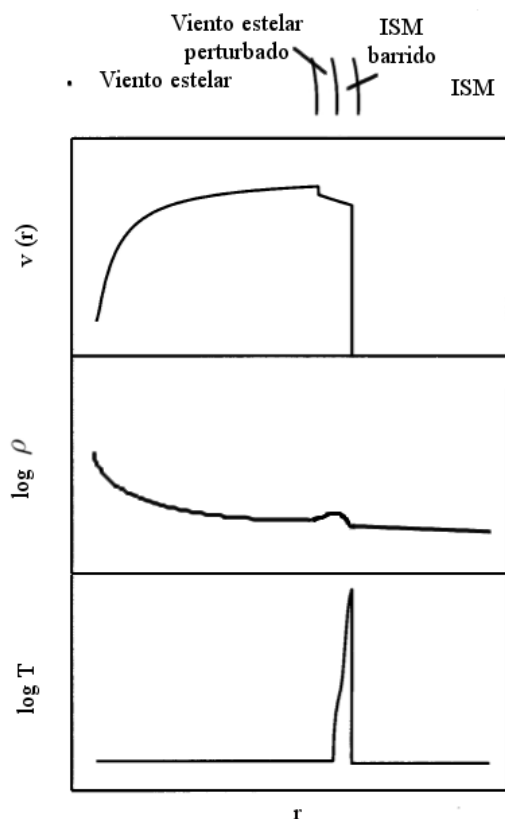


Figura 1.10: Esquema de la fase de libre expansión.

Se considera que la fase de libre expansión llega a su final después de un tiempo  $\tau_1$ , que es cuando masa barrida en la Zona 4 es comparable a la masa en la onda impulsada del viento en la Zona 2. La masa perdida por la estrella es  $\dot{M}\tau_1$ , y la masa del ISM arrastrado durante este lapso es  $\frac{4\pi}{3}(v_\infty\tau_1)^3\rho_0$ . Estas dos masas son iguales cuando:

$$\tau_1 = \sqrt{\frac{3}{4\pi} \frac{\dot{M}}{\rho_0 v_\infty^3}} \quad (1.27)$$

En el caso de una estrella caliente  $\tau_1 \approx 100$  años. Durante este tiempo la *bubble* alcanza un radio de  $r = v_\infty\tau_1$ .

### Segunda fase: Fase de expansión adiabática

Al termino de la fase de libre expansión la *bubble* tendrá la siguiente estructura:

- Zona 1 El viento supersónico se expande libremente hasta un radio  $R_1$ , radio en el cual el viento se encuentra con el frente de choque interno que se mueve hacia el interior de la *bubble*.
- Zona 2 Una región consistente del material del viento perturbado por el frente de choque interno, delimitada con  $R_1$  y un radio externo  $R_2$ . Debido a que este material pasó a través de un fuerte choque la energía cinética del viento es depositado en esta región en forma de calor, permitiéndole a esta zona alcanzar una temperatura alrededor de  $10^7 K$ . La masa proveniente del viento estelar en esta región, es decir, la masa del viento estelar perturbado por el frente de choque interno es de  $M_2 \approx \dot{M}\tau_1$ . Además, la superficie de contacto se expande con una velocidad  $dR_2/dt$ .
- Zona 3 y Zona 4 Alrededor de la Zona 2 se encuentra una cáscara de gas caliente barrido del ISM que se extiende hasta el límite exterior  $R_4$ , radio en el cual se encuentra el frente de choque externo. La masa en esta región es  $M_4 = \frac{4\pi}{3}R_4^3\rho_0$ .

Dada la descripción anterior, es claro que el estructura de la *bubble* en esta fase (ver Figura 1.10) es básicamente el esquema mostrado en la Figura 1.6 a excepción de que las zonas 2, 3 y 4, tienen temperaturas elevadas y la densidad no tiene un aumento significativo en la superficie de contacto (zona 3).

A causa de que las altas temperaturas del material que ha pasado a través de cualquiera de los dos frentes de choque la energía perdida por el enfriamiento radiativo es despreciable, de ahí el nombre de *fase adiabática*.

Aunque el enfriamiento radiativo no es importante, la temperatura de la *bubble*, no obstante, descenderá con el tiempo debido al trabajo que se emplea para aumentar el volumen de la *bubble*. Cuando la región del material barrido (Zona 4), se enfría adiabáticamente hasta una temperatura de  $10^6 K$ , la emisión de radiación de línea se convierte en el proceso de enfriamiento dominante y la temperatura de la cáscara disminuye rápidamente a  $10^4 K$ . Por lo tanto, el final de la fase adiabática es marcada por la producción de gas post-choque con una temperatura de  $10^6 K$ . Entonces, la duración de la fase de expansión adiabática se estima encontrando el tiempo que le toma al gas en expansión enfriarse de  $10^7 K$  a  $10^6$ . Sujeto a las condiciones físicas del material de la *bubble* en esta fase se aplican las condiciones de salto adiabáticas (vistas en la sección 1.4.1) y de ahí se tiene que la temperatura tras un frente de choque se determina por el cambio en la velocidad del material,  $\Delta v = v_s$ , que se produce cuando la materia interestelar previamente inalterada entra a la zona de choque. Aquí  $v_s$  es la velocidad del frente de choque, y suponemos que el ISM inalterado está en reposo. De la Ecuación (1.20):

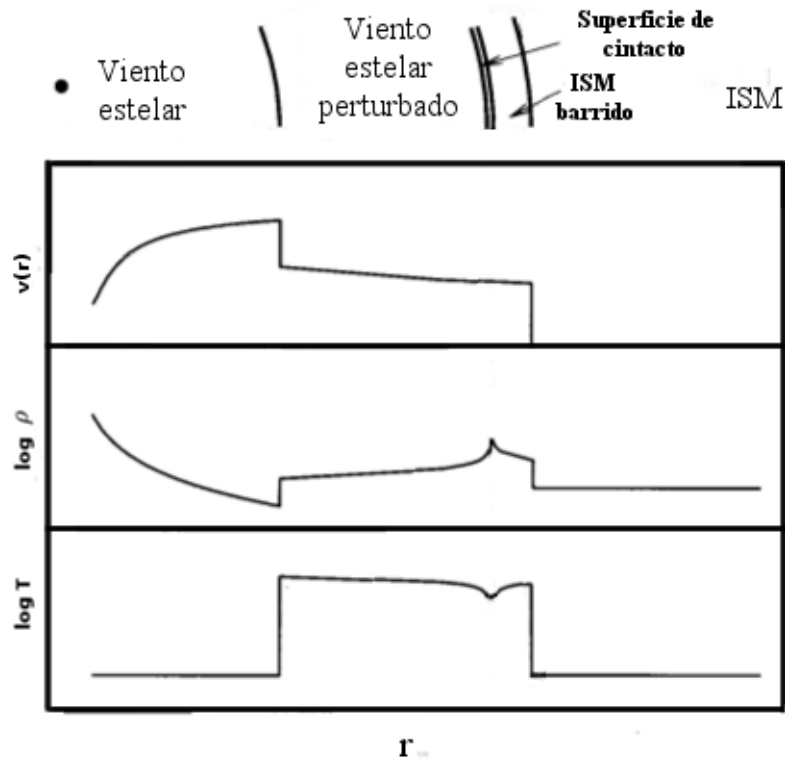


Figura 1.11: Esquema de la fase de expansión adiabática.

$$T_{shock} = \frac{3}{16} \frac{\mu m_H}{k} (v_s)^2 \quad (1.28)$$

Más adelante se discutirá el cambio en la velocidad del choque durante una fase adiabática,  $v_s \propto t^{-2/5}$ . Además, este resultado nos dice que la edad al final de la fase adiabática es  $\tau_2 \approx 6 \times \tau_1$ . Para un contexto numérico, de la Ecuación (1.27) concluimos que la fase adiabática termina en menos de 1000 años.

### Tercera fase: Fase snowplow

El material del ISM que entró al frente de choque externo se calentó a una temperatura por debajo de  $10^6 K$ , por lo que se enfrió rápidamente hasta una temperatura de  $10^4 K$  mantenida por el campo de radiación de la estrella. En esta fase la masa del material barrido es mucho mayor a la cantidad de material en la *bubble*. La densidad de la cascáa fría es alta ( $n \approx 10^1$  a  $10^3 cm^{-3}$ ).

Debido a que el tiempo de enfriamiento del material es muy grande comparado con su movimiento se tiene que este frente de choque es isoterma. Los choques isotérmicos tienen una alta razón de comprensión, y como consecuencia de esto la cascáa es delgada. La fase snowplow permanece mientras la estrella sea capaz de mantener un viento rápido; lo cual corresponde a un rango de  $(3 \text{ a } 10) \times 10^6$  años para estrellas masivas. Finalmente, el nombre de esta fase es debido a que hay una cascáa comprimida de material que está siendo empujado desde atrás, similar a lo que ocurre con un snowplow (quitanieves).

Aunque son importantes en el desarrollo dinámico de una *wind bubble*, la fase de libre expansión del viento y la fase de expansión adiabática son poco probables de observar, esto es debido a que cada una de estas fases es poco duradera<sup>36</sup> a diferencia de la fase snowplow. Más adelante describiremos con mayor profundidad esta tercera fase.

### Fase terminal de una wind bubble

Al poco tiempo después la estrella involucrada en la evolución de la *wind bubble* sale de la secuencia principal la luminosidad cinética del viento disminuirá significativamente. A una estrella caliente masiva le lleva cerca de  $4 \times 10^6$  años salir de la secuencia principal. La *bubble* podría seguir expandiéndose hasta estancarse por la presión del ISM o simplemente disiparse en los alrededores. Sin embargo, antes de que esto ocurra se habrá producido una SN, la cual volverá a presurizar a la *bubble*.

### 1.5.2. La expansión *snowplow* de una wind bubble

Durante esta fase la *bubble* tendrá la siguiente estructura:

Zona 1 Viento hipersonico en expansión libre hasta un radio  $R_1$ , con una densidad  $\rho_1 = \dot{M}/4\pi r^2 v_\infty = \rho_w$  ( $r < R_1$ ). En  $R_1$  se encuentra el frente de choque interno de la *driven wave*.

Zona 2 Una región caliente y casi isobárica consistente de material del viento perturbado por el choque mezclado con una pequeña fracción de material interestelar barrido, está delimitada con  $R_1$  y un radio externo  $R_2$ . En  $R_2$  se encuentra el frente de choque externo de la *driven wave*.

Zona 3 y Zona 4 Una densa y fría cáscara que contiene casi todo el material interestelar barrido, está delimitada por  $R_2$  y  $R_4$ . Esta cáscara se expande a una velocidad de  $\dot{R}_2$ .

Zona 5 Medio interestelar, con una densidad  $\rho_0$ .

<sup>36</sup>N. del A.: Refiriéndonos a tiempos astronómicos

## 1. INTRODUCCIÓN

---

Durante un tiempo  $t$ , el viento estelar le suministra una energía  $L_w t = (1/2)\dot{M}v_\infty t$  a la Zona 2, donde  $L_w$  es la luminosidad cinética del viento. Por otro lado, la pérdida dominante de energía en esta zona es debida al trabajo que realiza la expansión de la cáscara, así que el cambio en la energía total de la Zona 2 es:

$$\dot{E}_2 = L_w - 4\pi R_2^2 p_2 \dot{R}_2 \quad (1.29)$$

La masa barrida por el frente de choque externo de la *wind bubble* es mucho mayor que la masa del material del viento contenida en ella;  $M_c(t) \gg \dot{M}t$ , con  $M_c(t)$  la masa de la cáscara (proveniente del material barrido):

$$M_c = (4/3)\pi R^3(t)\rho_0 \quad (1.30)$$

donde  $R(t)$  es el radio exterior de la burbuja en el tiempo  $t$ , y  $v(t) = dR(t)/dt$  es la razón de expansión de la burbuja.

La burbuja se expande debido a que la presión del gas en su interior es mayor que la del ISM circundante. Por lo tanto, la expansión es descrita por la segunda Ley de Newton:

$$\frac{d}{dt}\{M_c(t)v(t)\} = 4\pi R^2 p_B \quad (1.31)$$

donde  $p_B$  es la presión interna de la burbuja, la cual es asociada al viento estelar. Hay dos supuestos con respecto a  $p_B$  los cuales dan lugar a dos modelos en la fase snowplow:

(A) Fase snowplow de conservación de energía: en este modelo  $p_B$  está determinada por la presión del gas a alta temperatura en la Zona 2. Debido a que el gas en esta zona se calienta por la energía cinética del material del viento incidente y se mantiene caliente mientras que el enfriamiento radiativo sea lento, lo cual significa que la temperatura es alrededor de  $10^6 K$ .

(B) Fase snowplow de conservación del momento: en este modelo se asume que la energía térmica en la Zona 2 se ha perdido debido al enfriamiento radiativo, y que el viento impacta directamente en la cara interna de la cáscara. Por lo que se da una transferencia directa del momento del viento, el cual impulsa una mayor expansión de la burbuja y  $p_B$  es la presión dinámica del viento estelar.

### Fase snowplow conservación de energía

En términos generales, durante esta fase el material del viento perturbado en la Zona 2 permanece caliente y no pierde energía significativamente por pérdidas radiativas. Así, la Zona 2 se extiende debido a que contiene gas de baja densidad a alta temperatura. La estructura de la *bubble* en esta fase se muestra en la Figura 1.12. La burbuja caliente (Zona 2) se muestra en la figura que aún se encuentra demasiado caliente como para sufrir un enfriamiento radiativo significativo y así continuará expandiéndose y se enfriará adiabáticamente.

La energía interna en la burbuja es el producto de la energía por gramo del material, o  $\frac{3}{2}nkT/\rho_B = \frac{3}{2}p_B/\rho_B$ , y la masa total de la burbuja  $\frac{3}{4}\pi R^3 \rho_B$ . Ya que la energía interna total de la burbuja proviene de la energía inyectada por el viento durante su vida útil ( $L_w t$ ), encontramos que:

$$p_B = \frac{L_w t}{2\pi R^3 \rho_0} \quad (1.32)$$

Desarrollando la Ecuación (1.31) y sustituyendo los valores de  $M_c$  y  $p_B$  nos da el siguiente resultado para la expansión de la burbuja durante la fase adiabática:

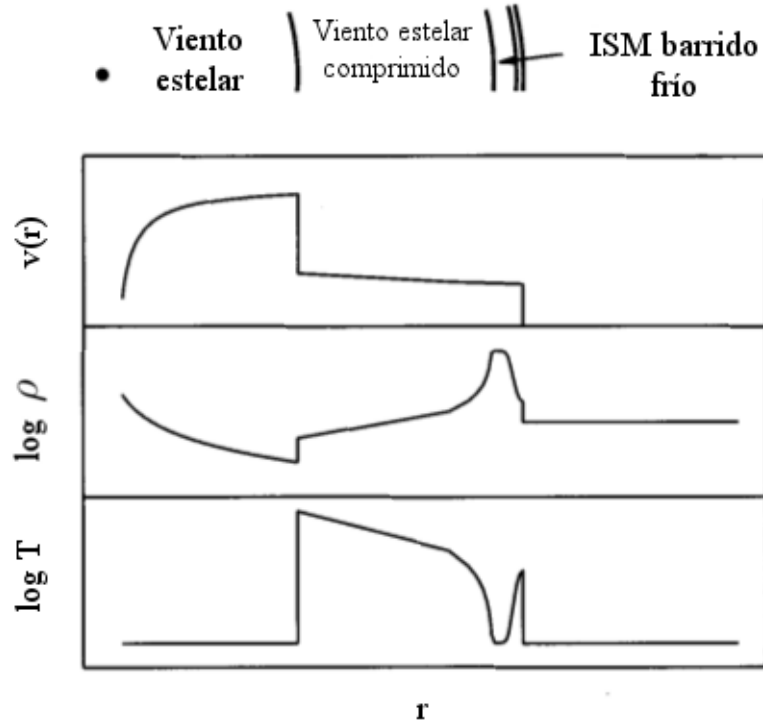


Figura 1.12: Esquema de la fase snowplow conservación de energía.

$$\frac{R}{t} \frac{d}{dt} \left( R^3 \frac{d}{dt} R \right) = \frac{3L_w}{2\pi\rho_0} \quad (1.33)$$

Si se supone una solución para la Ecuación (1.33) de la forma  $R(t) = kt^n$ , donde  $k$  es una constante y se sustituye, se llega a los siguientes valores para  $k$  y  $n$ :

$$R(t) = \left( \frac{25L_w}{14\pi\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad (1.34)$$

Este resultado,  $R(t) \propto t^{3/5}$ , indica que la cascá se expande más lentamente que lo haría un viento en expansión libre. Definiendo las variables  $L_{36} = L_w/10^{36} \text{ ergs}^{-1}$  y  $t_6 = t/10^6$  años, y recordando que  $\rho_0 = \mu n_0$  se puede reescribir la Ecuación (1.34) para encontrar los radios de las Zonas 2 y 3:

$$R_2 \simeq R_3 = 28 \left( \frac{L_{36}}{\mu n_0} \right)^{1/5} t_6^{3/5} \text{ pc} \quad (1.35)$$

donde  $n_0$  es la densidad de partículas en el ISM no perturbado. La derivada temporal de la Ecuación (1.35) nos da la velocidad de expansión de la burbuja:

$$v_2 \simeq v_3 = 17 \left( \frac{L_{36}}{\mu n_0} \right)^{1/5} t_6^{-2/5} \text{ kms}^{-1} \quad (1.36)$$

Castor *et al.* (1975) encontró  $R_2$  (Ecuación (1.35)) y mostró que la temperatura y la densidad en la Zona 2, son:

$$T_2 = 1,6 \times 10^6 \left( L_{36}^8 n_0^2 t_6^{-6} \right)^{1/35} \text{ K} \quad (1.37)$$

## 1. INTRODUCCIÓN

---

$$n_2 = 0,01 (L_{36}^6 n_0^{19} t_6^{-22})^{1/35} \text{ cm}^{-3} \quad (1.38)$$

Con estos resultados se puede ver que una burbuja típica de una estrella de  $50M_\odot$  a la edad de  $4 \times 10^6$  años, tiempo cercano al fin de la fase de conservación de energía snowplow (también cercano al final de la vida de la estrella), tiene un radio alrededor de  $60 \text{ pc}$  y una velocidad de expansión de  $10 \text{ km s}^{-1}$ .

En el límite entre la burbuja caliente y la cascára fría el cambio en la temperatura es tan abrupta que la conducción térmica por electrones transportará calor de la Zona 2 a la Zona 3, dando lugar a la evaporación de las capas internas de la cascára fría dentro de la región perturbada del viento (Zona 2). La pérdida de masa debido a esta evaporación es poco apreciable en la masa de la cascára, debido a que es pequeña comparada con lo comparado con lo ganado del gas interestelar barrido, pero puede contribuir significativamente a la masa y composición en la Zona 2. Castor *et al.* (1975) mostró que la masa ganada de la Zona 2 debido a la evaporación es aproximadamente:

$$\dot{M}_2 = \frac{16\pi \mu}{25 k} C T_2^{5/2} R_2 \quad (1.39)$$

donde la conducción térmica está dado por  $C T_2^{5/2}$ , con  $C = 1,2 \times 10^{-6} \text{ ergs cm}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$ ,  $k$  es la constante de Boltzman y se considera un gas con un peso molecular  $\mu = 0,62 m_H$ .

A medida que la burbuja caliente se expande, se enfría, al acercarse a una temperatura de  $10^6 \text{ K}$  la pérdida radiativa de energía es mayor, entonces, la fase snowplow de conservación de energía termina. La transición de un snowplow con conservación de energía a un snowplow con conservación del momento ocurre en un tiempo  $t_{rad}$ . Fijando  $T_2 = 10^6 \text{ K}$  en la Ecuación (1.37) encontramos:

$$t_{rad} = 15,5 \times 10^6 (L_{36}^8 n_0^2)^{1/6} \text{ a.} \quad (1.40)$$

### Fase snowplow conservación del momento

En el momento que el enfriamiento por pérdida radiativa es comparable o domina sobre el calentamiento debido a la luminosidad eólica en la temperatura de la Zona 2, esta zona se volverá más fría y densa, entonces comenzará a comprimirse. En ese caso la *wind bubble* entra en la fase snowplow con conservación del momento, en el cual  $R_1 \approx R_2$ . La estructura de esta fase se ilustra en la Figura 1.13.

Al ser compacta la Zona 2 la transferencia del momento del viento a la cascára es directa, entonces la presión en la parte interna de la cascára es la presión dinámica del viento  $\rho_w v_\infty^2$ , recordando que  $\rho_w = \dot{M}/4\pi R^2 v_\infty$  de la Ecuación (1.31) se obtiene:

$$\frac{d}{dt} \left( R^3 \frac{d}{dt} R \right) = \frac{\dot{M} v_\infty}{\frac{4}{3} \pi \rho_0} \quad (1.41)$$

Nuevamente se propone una solución para esta última ecuación de la forma  $R(t) = kt^n$  y sustituyendo en la misma se obtiene:

$$R(t) = \left( \frac{3 \dot{M} v_\infty}{2 \pi \rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2} \quad (1.42)$$

Reescribiendo la Ecuación (1.42) con las variables adimensionales  $L_{36}$  y  $t_6$ , se tiene:

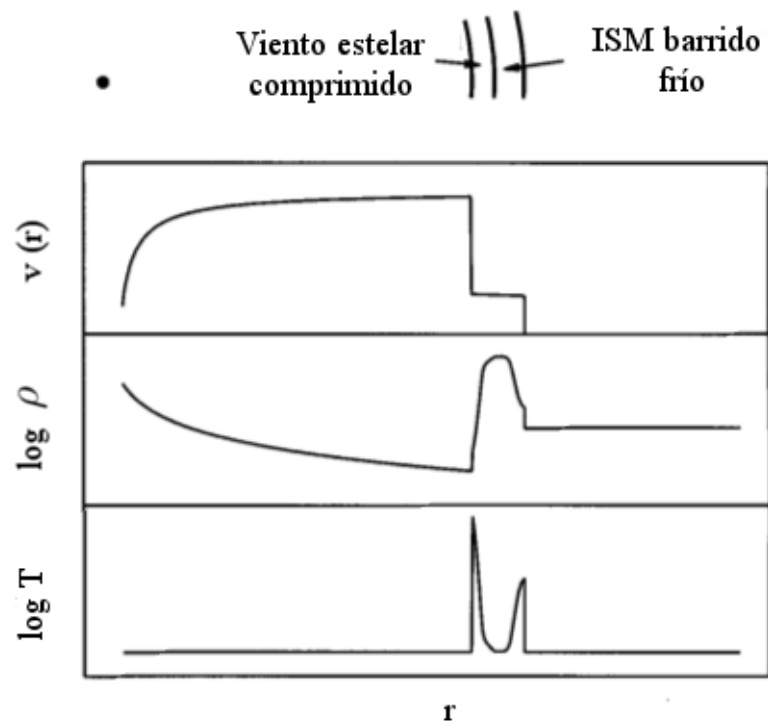


Figura 1.13: Esquema de la fase snowplow conservación del momento. Recuperado de Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P., *Introduction to Stellar Winds* (1999), Cambridge University Press, p. 367.

$$R(t) = 16 \left( \frac{L_{36}}{v_3 n_0} \right)^{1/4} t_6^{1/2} pc \quad (1.43)$$

donde  $v_3 \equiv v_\infty/1000 km s^{-1}$ . De esta forma se tiene que la velocidad de expansión de la cáscara es:

$$v(t) = 7,9 \left( \frac{L_{36}}{v_3 n_0} \right)^{1/4} t_6^{-1/2} km s^{-1} \quad (1.44)$$

Nótese que las expresiones en esta sección son aplicables a *wind bubbles* que alcanzan una temperatura de  $T_2 = 10^6 K$  en poco tiempo (relativo a tiempos astronómicos) de acuerdo con la Ecuación 1.40. Sin embargo, en *bubbles* que pasan la mayor parte de su tiempo de vida en la fase snowplow con conservación de energía y sólo más tarde entran en la fase de conservación del momento, el radio será mayor que el dado en la Ecuación (1.43), pues se tendría que tomar en cuenta el radio inicial de la Zona 2 cuando la *bubble* entre en la fase snowplow con conservación del momento.

La diferencia principal entre los dos tipos de fase snowplow es si el frente de choque interno que lleva al equilibrio térmico <sup>37</sup> al viento produce material a temperaturas por encima o por debajo de  $10^6 K$ . Es posible determinar si una *wind bubble* en particular se encuentra en fase snowplow con conservación de energía o con conservación del momento, obteniendo las siguientes razones:

$$\epsilon = (\text{energía cinética en la cáscara}) / (\text{energía total proporcionada por el viento})$$

$$\pi = (\text{momento en la cáscara}) / (\text{momento impartido por el viento})$$

De aquí se tiene que la *bubble* está en la fase de conservación de energía si  $\epsilon \simeq 1$ , pero si  $\pi \simeq 1$  la *bubble* se encontrará en la fase de conservación del momento.

### 1.5.3. Superbubbles

Una asociación de estrellas OB consta de estrellas de tipo espectral O y B los cuales se extienden sobre un área de varios cientos de años luz de diámetro, su tiempo de vida abarca desde un millón hasta unos 30 millones de años. El viento estelar en una asociación de este tipo crea una cavidad de gas caliente ( $\geq 5 \times 10^6 K$ ) y de baja densidad en el ISM. Esta cavidad permanecerá por un lapso (de  $10^7$  a algunos  $10^8$  años) mayor al intervalo entre SNs (Supernovas) en una asociación OB típica, debido a que ocurre una supernova (SN) cada  $10^6$  años, por aproximadamente  $5 \times 10^7$  años. Una estrella tipo espectral B con la suficiente masa para llegar a ser SN tiene un tiempo de vida de aproximadamente  $5 \times 10^7$  años. El viento estelar y repetidas SNs provenientes de las estrellas de la asociación OB eventualmente crean una gran cavidad de gran volumen, impartiendo de algunos  $10^{51}$  a algunos  $10^{53}$  ergs de energía mecánica al ISM circundante. Esta cavidad barre el ISM llegando a formar una cáscara delgada y densa análoga a la cáscara alrededor de una *stellar wind bubble*. Sin embargo, debido al gran tamaño de estas estructuras son llamadas *superbubbles*.

La masa en el interior de una *superbubble* es lo suficientemente grande para actuar como regulador de las entradas discretas de energía debido a las SNs, por lo tanto la dinámica del sistema puede ser descrito por la teoría de *stellar wind bubble* descrita con anterioridad. De acuerdo con MacLow y McCray (1988), a diferencia de una *stellar wind bubble* que tiene como fuente central de energía al viento estelar, una *superbubble* tiene como fuente central de energía a las SNRs (remanentes de Supernova), puesto que la energía proveniente de los

<sup>37</sup>N. del A.: Equilibrio térmico local.

vientos estelares es pequeña a comparación con la energía liberada por una SN. Siguiendo el modelo teórico descrito en la Sección 1.5.1, denotemos el equivalente a la luminosidad cinética de los SNs como  $L_{SN} = N_* E_{SN}/t_{OB}$ , donde  $N_*$  es el número de estrellas que se convertirán en SNs a lo largo del tiempo de vida de la asociación,  $t_{OB}$ , y  $E_{SN}$  es la energía promedio por SN. Entonces, siguiendo la Ecuación 1.34 el radio de la *superbubble* en la fase snowplow de conservación de energía puede escribirse como:

$$R_{sb} = \left( \frac{125 L_{SN}}{154 \pi \rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad (1.45)$$

Definiendo la variables adimensionales  $L_{38} = L_{SN}/10^{38} \text{ergs s}^{-1}$  ( $L_{38} = 1$  es la cantidad equivalente a una SN de energía  $E_{SN} = 10^{51} \text{ergs}$  ocurriendo cada  $3,2 \times 10^5$  años) y  $t_7 = t/10^7$  años, con  $\rho_0 = \mu n_0$  podemos reescribir la Ecuación (1.45):

$$R_{sb} \approx (267 \text{pc}) \left( \frac{L_{38} t_7^3}{n_0} \right)^{1/5} \quad (1.46)$$

A partir de la derivada temporal de esta expresión se obtiene la velocidad de expansión de la cáscara:

$$v_{sb} \approx (15,7 \text{km s}^{-1}) L_{38}^{1/5} n_0^{-1/5} t_7^{-2/5} \quad (1.47)$$

En esta expresiones se asume que  $n_0 = n_H + n_{He}$ ,  $n_{He}/n_H = 0,1$  y que la masa por partícula en el ISM neutral es  $\mu = (14/11)m_H$ . En adición al modelo de estudio de la evolución de una *superbubble* se asume que las estrellas implicadas se encienden instantáneamente cuando el hidrógeno comienza a quemarse y lo hacen al mismo tiempo. De forma similar a una *stellar wind bubble* la razón de ganancia de masa en el interior de una *superbubble* es dominado por la masa evaporada de la cáscara densa y fría.

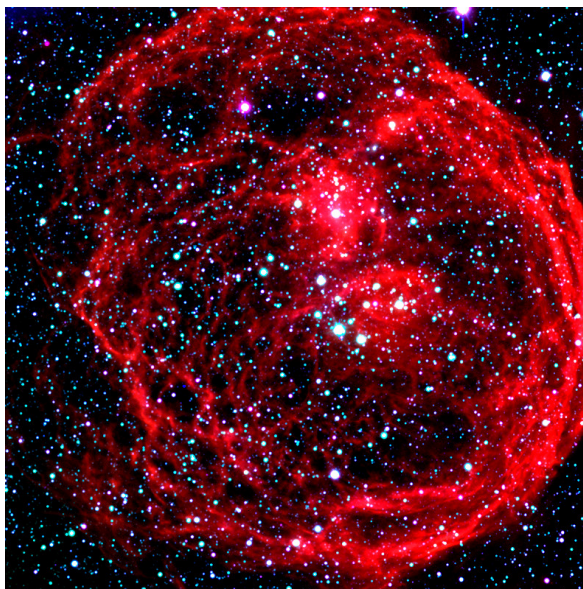


Figura 1.14: Henize 70, *superbubble* en la Gran Nube de Magallanes (LMC) de 300 años luz de diámetro. Imagen compuesta recuperado de: <http://apod.nasa.gov/apod/ap991130.html>



## Capítulo 2

# Observaciones y muestreo de *Bubbles* ionizadas en M81

Las galaxias espirales<sup>1</sup> son laboratorios valiosos para los estudios de evolución estelar, población estelar, y de formación estelar. Debido a que la gran mayoría de las galaxias observadas son espirales, además de que presentan grandes cantidades de gas y polvo en sus brazos, y por lo tanto regiones de formación estelar. Expuesto lo anterior, se entiende la importancia de observaciones detalladas de las galaxias espirales cercanas. Siendo M81 (Messier 81) una galaxia espiral relativamente cercana a la Tierra, y por su gran parecido con la Vía Láctea, se ha convertido en un objeto importante de estudio.

La galaxia espiral M81 también es conocida como la Galaxia de Bode en honor a su primer observador Johann Elert Bode (1774), o también como NGC 3031<sup>2</sup>. Esta Galaxia se localiza en la constelación de la *Osa Mayor*. M81 es una de las galaxias más brillantes vistas desde la Tierra, además, contiene aproximadamente 250 mil millones de estrellas, siendo ligeramente más pequeña que la vía Láctea.

Gracias a la buena resolución espacial del Telescopio Espacial Hubble (HST) de la NASA y del Satélite Hipparcos de la Agencia Espacial Europea, se han podido determinar la distancia de M81 desde el Sol a partir del estudio de 32 estrellas Cefeidas variables. Así como las estrellas calientes y jóvenes que constituyen los brazos espirales. El bulbo central es casa de estrellas significativamente más viejas, rojizas, y grandes que el bulbo central de nuestra galaxia. Otra de las características de M81 que han sido estudiadas es su núcleo activo, en este se ubica un agujero negro supermasivo con alrededor de 70 millones de masas solares (15 veces la masa del agujero negro de la Vía Láctea). En la tabla 2.1 se presentan los datos generales acerca de esta galaxia.

M81 es la galaxia más prominente que junto con la galaxia M82 y NGC 3077 dominan un grupo que cuenta con 34 galaxias, llamado *grupo M81*. Hace aproximadamente 300 millones de años, un tiempo relativamente corto hablando en términos astronómicos, un encuentro cercano ocurrió entre las galaxias M81 y M82.

En este capítulo se describe la estrategia usada para reunir una población de *Bubbles* ionizadas de la galaxia M81 que fueron estudiadas. Así como la clasificación que fue implementada debido a la diversidad morfológica de estas regiones.

---

<sup>1</sup>Edwin Hubble estableció una clasificación de galaxias de acuerdo a su morfología: espirales, elípticas e irregulares. Las galaxias espirales se caracterizan por tener un bulbo central (en ocasiones con una barra) y brazos espirales. Aproximadamente el 70 % de las galaxias observadas son de éste tipo.

<sup>2</sup>Denominación dada en el Nuevo Catálogo General(NGC) implementado por Johan Ludvig Emil Dreyer (1880).

Galaxia espiral M81	
Tipo morfológico	SA(s)ab
Ascensión recta	09h 55m 33.2s
Declinación	+69° 03'55"
Distancia	3.6 Mpc (11.8 millones de años luz)
Magnitud aparente	6.8
Magnitud absoluta	-20.47
Tamaño aparente	26.9 × 14.1 arcmin

Tabla 2.1: Datos generales de M81 recuperados de la bibliografía de este trabajo.

## 2.1. Observaciones

Gracias a la tecnología actual, el *Telescopio Espacial Spitzer*<sup>3</sup>, el *Observatorio espacial Chandra de rayos-X*<sup>4</sup>, además del *Telescopio Espacial Hubble*<sup>5</sup>, entre otros, se tiene acceso a imágenes de regiones del espacio exterior con gran resolución obtenidas a lo largo del espectro electromagnético. Sin embargo, en muchos estudios modernos se requiere un análisis visual con la mayor cantidad de información de la región de estudio a lo largo del espectro electromagnético, por lo que se realizan observaciones de tal objeto o región en una longitud de onda corta, media y larga. De esta forma se posee la suficiente información para un análisis completo. Ahora, para una imagen del objeto de estudio se recurre a representaciones matemáticas del color, es decir, a modelos de color. El modelo más habitual es el *RGB*, por sus siglas en inglés Red-Green-Blue (Rojo-Verde-Azul). Este modelo es de carácter aditivo, se produce por la mezcla de los tres colores básicos. La intensidad de cada uno de los colores varía en una escala entre 0 y 255, logrando así representar  $256^3$  colores. Cuando la intensidad de los tres colores básicos son cero obtenemos color negro, al contrario, cuando la intensidad en los tres es de 255 tenemos el color blanco (ver Figura 2.1). En la astrofísica es común utilizar este modelo como una herramienta visual. A la imagen obtenida con observaciones de longitud más corta se le asigna el color rojo, a la obtenida de observaciones con la longitud de onda más larga se le asigna el azul y a la imagen con la longitud de onda media toma el color verde.

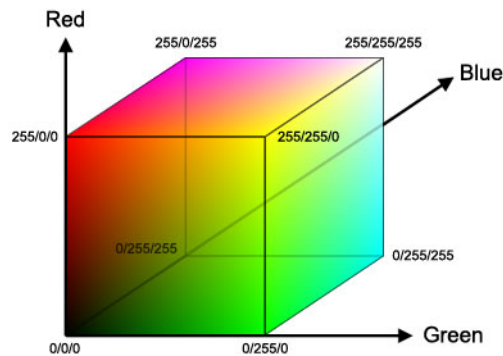


Figura 2.1: Representación del modelo RGB, en el que cada eje corresponde a uno de los colores básicos.

<sup>3</sup>Lanzado por la NASA, JPL y Caltech en el 2003. Observaciones en infrarrojo

<sup>4</sup>Lanzado por la NASA en 1999.

<sup>5</sup>Telescopio espacial lanzado por la NASA y ESA en 1990. Observaciones en longitudes de onda en el ultravioleta, visible e infrarrojo cercano.

Las imágenes usadas en este trabajo fueron obtenidas a partir de observaciones realizadas con el Canal de Amplio Campo del ACS<sup>6</sup> a bordo del HST (Telescopio Espacial Hubble) en el 2008. Los datos del HST contienen 29 campos adjuntos cubriendo un campo de observación de  $\approx 340 \text{ arcmin}^2$  sobre M81, de los cuales para este proyecto se tomaron 12 de ellos, cada uno de ellos con un campo de observación de  $\approx 45,322 \text{ arcsec}^2$ , con un muestreo de  $0,05 \text{ arcsec pixel}^{-1}$  ( $0,88 \text{ pc pixel}^{-1}$ ). Las regiones fueron etiquetadas como: R02, R03, R04, R05, R06, R07, R08, R09, R10, R11, R12 y R13 (ver Figura 2.2).

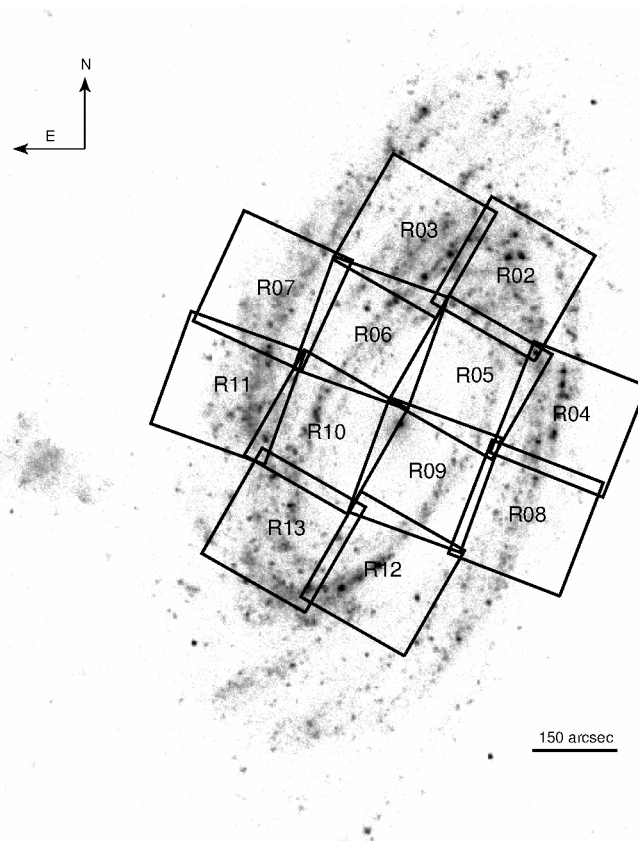


Figura 2.2: Las 12 campos de observación del HST/ACS superpuestas en una imagen GALEX<sup>8</sup> DE  $23 \times 28 \text{ arcmin}^2$  de M81. El número de indentificación de cada campo está indicada. Estos 12 campos cubren el alcance óptico/UV de la galaxia.

Las observaciones de cada campo fueron hechas en los filtros F814W en la banda I ( $\lambda$  central=8056.9 Å, ancho de banda= 672.24 Å), F606W en la banda V ( $\lambda$  central=5921.1 Å, ancho de banda= 651.95 Å), y F345W en la banda B ( $\lambda$  central= 4318.9 Å, ancho de banda= 293.37 Å). Para obtener las imágenes con las que trabajamos el HST/ACS les dió un tiempo de exposición de  $2 \times 1200 \text{ s}$  a los filtros F435W y F606W, mientras que el filtro F814W tuvo un tiempo de exposición de  $3 \times 1650 \text{ s}$ . Los filtros abarcan las regiones del espectro ultravioleta, visible e infrarrojo respectivamente, por lo que asignamos a la imagen del filtro F814W la banda de color rojo, a la del filtro F606W el color verde, y por último a la imagen del filtro F345W el color azul (ver Figura 2.3). En el filtro F606W intercepta la línea  $H_{\alpha}$  (6563 Å), lo cual nos permite visualizar las regiones de gas ionizado. Con el filtro F435W podemos apreciar las estrellas masivas calientes. Finalmente en las imágenes obtenidas del

<sup>6</sup> *Advanced Camera for Surveys*

filtro F814W podemos observar el polvo interestelar.

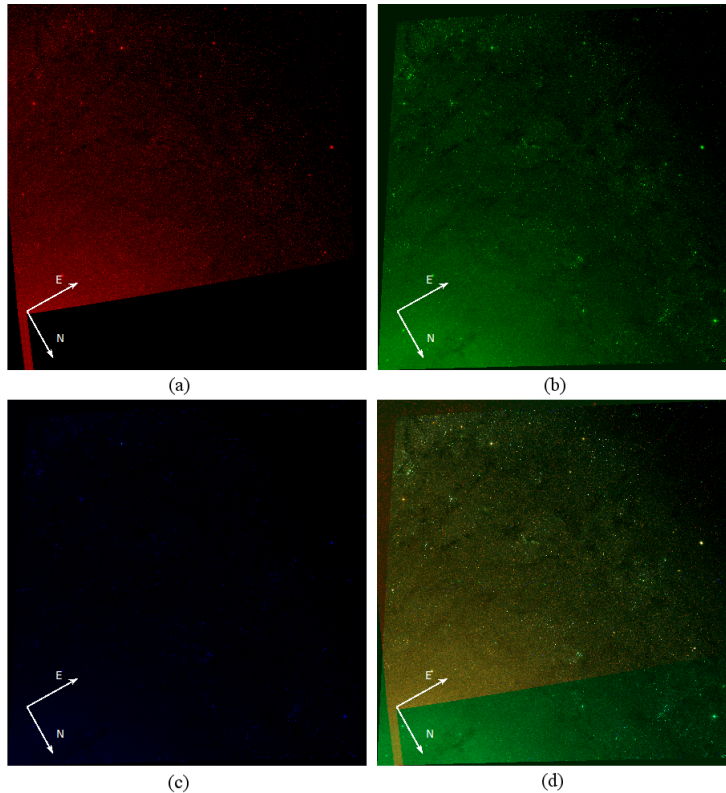


Figura 2.3: Campo de observación R02 en RGB. (a) R02 en el filtro F814W en color rojo, (b) R02 en el filtro F606W en color verde, (c) R02 en el filtro F345W en color azul, y (d) una imagen en RGB de R02 compuesta de las tres imágenes anteriores. Cada imagen tiene una resolución de  $4216 \times 4300$  píxeles y un tamaño físico de  $\approx 3710 \times 3718$  pc.

## 2.2. Muestra de *Bubbles* ionizadas

Para reunir una población de estudio de *bubbles* se examinaron visualmente las imágenes de las 12 regiones mostradas en la Figura 2.2. Cabe mencionar que estas imágenes se encuentran como archivos *.fits* por lo que para examinarlas se usó el programa DS9. Durante la fase de identificación se prestó especial interés en las zonas con cantidades apreciables de radiación  $H_{\alpha}$ , es decir, a las zonas de alta intensidad en las imágenes en la banda V. La emisión  $H_{\alpha}$  se vuelve más intensa en estrellas masivas, las cuales presentan una alta tasa de pérdida de masa. Los vientos estelares fuertes son observados en estrellas O, estrellas luminosas B, y estrellas Wolf-Rayet (Lamers 1988), mismos que generan la suficiente radiación para ionizar el gas circundante, así como energía cinética para generar una *wind bubble*. Entonces, observaremos una *bubble* de material ionizado.

Como se ha mencionado anteriormente el criterio para considerar una región de gas ionizado como *bubble* fue tener la morfología de una burbuja. Debido a la variedad en la apariencia de los elementos de la población de *bubbles* que se construyó, se hizo necesario establecer una clasificación. Se establecieron tres categorías dentro de la clasificación:

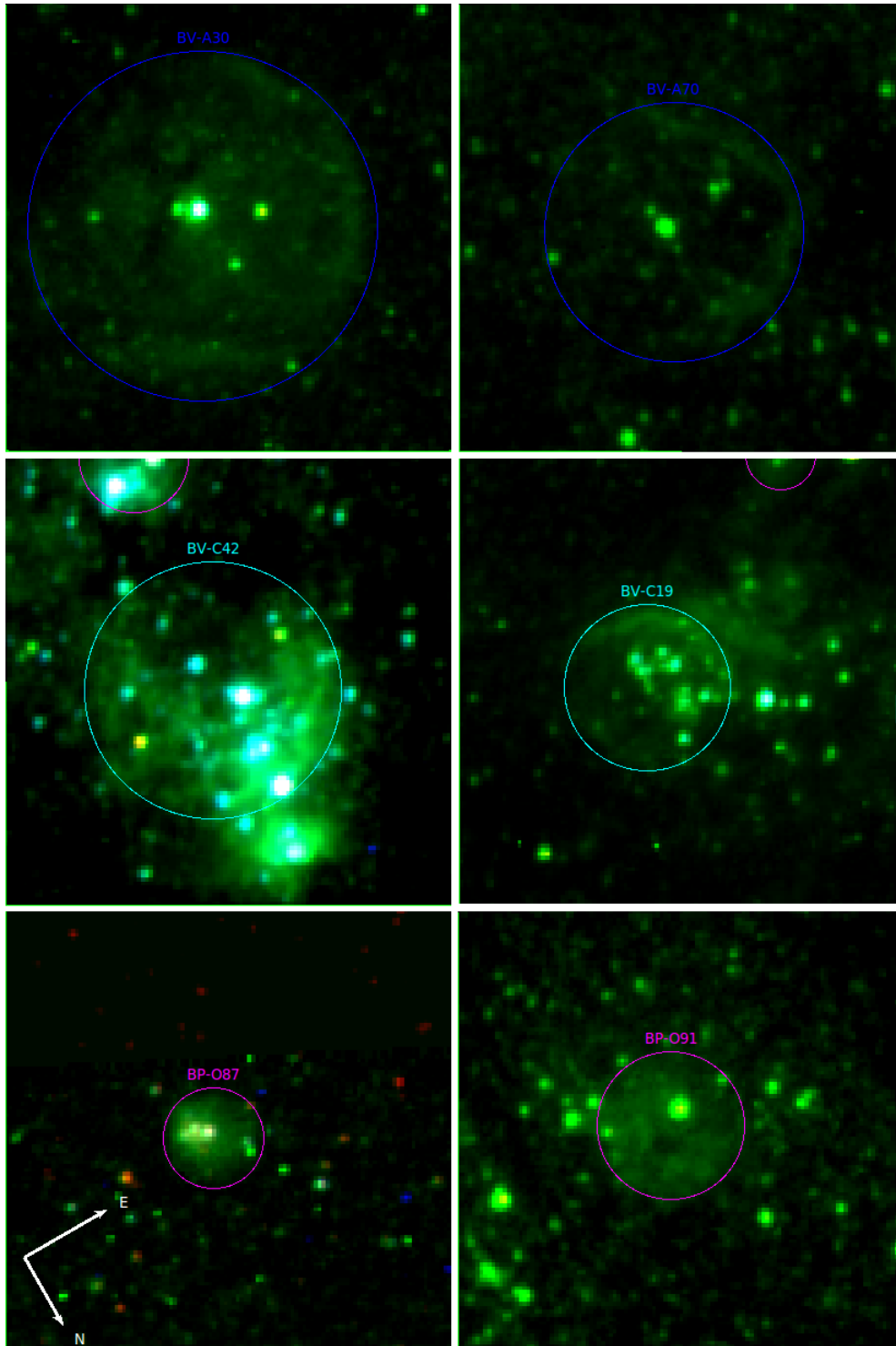


Figura 2.4: Imágenes RGB usando las bandas F814W (R), F606W (G) y F435(W) (B) del HST/ACS mostrando la morfología en la que se basa la clasificación de *bubbles* en este trabajo. El gas ionizado se muestra en la banda V del filtro F606W (G). Las *Bubbles* se encuentran delimitadas con una región circular cuyo radio fue tomado para el análisis descrito en el capítulo siguiente. La clasificación de de cada *bubble* se señala con una etiqueta: BV-A, *Bubbles de una sola estrella*; BV-C, *bubbles de varias estrellas*; y BP-O, *Bubbles compactas*. El radio de las regiones circulares son la variable de en este estudio. Las secciones son de un tamaño físico de  $10 \times 10$ pc.

- (1) *Bubbles con una estrella*. En esta categoría entran aquellas estructuras de gas ionizadas que presentan la apariencia de una *wind bubble* creada por una estrella.
- (2) *Bubbles con varias estrellas*. Los elementos de esta categoría son estructuras de gas ionizadas con apariencia de *bubble* en presencia de un grupo de estrellas centrales.
- (3) *Bubbles compactas*. Estructuras de gas ionizado cuya apariencia asemeja una burbuja muy densa. Esto también se puede interpretar como *wind bubbles* con el radio exterior de sus zonas de más baja densidad (equivalente visual a la zona hueca de una burbuja de jabón) muy cercano a la estrella de origen.

Se abarca una gran variedad morfológica en las *bubbles* dentro de nuestro estudio, pues, se encontraron *bubbles* con cierto grado de asimetría ya sea por estar “rotas” o con algunos “grumos”. Además al trabajar con una clasificación visual se da lugar errores en la separación de la población de *bubbles* en las tres muestras ya mencionadas. Es decir, algunos elementos que pertenecen a una categoría específica se encuentran en otra. El método visual adoptado en este trabajo no permite identificar plenamente *bubbles* pequeñas con  $r < 3$  *pixeles* debido a las limitaciones del ojo humano y a la resolución de las imágenes tratadas. La mayoría de las regiones ionizadas con un radio menor al límite inferior se observan como objetos tan compactos que es difícil ver una morfología de burbuja.

A las regiones con las que se delimitaron los contornos de las *bubbles* se les asignó un color y una etiqueta para ubicarlas con una mayor facilidad en nuestras imágenes RGB. Las etiquetas y los colores asignados a cada muestra se muestran en la Tabla 2.2, y en la Figura 2.4 se muestran algunas de las *bubbles* identificadas con sus etiquetas correspondientes.

Categoría	Etiqueta	Color
<i>Bubbles con una estrella</i>	BV-A	Azul
<i>Bubbles con varias estrellas</i>	BV-C	Cyan
<i>Bubbles compactas</i>	BP-O	Magenta

Tabla 2.2: Categorías en la clasificación de *Bubbles* de acuerdo a su morfología en la muestra de estudio.

La población de estudio cuenta con 302 *bubbles* identificadas. De las cuales 105 *bubbles* fueron etiquetadas como BV-A, 93 como BV-C, y las 104 *bubbles* restantes como BP-O. Cabe mencionar que el nombre de las etiquetas fueron diseñados para una mayor facilidad de manejo de los elementos de las muestras durante su construcción. Inicialmente BV-A indicaba una *bubble* visible-aislada, BV-C, una *bubble* visible con varias estrellas, y BP-O una posible *bubble* u otro tipo de región ionizada. No obstante, al terminar la construcción de muestras se tomaron meramente como etiquetas. En el Apéndice A se muestra la población de *bubbles* en el estudio y en la Figura 2.5 mostramos su distribución espacial en una imagen de GALEX de la galaxia M81.

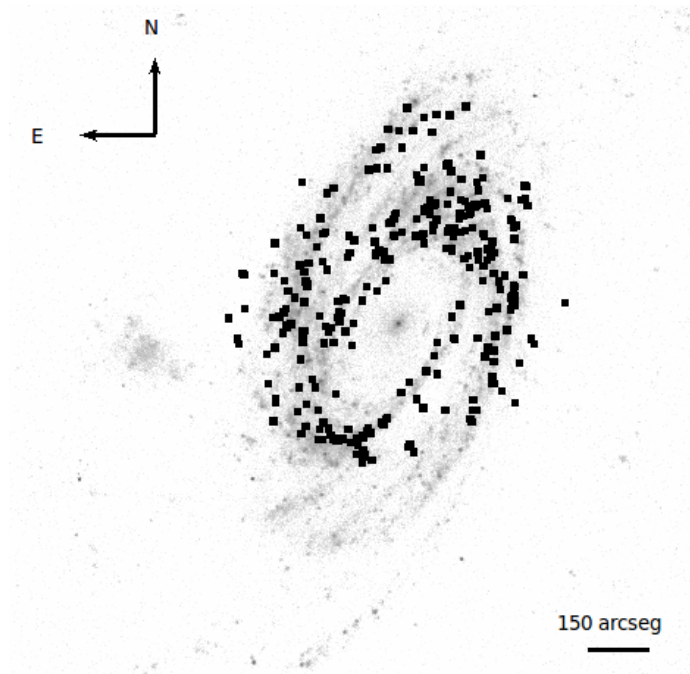


Figura 2.5: Distribución espacial del muestreo de *Bubbles*, superpuestas en una imagen de GALEX de la galaxia M81.



## Capítulo 3

# Análisis

Mediante la variación del contraste en el color de las imágenes y el zoom se localizaron regiones ionizadas cuya morfología asemeja a una burbuja, *bubbles*. Estas regiones se señalaron con una región circular ajustada visualmente a sus tamaños. El método mediante el cual se identificaron las *bubbles* del estudio es subjetivo, pues se basó en mi percepción visual.

Cuando se manejan regiones creadas en el programa DS9, la información de estas se puede guardar en un archivo *.reg*. En este archivo se registran las características de las *regiones* creadas: coordenadas (ascensión recta y declinación), dimensiones, color y etiqueta. Por lo que, guardamos y obtuvimos un archivo de este tipo de las regiones circulares con las que se delimitaron las muestras de *bubbles*. De esta manera se consiguieron los diámetros y por lo tanto los radios de las *bubbles* identificadas. Recordemos que en la sección 1.5 el radio de una *bubble* a lo largo de su evolución es un parámetro importante del contexto físico y evolutivo en el que se encuentra su estrella de origen.

Sin embargo, un archivo *.reg* obtenido directamente del programa DS9 tiene la información en conjunto de todas las *bubbles* identificadas en las imágenes. Por lo que de este primer archivo se extrajeron y separaron los datos de las *bubbles* en tres archivos *.reg* diferentes, de acuerdo a su clasificación.

Como un primer paso en el proceso del análisis, suponemos que todos los elementos de la galaxia M81 se encuentran sobre un mismo plano a una distancia de 3.6 Mpc del Sol. Esta aproximación es posible debido a que la distancia entre el Sol y M81 es muy grande comparada con el ancho de la misma ( $\approx 15kpc$ ). Ahora podemos tomar como único variable en cada una de nuestras tres muestras el radio de los elementos que las componen.

Al ser el radio nuestra única variable, podemos analizar la distribución de los radios en las muestras. Por consiguiente, se graficó un histograma por muestra. Para obtener un mejor análisis de nuestros datos se procuró obtener histogramas con la mayor cantidad de barras y con el menor número de espacios correspondientes a barras vacías entre ellas. Estos histogramas se muestran en la Figura 3.1. El número de barras en la categoría de *Bubbles con una estrella* es de 18, para las *Bubbles con varias estrellas* son 17 barras, y para *Bubbles compactas* son 18.

Básicamente la dificultad en un análisis estadístico es el encontrar el modelo que mejor se ajuste a los datos de la muestra. Al observar la forma de la distribución de frecuencias en los histogramas se decidió usar a  $\log(R)$  como variable en lugar de  $R$ . En base a esto, para el análisis estadístico se proponen dos funciones de distribución basadas en logaritmos: *Ley de Potencias* y *Lognormal*.

### 3. ANÁLISIS

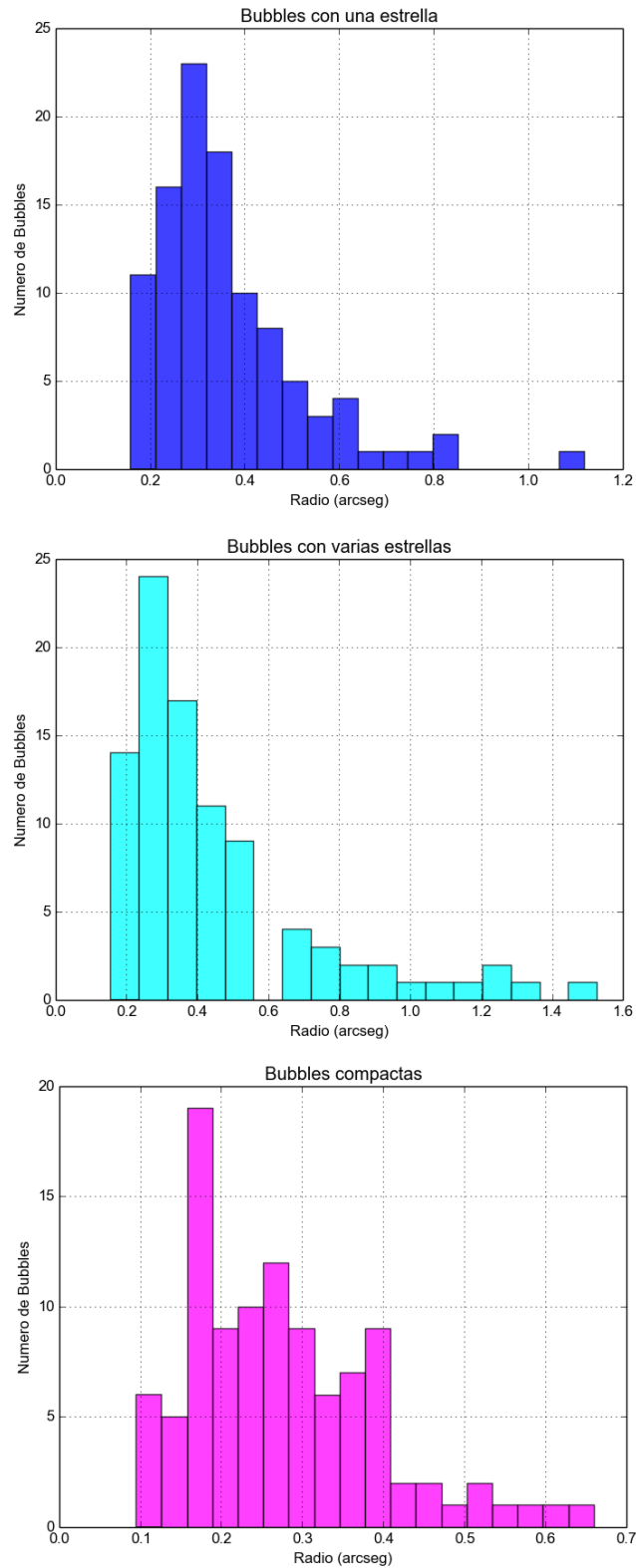


Figura 3.1: Histogramas del radio (expresado en arcseg) de la muestra de burbujas ionizadas. (a)Regiones ionizadas etiquetadas como posibles *Bubbles compactas*.(b)Regiones ionizadas etiquetadas *Bubbles de una estrella*. (c) Regiones ionizadas etiquetadas *Bubbles de varias estrellas*.

### 3.1. Ajuste a una Ley de Potencias

En general, para una muestra estadística dada, la distribución acumulativa empírica está definida como la razón entre el número de elementos para los cuales la variable aleatoria  $X$  es  $\leq x$  y el número de elementos que constituyen toda la muestra,  $N$ . Sin embargo, existe una alternativa para describir la distribución estadística de la variable aleatoria  $X$ . Se puede emplear la frecuencia acumulativa  $P(x)$ , definida como el número de elementos por unidad de longitud, para lo cual resulta que  $X > x$ .

La expresión matemática de la Ley de Potencias esta dado por:

$$P(x) = cx^{-m} \quad (3.1)$$

con  $c$  y  $m$  constantes positivas. Esta expresión es una *función de distribución acumulativa* que relaciona a la variable  $x$  con su frecuencia. Una característica importante de esta función es que la densidad de probabilidad asociada  $p(x)$  también sigue el comportamiento de la Ley de potencias. Esto se hace evidente cuando recordamos que  $P(x)$  denota la probabilidad  $P(X > x) = 1 - P(X \leq x)$  y que  $p(x)$  está definida como la derivada de  $P(X \leq x)$ , entonces:

$$p(x) = \frac{d}{dx} (1 - P(X > x)) = c \cdot m \cdot x^{-(m+1)} \quad (3.2)$$

Como una observación, nótese que  $p(x)$  sigue una Ley de Potencias con un exponente más grande que la unidad, pues  $m > 0$ . Además  $P(x)$  y  $p(x)$  asumen valores extremadamente grandes cuando  $x$  tiende a cero.

La Ley de Potencias en su forma gráfica dibuja una línea recta en un diagrama log-log. Pues, aplicamos logaritmo a la Ecuación (3.1):

$$\log(P(x)) = \log(cx^{-m}) = \log(c) + \log(x^{-m}) = \log(c) - m\log(x) \quad (3.3)$$

tomando  $y' = \log P(x)$ , y  $x' = \log(x)$  reescribimos la ecuación anterior obteniendo que  $y'$  es una función lineal de  $x'$ :

$$y' = \log(c) - mx' \quad (3.4)$$

En la Figura (3.2) se muestran tres curvas que siguen la ley de potencias con valores distintos de  $m$ . La forma de las curvas en esta figura nos hizo pensar en hacer un ajuste a nuestros histogramas de la Figura (3.1) con la función de distribución de la Ley de Potencias. Esto debido a que son parecidas con la curva que describe el lado derecho de cada distribución en la Figura (3.1).

En nuestro análisis tomamos como variable aleatoria a  $R$  y por consiguiente a  $P(x) = dN/dR$ .  $dN/dR$  denota el número de *bubbles* por unidad de longitud (intervalo que comprende el ancho de las barras del histograma). De acuerdo a la Ecuación (3.4) podemos tomar inicialmente  $c = 1$ . Después de ajustar los datos de cada muestra (*Bubbles con una estrella*, *Bubbles con varias estrellas* y *Bubbles compactas*) a una Ley de potencias obtendremos el valor de  $m$  y  $c$  correspondientes. Por lo anterior podemos proponer inicialmente un ajuste del tipo:

$$\frac{dN}{dR} = R^{-m} \quad (3.5)$$

para los datos de los histogramas (Figura 3.1). Aplicando *Logaritmo* en ambos lados de la Ecuación anterior:

$$\log\left(\frac{dN}{dR}\right) = -m \cdot \log R \quad (3.6)$$

Ya que la Ecuación (3.6) se puede ver como la ecuación de una recta,  $y = -mx$ , con una pendiente  $-m$  podemos buscar una recta de este tipo que mejor se ajuste a nuestros datos.

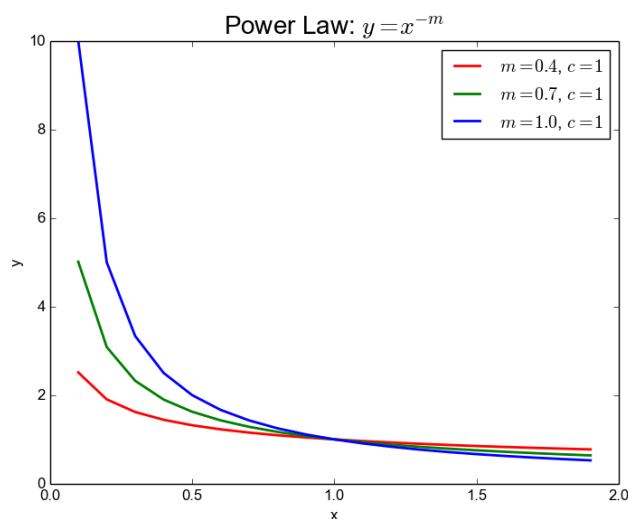


Figura 3.2: Ejemplos de curvas de la función Power Law, cuyas constantes positivas  $c$  y  $m$  se muestran en la parte superior derecha de la gráfica.

Sin embargo, un inconveniente se nos presenta en las categorías de *Bubbles con una estrella* y *Bubbles con varias estrellas*, donde aparecen algunas barras con altura  $dN/dR = 0$ . Lo anterior resulta ser un inconveniente debido a que  $\log(0)$  es indefinido. Para resolver este inconveniente, se descartaron los valores con  $dN/dR < 2$  evitando de esta forma las fluctuaciones estadísticas entre 0 y 1 que aparecen en los extremos de nuestros datos. Esta solución es válida ya que para la construcción de la población de *bubbles* la herramienta primaria fue el ojo humano y por ende pueden aparecer errores en la selección. Uno de los errores posibles es el no delimitar adecuadamente el tamaño de las *bubbles*.

En las figuras (3.3), (3.4) y (3.5) se presentan las gráficamente los datos obtenidos de los histogramas de distribución de cada muestra con un ajuste sobre los valores que muestran cierta tendencia a seguir una función de Ley de Potencias. Los ajustes lineales que mejor describe el comportamiento de los datos fueron encontradas mediante un programa en python basado en un ajuste polinomial de mínimos cuadrados. En cada figura se muestra los valores de  $m$  y  $\log(c)$  correspondientes a cada recta.

## 3.2. Ajuste a una distribución Log-normal

La distribución Gausiana o también llamada distribución normal con su conocida forma de campana puede ser fácilmente caracterizada y descrita por dos valores: la media aritmética  $\bar{x}$  y la desviación estándar  $s$ . Por lo que el conjunto de datos en la distribución es comúnmente descrito por la expresión  $\bar{x} \pm s$ . Sin embargo, una gran cantidad de datos obtenidos a partir de mediciones en distintas ramas de la ciencia muestran una distribución sesgada. Tales distribuciones sesgadas frecuentemente se ajustan a una distribución Log-normal.

La distribución Log-normal es asimétrica ya que muestra un sesgo positivo, es decir, muestra un sesgo en el lado de la media hacia los valores más grandes de la variable independiente (ver Figura 3.6(a)). Se dice que una variable  $X$  tiene una distribución Log-normal si  $\log(X)$  está normalmente distribuida (ver Figura 3.6(b)).

### 3.2. Ajuste de una distribución Log-normal

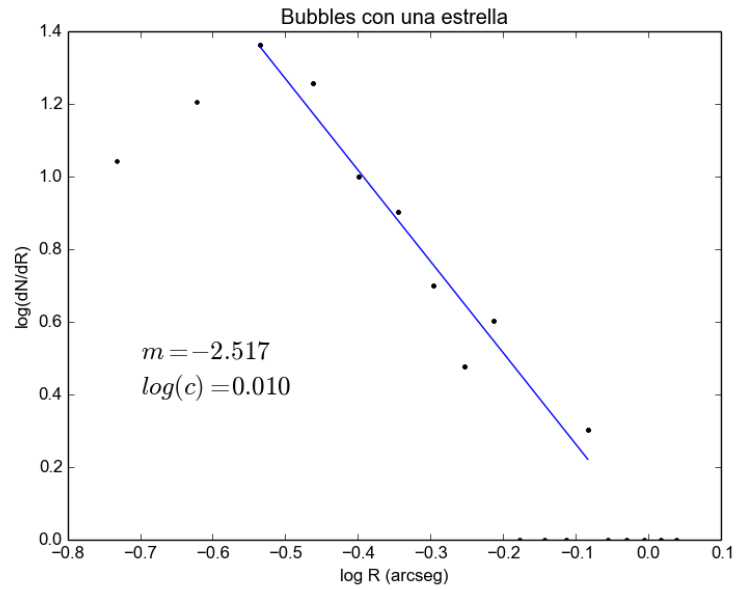


Figura 3.3: Gráfica de  $\log(dN/dR)$  vs  $\log R$  de la muestra de *Bubbles con varias estrellas* con un ajuste sobre los valores con una tendencia a una función de *Ley de Potencias*. Datos con  $dN/dR < 2$  fueron excluidos. Se señalan los valores de  $m$  y  $\log(c)$ , de la ecuación de la recta  $\log\left(\frac{dN}{dR}\right) = -m \cdot \log R + \log(c)$ .

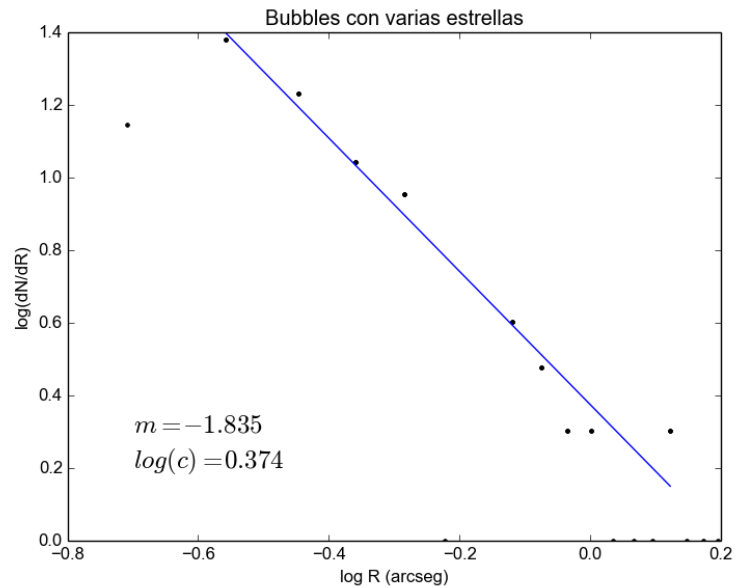


Figura 3.4: Gráfica de  $\log(dN/dR)$  vs  $\log R$  de la muestra de *Bubbles con varias estrellas* con un ajuste sobre los valores con una tendencia a una función de *Ley de Potencias*. Datos con  $dN/dR < 2$  fueron excluidos. Se señalan los valores de  $m$  y  $\log(c)$ , de la ecuación de la recta  $\log\left(\frac{dN}{dR}\right) = -m \cdot \log R + \log(c)$ .

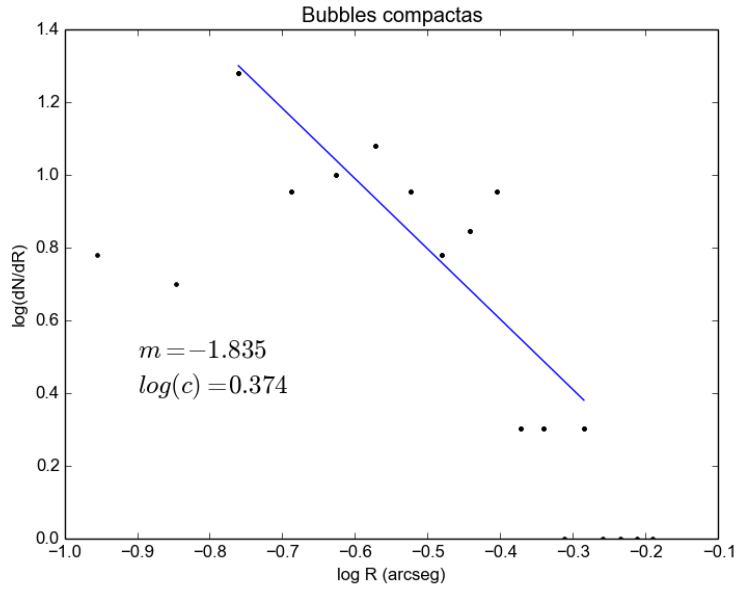


Figura 3.5: Gráfica de  $\log(dN/dR)$  vs  $\log R$  de la muestra de *Bubbles compactas* con un ajuste sobre los valores con una tendencia a una función de *Ley de Potencias*. Datos con  $dN/dR < 2$  fueron excluidos. Se señalan los valores de  $m$  y  $\log(c)$ , de la ecuación de la recta  $\log\left(\frac{dN}{dR}\right) = -m \cdot \log R + \log(c)$ .

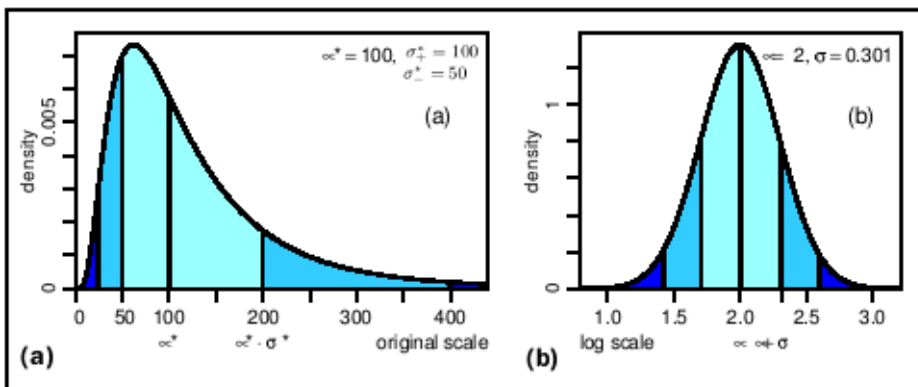


Figura 3.6: En la figura (a) se muestra una distribución log-normal con su escala original y en la figura (b) se muestra con escala logarítmica. Las áreas bajo la curva a partir del valor medio ( $\alpha^*$  y  $\alpha$  respectivamente) hacia ambos extremos, corresponden a una y dos rangos de la desviación estándar de la distribución normal ( $\sigma^*_{+,-}$  y  $\sigma$  respectivamente). Recuperado de [9].

Al igual que una distribución normal, la distribución Log-normal se caracteriza por la media y la desviación estándar (o la varianza) de  $X$ . La media de la distribución Log-normal de la variable  $X$  la denotaremos como  $\mu^*$ , mientras que  $\mu$  se referirá a la media de la distribución normal de  $\log(X)$ . Entonces, la probabilidad de que  $x > \mu^*$  y que  $\log(x) > \mu$  es de 0.5. Los parámetros  $\sigma^*$  y  $\sigma$  respectivamente determinan la forma de su distribución. Esto se hace evidente al aumentar el valor de  $\sigma^*$  ( $\sigma$ ) manteniendo el valor de  $\mu^*$  ( $\mu$ ), pues el sesgo en las gráficas se hace mayor. Nótese que  $\mu^*$  y  $\mu$  son parámetros de escala; por lo tanto, si  $X$  está expresado en unidades diferentes (multiplicado por una constante) a las que queremos trabajar, entonces  $\mu^*$  y  $\mu$  cambian como corresponde a la transformación de unidades pero  $\sigma^*$  y  $\sigma$  permanecen igual.

La función de densidad de probabilidad para la distribución log-normal es:

$$p(x) = \frac{1}{\sigma x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\log(x) - \mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.7)$$

Una consecuencia importante de las bases de esta distribución es el hecho de que el producto de variables independientes entre sí con una distribución Log-normal es una variable aleatoria que también sigue una distribución Log-normal<sup>1</sup>. De la misma forma que la suma de variables independientes entre sí normalmente distribuidas es una variable aleatoria normalmente distribuida.

Para el conjunto de datos de la variable  $X$  distribuidos de forma Log-normal el intervalo  $[\mu^*/\sigma^*, \mu^* \cdot \sigma^*]$  contiene el 68.3% de los elementos de la muestra, mientras que el intervalo  $[\mu^*/(\sigma^*)^2, \mu^* \cdot (\sigma^*)^2]$  contiene el 95.5%. Por otro lado, en la distribución normal de  $\log(X)$  el intervalo  $\mu \pm \sigma$  cubre una probabilidad of 68.3% (además de ubicar los puntos de inflexión de la curva), mientras que  $\mu \pm 2\sigma$  cubre el 95.5%.

Esta distribución permite describir un número muy grande de fenómenos aleatorios, como lo son aquellos en los que intervienen un número elevado de factores no controlables, que actúan de manera independiente. En nuestro caso, los histogramas de mostrados en la Figura 3.1 tienen un gran parecido con la Figura 3.6(a) por lo que mediante de un programa en python se realizó un ajuste a una distribución Log-normal, con el radio de las *bubbles* en las muestras como nuestra variable  $X$ .

En las figuras 3.7, 3.8 y 3.9 se presentan los ajustes realizados a la muestra de *Bubbles con una estrella*, *Bubbles con varias estrellas*, y *Bubbles compactas* respectivamente. Como puede apreciarse en estos gráficos, al manejar  $\log(R)$  en lugar de  $R$  hace que la distribución en el histograma cambie. Esto sucede a pesar de tener la misma cantidad de barras que en los primeros gráficos debido a que la función logarítmica no es simétrica.

Gracias a los ajustes, ahora tenemos un valor medio con un valor de dispersión para cada muestra. Para continuar con el análisis se transformaron los valores obtenidos a unidades físicas. Como se ha venido mostrando en los gráficos, el radio de las *bubbles* se midió en arco segundos. Por lo que fue importante recordar que en las imágenes en las que se realizó la identificación de *bubbles* encontramos  $0,05 \text{ arcsec} \cdot \text{pixel}^{-1}$  o  $0,88 \text{ pc} \cdot \text{pixel}^{-1}$ , para obtener un factor de conversión de 17,6 para transformar arc seg en pc. Entonces, sea  $\mu_{\text{arcseg}}$  la media obtenida de la muestra de radios de una categoría de nuestra clasificación medidos en arco segundos y  $\mu_{\text{pc}}$  obtenida de los radios medidos en pársecs, tenemos que:

$$17,6 \times 10^\mu = 17,6 \times \mu_{\text{arcseg}} = \mu_{\text{pc}} \quad (3.8)$$

<sup>1</sup>La media de la distribución de esta nueva variable es el producto de de las medias de sus factores. Suponiendo dos factores en el producto, la desviación estándar está dada como:  $\sigma(X_1 \cdot X_2) = e^{[\log^2 \sigma_1 + \log^2 \sigma_2]^{1/2}}$ .

### 3. ANÁLISIS

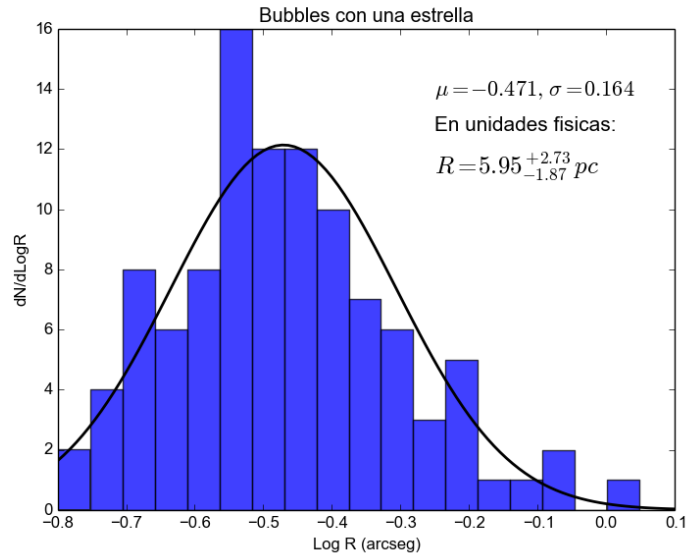


Figura 3.7: Ajuste *Lognormal* al histograma del radio de la muestra de *Bubbles con una estrella*. En la parte superior derecha se señala en pársecs la media del radio con su desviación hacia su valor mínimo y su valor máximo

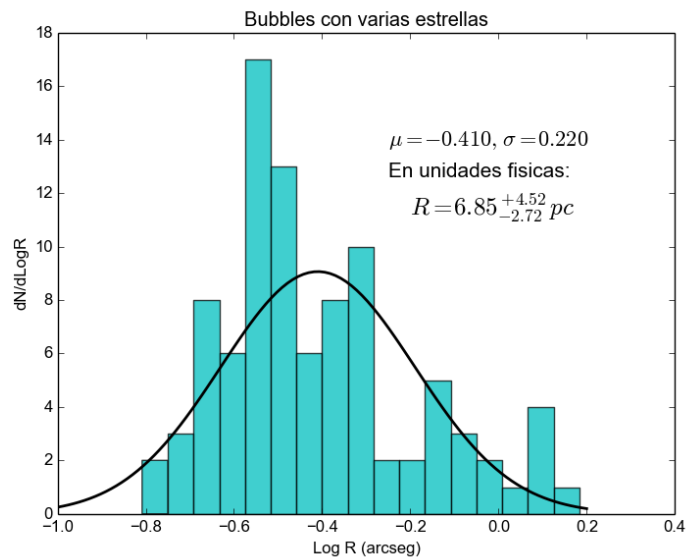


Figura 3.8: Ajuste *Lognormal* al histograma del radio de la muestra de *Bubbles con varias estrellas*. En la parte superior derecha se señala en pársecs la media del radio con su desviación hacia su valor mínimo y su valor máximo

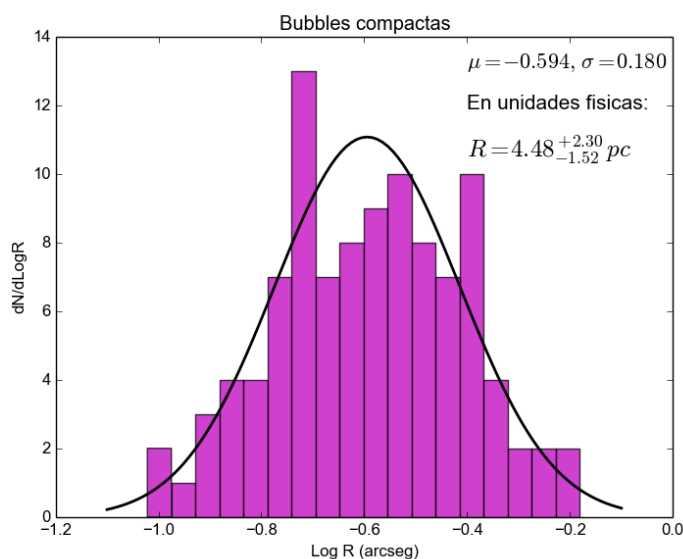


Figura 3.9: Ajuste *Lognormal* al histograma del radio de la muestra de *Bubbles compactas*. En la parte superior derecha se señala en pársecs la media del radio con su desviación hacia su valor mínimo y su valor máximo

Nótese que  $\log(\mu_{pc})$  es la media de una distribución normal del  $\log(R)$  donde  $R$  está medido en pársecs, la cual es distinta a la  $\mu$  encontrada en los ajustes que fueron realizados en esta sección.

Como ya habíamos mencionado, la desviación estándar mantiene el mismo valor ante la transformación de unidades, sin embargo, al llevar la desviación a su escala original (mediante la función inversa de logaritmo) se presenta el sesgo característico de la distribución Log-normal. Esto es, la desviación estándar toma un valor distinto a la izquierda que a su derecha. Por consiguiente, para una muestra se encontraron dos valores de  $\sigma$  distintos. Tenemos el intervalo  $\mu \pm \sigma$ , entonces los límites del intervalo son  $\mu - \sigma$  y  $\mu + \sigma$ . Ahora les aplicamos la función inversa de logaritmo obteniendo:

$$\begin{aligned} \mu_{arcseg} - \sigma_{arcseg}^- &= 10^{\mu - \sigma}, \text{ y} \\ \mu_{arcseg} + \sigma_{arcseg}^+ &= 10^{\mu + \sigma} \end{aligned}$$

entonces,

$$\begin{aligned} \mu_{pc} - \sigma_{pc}^- &= 17,6 * (\mu_{arcseg} - \sigma_{arcseg}^-), \text{ y} \\ \mu_{pc} + \sigma_{pc}^+ &= 17,6 * (\mu_{arcseg} + \sigma_{arcseg}^+) \end{aligned}$$

al conocer el valor de  $\mu_{pc}$  anteriormente calculado, se encontraron los valores de  $\sigma_{pc}^-$  y  $\sigma_{pc}^+$ .

### 3.3. Estimación de $L_w$

El siguiente paso de la presente tesis fue encontrar la cantidad de energía que la estrella o estrellas deberían liberar para generar una *bubble* con las dimensiones que se obtuvieron en los ajustes a distribuciones Log-normal de la sección anterior.

Antes que nada es importante notar que al haber dividido en tres muestras distintas la población de *bubbles* indentificadas en M81, estamos indicando que las *bubbles* en estas muestras se encuentran en circunstancias físicas distintas. Sin embargo en este trabajo se consideró que la población de *bubbles* se encuentra en la *Fase Snowplow* debido a la larga duración de esta fase. También se debe mencionar que en las siguientes estimaciones no se consideraron los efectos que pudieran ser causados por el campo magnético, rotación de la estrella (o estrellas), u otros fenómenos no considerados en el modelo de la evolución de las *wind bubbles* de Castor & McCray (Sección 1.5).

### 3.3.1. *Bubbles con una estrella*

Las evidentes morfologías de burbuja en los elementos en esta muestra nos permitieron sugerir plenamente que se encontraban en la etapa evolutiva *Snowplow*. Pues, en esta etapa la masa del material barrido es mucho mayor a la cantidad de material en la *bubble*. Debido a la relativamente poca diferencia numérica entre las ecuaciones de  $R(t)$  entre las fases de *snowplow* de conservación de energía y conservación de momento se eligió trabajar con la expresión de ésta última.

La energía proveniente de una estrella que da lugar a la formación de una *bubble* proviene de la energía cinética suministrada por el viento estelar durante su vida útil, es decir,  $L_w t$ . Se derivó una expresión para  $L_w$  con unidades adimensionales a partir de la Ecuación 1.43:

$$L_{36} = \frac{R^4 \cdot v_3 \cdot n_0}{(16)^4 \cdot t_6^2} \quad (3.9)$$

donde,  $L_{36} = L_w/10^{36} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}$  y  $t_6 = t/10^6 \text{ años}$ ,  $n_0$  la densidad del medio interestelar circundante,  $v_3 \equiv v_\infty/1000 \text{ kms}^{-1}$  con  $v_\infty$  la velocidad terminal del viento estelar.

Se realizó la estimación de  $L_w$  de una estrella cuyo viento estelar tiene  $v_\infty = 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  y cuyo tiempo de vida útil que lleva es de  $2 \times 10^6 \text{ a}$ . Además se tomó  $n_0 = 1 \text{ átomo/cm}^3$ . Éstas cantidades son valores estándares en estudios de *wind bubbles* y vientos estelares de estrellas masivas [8]. Al tomar el valor de  $R = 5,95_{-1,87}^{+2,73} \text{ pc}$  y sustituir estos datos en la Ecuación 3.12 se obtuvo:

$$L_{36} = 4,78_{-3,73}^{+16,87} \times 10^{-3} \quad (3.10)$$

En magnitudes físicas:

$$L_w = 4,78_{-3,73}^{+16,87} \times 10^{33} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.11)$$

Los desviación superior e inferior del valor medio del rango de  $L_w$  fueron obtenidos al sustituir los valores máximo y mínimo de  $R$  en la expresión (3.12). Después se resto el valor medio al valor máximo de  $L_w$  y al valor medio se le resto valor mínimo.

### 3.3.2. *Bubbles con varias estrellas*

De igual forma que en la muestra de *Bubbles con varias estrellas* se considera a los elementos de la muestra actual como *bubbles* en la *Fase snowplow: conservación del momento*. Ya que es el periodo que más dura en la evolución de una *bubble* y por lo tanto es la más probable de observar.

Siguiendo la misma lógica del calculo de la luminosidad del viento para *Bubbles de una estrella* se procedió a calcular  $L_w$  para los elementos de la muestra de *Bubbles con varias estrellas* con la expresión (3.12). Sin embargo, en este caso  $L_w$  es la aportación del viento de todas las estrellas “aparentemente” involucradas en la creación de la *bubble*.

En estimación se toman vientos estelares con  $v_\infty = 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  que en un lapso de  $t = 2 \times 10^6 \text{ a}$  forman *bubbles* con un radios en el rango de  $R = 6,85_{-2,72}^{+4,52} \text{ pc}$ , por lo que:

$$L_{36} = 8,40_{-7,29}^{+55,35} \times 10^{-3} \quad (3.12)$$

En magnitudes físicas:

$$L_w = 8,40_{-7,29}^{+55,35} \times 10^{33} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.13)$$

Para el caso específico de esta muestra al estar visualmente involucradas más de una estrella con los zonas de interés se podía suponer el hecho de tener *superbubbles*, y por lo tanto realizar la estimación de  $L_{SN}$  de la Ecuación (1.46) en lugar de  $L_w$ . Sin embargo, las *superbubbles* involucran otra física, ya que involucra energías muy elevadas al intervenir SN's dando origen a radios de decenas de pársecs, por lo que se descartó que estuviéramos observando este tipo de *bubbles*.

### 3.3.3. *Bubbles compactas*

Las regiones de gas ionizado con una forma circular (en el plano de las imágenes) pertenecientes a la muestra de *Bubbles compactas* pueden ser vistas como *bubbles* en una etapa evolutiva temprana dada su morfología. También es aceptable tomarlas como *bubbles* de estrellas no muy calientes, es decir, de tipo espectral B o menos masivas. Ya que los vientos de estrellas de este tipo no tienen la suficiente energía como para expandir sus cáscaras hasta que asemejen la forma de una burbuja. El hecho de que es difícil observar las etapas tempranas de una *wind bubble* debido a la corta duración de éstas (ver sección 1.5), nos encamina a la segunda premisa. Entonces, podemos suponer que las *Bubbles compactas* se encuentran en la misma *Fase snowplow* que las muestras anteriores.

Del ajuste Log-normal se tiene un rango de  $R = 4,48_{-1,52}^{+2,30} \text{ pc}$  para los elementos de la muestra. A través de la expresión (3.12) con  $v_\infty = 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  y  $t = 2 \times 10^6 \text{ a}$  encontramos:

$$L_{36} = 1,54_{-1,25}^{+6,52} \times 10^{-3} \quad (3.14)$$

En magnitudes físicas:

$$L_w = 1,54_{-1,25}^{+6,52} \times 10^{33} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.15)$$



## Capítulo 4

# Discusión y conclusiones

En la Figura 2.5 podemos ver que la población de *bubbles* se distribuye sobre los brazos espirales, en gran medida se debe a que es aquí donde la gran mayoría del gas interestelar se ubica. Además, el polvo de la galxia no nos permite ver la parte central haciéndonos imposible de localizar regiones de gas ionizado de interés con las bandas en las que se realizaron las imágenes que trabajamos.

El conjunto de *bubbles* de acuerdo con los ajustes a distribuciones tipo Log-normal en el capítulo anterior, muestra una desviación grande de la media del radio en de cada muestra. El tamaño de la desviación en los ajustes nos indica que hay varios tipos espectrales de estrellas involucrados en el origen de los elementos de la nuestra muestra.

Como ya hemos mencionado el modelo teórico que se siguió tiene muchas idealizaciones, sin embargo, las propiedades físicas de una *bubble* real pueden ser afectados por el campo magnético, conducción térmica, turbulencia, inhomogeneidades en el medio ambiente, etc. Estas variables ocasionan que la *bubble* no tenga una morfología perfectamente esférica entre otras cosas. Una idealización más es suponer que las estrellas se encuentran en reposo con respecto a su medio interestelar circundante. Esta es una buena aproximación para la gran mayoría de las estrellas OB. Sin embargo, si una estrella particular tipo temprana tiene una velocidad espacial grande la estructura idealizada de una *bubble* podría ser modificada por el movimiento estelar.

### 4.1. Comparación con datos observacionales

Una comparación con datos observacionales de propiedades de vientos estelares con las estimaciones realizadas en la sección (3.3) nos indica la certeza de la metodología empleada en este trabajo.

Las tablas 4.1, 4.2 y 4.3 presentan datos observacionales de estrellas masivas de tipo espectral O cecanas o en secuencia principal, estrellas B cercanas o en secuencia principal y gigantes B respectivamente. Cabe destacar que la columna 8 en cada tabla no se encontraba en los reportes originales si no que fue calculado a partir de los datos de las columnas 6 y 7. En la Tabla 4.1 el superíndice (1) señalan estrellas de la Pequeña Nube de Magallanes (SMC) reportadas por Leitherer (1988).

Los datos observacionales y el hecho de que los vientos de estrellas OBA se vuelven más densos en etapa de supergigantes, nos permiten declarar que la estimación de la luminosidad del viento en la muestra de *Bubbles con una estrella* nos muestran estrellas centrales

4. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Estrella	Tipo espectral	$T_e$ (K)	R ( $R_\odot$ )	M ( $M_\odot$ )	$v_\infty$ ( $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ )	$\dot{M}$ ( $M_\odot a^{-1}$ )	$L_w$ ( $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ )
AV 14 <sup>(1)</sup>	O3.4 V	50 000.00	13	75	2600	$2.63\times 10^{-6}$	$5.61\times 10^{36}$
HD: 46233	O4 V	50 118.72	11	69	3100	-	-
AV 388 <sup>(1)</sup>	O4 V	48 000.00	11	60	2600	$1.07\times 10^{-6}$	$2.29\times 10^{36}$
HD: 46150	O5 V	46 773.51	13	63	3200	$1.10\times 10^{-6}$	$3.55\times 10^{36}$
AV 75 <sup>(1)</sup>	O5 III	37 000.00	21	75	2500	$3.72\times 10^{-6}$	$7.33\times 10^{36}$
HD: 229196	O6 III	41 686.94	13	46	2800	-	-
HD: 199579	O6 V	41 686.94	8	33	3000	$1.35\times 10^{-6}$	$3.83\times 10^{36}$
AV 243 <sup>(1)</sup>	O6 III	39 500.00	13	35	2400	$5.13\times 10^{-7}$	$9.32\times 10^{35}$
HD: 165052	O6.5 III	39 810.72	11	37	3000	-	-
HD: 18326	O7 V	38 904.52	7	26	2600	-	-
15 Mon	O7 V	38 904.52	8	29	2200	$1.91\times 10^{-7}$	$2.92\times 10^{35}$
HD: 217086	O7 V	38 904.52	9	31	2800	$4.17\times 10^{-7}$	$1.03\times 10^{36}$
HD: 46573	O7 III	38 904.52	9	30	2800	-	-
HD: 163800	O7 III	38 904.52	14	39	2600	-	-
AV 26 <sup>(1)</sup>	O7 III	37 000.00	26	50	1500	$2.24\times 10^{-6}$	$1.59\times 10^{36}$
AV 69 <sup>(1)</sup>	O7 III	37 000.00	17	40	2100	$2.04\times 10^{-6}$	$2.84\times 10^{36}$
HD: 155806	O7 IV	37 153.52	10	31	2850	-	-
68 Cyg	O7.5 IIIe	37 153.52	12	33	3290	-	-
$\lambda$ Ori	O8 III	36 307.81	11	29	2650	$3.98\times 10^{-7}$	$8.82\times 10^{35}$
HD:19820	O8.5 III	35 481.34	12	30	2500	-	-
AV 411 <sup>(1)</sup>	O8.5 V	34 000.00	14	30	2100	$6.76\times 10^{-7}$	$9.41\times 10^{35}$
HD: 193322	O9 V	34 673.69	8	22	1800	-	-
HD: 24431	O9 IV	34 673.69	13	29	2400	-	-
$\zeta$ Oph	O9 Ve	34 673.69	8	22	1640	$2.82\times 10^{-7}$	$2.39\times 10^{35}$
14 Cep	O9 V	34 673.69	12	27	2300	-	-
10 Lac	O9 V	34 673.69	8	22	2000	$2.57\times 10^{-7}$	$3.24\times 10^{35}$
LY Aur	O9.5 III	33 113.11	13	26	2200	-	-
HD: 37737	O9.5 III	33 113.11	9	21	2000	-	-
HD: 156292	O9.5 III	33 113.11	10	22	2100	-	-
AE Aur	O9.5 V	33 113.11	11	24	2100	-	-
$\mu$ Col	O9.5 V	33 113.11	5	16	2100	$4.47\times 10^{-8}$	$6.22\times 10^{34}$

Tabla 4.1: Parámetros estelares y tasa de pérdida de masa de estrellas O en secuencia principal y gigantes.

4. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Estrella	Tipo espectral	$T_e$ (K)	R ( $R_\odot$ )	M ( $M_\odot$ )	$v_\infty$ ( $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ )	$\dot{M}$ ( $M_\odot a^{-1}$ )	$L_w$ ( $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ )
$\delta$ Sco	B0 V	30 199.52	9	18	1700	-	-
$\tau$ Sco	B0.2 V	30 700.00	6	15	2000	$9.55\times 10^{-9}$	$1.96\times 10^{33}$
EZ Cam	B0 III	30 902.95	12	22	1900	-	-
40 Per	B0.5 V	27 542.29	8	15	1400	-	-
$\beta$ Sco	B0.5 V	27 542.29	8	14	1300	-	-
$\gamma$ Cas	B0.5 IVe	28 840.32	10	18	1600	$7.94\times 10^{-10}$	$6.41\times 10^{32}$
$\varepsilon$ Per	B0.5 III	28 840.32	13	21	1700	$1.26\times 10^{-7}$	$1.15\times 10^{35}$
$\kappa$ Aql	B0.5 III	28 840.32	13	21	1700	-	-
1 Cas	B0.5 III	28 840.32	13	21	1700	-	-
$\beta$ Cep	B0.5 IIIs	25 100.00	7	12	700	$7.94\times 10^{-10}$	$1.23\times 10^{32}$
$\pi$ Agr	B1 Ve	24 500.00	6	11	1450	$2.57\times 10^{-9}$	$1.71\times 10^{33}$
25 Ori	B1 Ve	22 500.00	6	11	-	$2.19\times 10^{-9}$	-
2 Vul	B1 IV	26 915.35	7	13	1200	-	-
$\zeta$ Tau	B1 IVe	19 370.00	8	11	-	$2.34\times 10^{-10}$	-
$\sigma$ Sco	B1 III	26 302.68	10	16	1400	$1.91\times 10^{-9}$	$1.18\times 10^{33}$
V380 Cyg	B1 III	26 302.68	10	16	1400	-	-
HD: 28497	B1.5 Vne	20 700.00	-	-	-	$7.76\times 10^{-10}$	-
$\eta$ Cen	B1.5 Vne	20 700.00	5	9	-	$2.82\times 10^{-10}$	-
59 Cyg	B1.5 Ve	5 880.13	5	10	-	$1.51\times 10^{-10}$	-
$\nu$ Cyg	B2 Ve	20 470.00	-	8	-	$6.03\times 10^{-11}$	-
$\gamma$ Lup	B2 IV	21 900.00	5	9	-	$9.55\times 10^{-11}$	-
$\delta$ Cru	B2 IV	22 550.00	5	9	-	$4.07\times 10^{-11}$	-
$\phi$ Per	B2 IVep	21 100.00	-	-	-	$2.57\times 10^{-10}$	-
$\delta$ Cen	B2 IVne	22 384.00	6	9	-	$7.41\times 10^{-11}$	-
$\omega$ CMa	B2 IV/Ve	19 300.00	8	11	-	$1.41\times 10^{-10}$	-
V2052 Oph	B2 IV-V	23 000.00	6	9	700	$1.99\times 10^{-10}$	$3.10\times 10^{31}$
$\zeta$ Cas	B2 IV	20 900.00	5	8	700	$1.99\times 10^{-10}$	$3.10\times 10^{31}$
BW Vul	B2 III	22 100.00	-	-	-	$1.41\times 10^{-9}$	-
$\zeta$ Cen	B2.5 IV	19 000.00	6	9	-	$3.98\times 10^{-11}$	-
48 Per	B3 Ve	16 180.00	-	6	-	$1.70\times 10^{-10}$	-
PP Car	B4 Vne	16 900.00	-	7	-	$3.02\times 10^{-10}$	-
$\alpha$ Eri	B6 Vpe	15 000.00	-	5	-	$1.29\times 10^{-10}$	-

Tabla 4.2: Parámetros estelares y tasa de pérdida de masa de estrellas B en secuencia principal y gigantes.

4. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Estrella	Tipo espectral	$M_{bol}$	Mv	R ( $R_{\odot}$ )	$v_{\infty}$ ( $km \cdot s^{-1}$ )	$\dot{M}$ ( $M_{\odot} a^{-1}$ )	$L_w$ ( $erg \cdot s^{-1}$ )
$\delta$ Ori	O9.5 I	-9.2	-6.3	22.8	3390	$1.20 \times 10^{-6}$	$4.351 \times 10^{36}$
					2700	$9.20 \times 10^{-7}$	$2.116 \times 10^{36}$
$\zeta$ Ori	O9.5 I	-9.3	-6.8	23.9	3150	$1.20 \times 10^{-6}$	$3.757 \times 10^{36}$
					2700	$1.00 \times 10^{-6}$	$2.300 \times 10^{36}$
$\varepsilon$ Ori	B0Ia	-9.3	-6.8	34.4	3320	$2.40 \times 10^{-6}$	$8.346 \times 10^{36}$
					2300	$1.70 \times 10^{-6}$	$2.837 \times 10^{36}$
$\kappa$ Ori	B0.5Ia	-8.5	-6.3	30.7	3450	$1.30 \times 10^{-6}$	$4.882 \times 10^{36}$
					1900	$7.00 \times 10^{-7}$	$7.973 \times 10^{35}$
$\kappa$ Cas	B1Ia	-8.9	-6.9	44.7	1500	$1.40 \times 10^{-6}$	$9.939 \times 10^{35}$
$\rho$ Leo	B1Iab	-8.3	-6.4	31	1580	$8.60 \times 10^{-7}$	$6.774 \times 10^{35}$
-	B1.5Ia	-8.8	-6.9	47.3	1000	$1.30 \times 10^{-6}$	$4.102 \times 10^{35}$
-	B2Ia	-8.9	-7.1	55.2	1000	$1.20 \times 10^{-6}$	$3.786 \times 10^{35}$
$\chi^2$ Ori	B2Ia	-9.2	-7.4	63.4	1000	$2.20 \times 10^{-6}$	$6.941 \times 10^{35}$
-	B3Ia	-8.35	-7	61.7	580	$7.10 \times 10^{-7}$	$7.536 \times 10^{34}$
$O^2$ CMa	B3Ia	-8.45	-7.1	64.6	580	$1.70 \times 10^{-6}$	$1.804 \times 10^{35}$
55 Cyg	B3Ia	-8.15	-6.8	56.3	580	$5.60 \times 10^{-7}$	$5.944 \times 10^{34}$
$\eta$ Cma	B5Ia	-7.8	-6.8	59.1	590	$4.20 \times 10^{-7}$	$4.613 \times 10^{34}$
$\chi$ Aur	B5Iab	-8.1	-7.1	67.9	590	$1.40 \times 10^{-6}$	$1.538 \times 10^{35}$
67 Oph	B5Ib	-6.8	-5.8	37.3	500	$1.20 \times 10^{-7}$	$9.465 \times 10^{33}$
-	B6Ia	-8.2	-7.3	77.8	600	$7.90 \times 10^{-7}$	$8.973 \times 10^{34}$
-	B7Ia	-8.3	-7.5	88.2	600	$5.10 \times 10^{-7}$	$5.793 \times 10^{34}$
$\beta$ Ori	B8Ia	-8.9	-8.3	135	530	$8.60 \times 10^{-7}$	$7.622 \times 10^{34}$
					530	$1.40 \times 10^{-6}$	$1.241 \times 10^{35}$
$\mu$ Sgr	B8Ia	-8.7	-8.1	123	530	$1.10 \times 10^{-6}$	$9.749 \times 10^{34}$
13 Cep	B8Ib	-6.6	-6	46.9	530	$2.50 \times 10^{-7}$	$2.216 \times 10^{34}$
-	B9Ia	-7.6	-7.1	84.2	500	$4.10 \times 10^{-7}$	$3.234 \times 10^{34}$
$\sigma$ Cyg	B9Iab	-6.8	-6.3	58.3	500	$2.60 \times 10^{-7}$	$2.051 \times 10^{34}$
4 Lac	B9Iab	-6.5	-6	50.8	500	$2.50 \times 10^{-7}$	$1.972 \times 10^{34}$
-	A0Ia	-7.1	-6.9	84.7	300	$4.20 \times 10^{-7}$	$1.193 \times 10^{34}$
$\eta$ Leo	A0Ib	-5.5	-5.3	40.5	300	$4.70 \times 10^{-8}$	$1.335 \times 10^{33}$
-	A1Ia	-8	-7.9	136	300	$8.00 \times 10^{-7}$	$2.272 \times 10^{34}$
9 Per	A2Ia	-7.5	-7.4	115	300	$5.20 \times 10^{-7}$	$1.477 \times 10^{34}$
$\alpha$ Cyg	A2Ia	-7.9	-7.8	138	280	$6.90 \times 10^{-7}$	$1.707 \times 10^{34}$
-	A5Ia	-7.8	-7.8	156	280	$3.20 \times 10^{-7}$	$7.916 \times 10^{33}$

Tabla 4.3: Parámetros estelares y tasa de pérdida de masa de estrellas supergigantes reportadas por Barlow & Cohen (1977).

de tipo espectral O9-B5. Para la muestra de *Bubbles compactas* podemos sugerir estrellas centrales de tipo espectral B0-B5. Se consideró una orden de magnitud más pequeña para las etapas tempranas de las estrellas en la Tabla 4.3 durante su etapa de secuencia principal, pues en esta fase  $\dot{M}$  es más pequeña. Sin embargo, en el caso de las *Bubbles con muchas estrellas* no nos fue posible compararlo con algún dato observacional, pues las únicas fuentes de información observacional que se encontraron fueron sobre *superbubbles*. En este tipo de *bubbles* se toman en cuenta como principal fuente de energía cinética en el impulso de la cáscara la energía liberada por cierto número de supernovas (ver sección 1.5.3) y radios  $\gtrsim 50pc^1$ .

Es importante resaltar el hecho de que en nuestro estudio no tomó a la energía del viento estelar como la energía efectiva cedida al ISM. En los procesos de interacción viento-ISM la energía proveniente del viento no es transferida en su totalidad de forma mecánica al ISM, principalmente debido a efectos de termalización. De acuerdo con Silich et. al (2009) [21] de la energía total del viento estelar que se emplea para crear una *wind bubble* se termaliza menos del 10%.

### Radio de Strömgen

Las *bubbles* se trazan en emisión  $H_\alpha$  por lo que se cree que las estrellas que se encuentran en su interior ionizan el gas que constituye su estructura. Esta suposición permite catalogar el tipo de estrellas que dan lugar a las *bubbles* de las muestras de acuerdo con sus radios de Strömgen.

Un nebulosa de emisión resulta de la fotoionización de una nube de gas difuso por fotones ultravioleta de una estrella caliente o de un cúmulo de estrellas. Consideremos el problema idealizado de una sola estrella como una fuente de fotones ionizantes en una nube estática homogénea de H. El gas neutro está separado del gas ionizado a través de lo que se conoce como *frente de ionización* con una simetría esférica. Este frente avanza y llega un momento en el que, a cierta distancia de la estrella, el número de ionizaciones por unidad de volumen y unidad de tiempo es igual al número de recombinaciones por unidad de volumen y unidad de tiempo. A esa distancia se le conoce como *radio de Strömgen*.

La ecuación de equilibrio de ionización está dada por:

$$N_{H^0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu d\nu = N_p N_e \alpha_A(H^0, T) \quad (4.1)$$

donde  $\frac{4\pi J_\nu}{h\nu}$  es el número de fotones incidentes por unidad de área por unidad de tiempo por frecuencia, y  $a_\nu$  es la sección transversal de ionización para H por fotones con energía  $h\nu$ .  $N_{H^0}$ ,  $N_e$ , y  $N_p$  son las densidades numéricas por unidad de volumen del átomo neutral de H, electrones y protones respectivamente. Finalmente  $\alpha_A(H^0, T)$  es el coeficiente de recombinación<sup>2</sup> sobre todos los estados del átomo de H.

Debido a que la energía necesaria para ionizar un átomo de hidrógeno es 13,6 eV únicamente la radiación en el continuo de Lyman<sup>3</sup> ( $\lambda \leq 912\text{\AA}$ ) correspondiente a energías igual o mayores es efectiva en la fotoionización de H en el estado base.

<sup>1</sup>Radio mínimo de una superbubble encontrado en las referencias, pertenece a la superbubble de rayos X en Cygnus.

<sup>2</sup>El coeficiente de recombinación es la probabilidad de que dado un choque entre un electrón y un protón se obtenga un átomo de H.

<sup>3</sup>Los fotones que intervienen en la ionización y recombinación no poseen longitudes de onda particulares, si no que presentan una distribución continua de longitudes de onda; forman un continuo del espectro, con una cota inferior determinada, la energía de ionización.

El grado de ionización de H en la nebulosa está determinado por el balance entre la fotoionización causada por el campo de radiación estelar y las recombinaciones a estados excitados de H. Ya que las recombinaciones al estado base generan fotones ionizantes que son absorbidos en otras partes de la nebulosa sin afectar de forma apreciable el balance de ionización se tomó a  $\alpha_B(20\ 000K)$ , coeficiente de recombinación en todos los estados excepto en el estado base, en lugar de  $\alpha_A$ . Además, se tiene una región completamente ionizada cuando  $N_p = N_e \approx N_H$ . Con las afirmaciones anteriores a partir de la Ecuación (4.1) se deriva una expresión para la tasa de producción de fotones ionizantes en [17]:

$$N_L = \frac{4\pi}{3} R_{st}^3 N_H^2 \alpha_B \quad (4.2)$$

De la expresión (4.2) se despeja una expresión para el radio de Strömgen:

$$\Rightarrow R_{st} = \left( \frac{3N_L}{4\pi N_H^2 \alpha_B} \right)^{1/3} \quad (4.3)$$

La expresión anterior del radio de Strömgen considera una nube de gas con densidad uniforme, mientras que las *bubbles* tienen una densidad muy baja en el interior y su densidad sube drásticamente en su contorno. Por lo anterior se propuso una expresión análoga a la Ecuación (4.2) tomando en cuenta el volumen de una cascara de grosor  $\Delta R$ :

$$N_{cL} = 4\pi R_{c-st}^2 (\Delta R) N_H^2 \alpha_B \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow R_{c-st} = \left( \frac{N_{cL}}{4(\Delta R)\pi N_H^2 \alpha_B} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$

El subíndice c indica el cálculo en una cáscara. Considerando  $\Delta R = 3pc$  en la Tabla 4.3 se muestran valores de  $N_{cL}$  y valores de  $N_L$ . Se manejan  $N_H^2 = n_0^2$  con  $n_0 = 1$  átomo·cm<sup>-3</sup> y  $\alpha_B = 2,52 \times 10^{-13}$  cm<sup>3</sup> · s<sup>-1</sup>.

En las columnas 5 y 7 se toma  $n_0 = 10$  átomo·cm<sup>-3</sup> de la Tabla 4.4. Estrellas más masivas que B3 tienen radios de Strömgen de mayor tamaño al radio mínimo de una *bubble* encontrado en cada muestra, esto nos dice que las estrellas que generan estructuras de *bubbles* son igual o más masivas que una estrella de este tipo espectral.

Algunas de las *bubbles* localizadas en la galaxia M81 no muestran ninguna estrella central en las imágenes con las que se trabajaron, por lo que se piensa que tienen una mayor emisión en longitudes de onda más largas a las que se observan en las imágenes con las que se trabajó lo cual coincide con lo observado en la Tabla 4.4. Finalmente podemos concluir que el 68% de las estrellas en las muestras *Bubbles de una estrella* y *Bubbles compactas* se pueden encontrar entre los tipos espectrales O9-B3 y B0-B5 respectivamente.

## 4.2. Limitaciones de la metodología

Las limitaciones observacionales dependen principalmente de la resolución de las imágenes. Existe un límite en el cual podemos considerar una región ionizada como una *bubble*. Esto es, a pesar de ampliar la imagen a su máxima resolución hay regiones circulares casi puntuales donde ya no es posible distinguirlos como una *bubble*. Además, la capacidad visual de su servidora también entra en juego. Puesto que a una región ionizada con un  $R < 3$  pixeles ( $R < 2,64$  pc) no me es posible distinguir si es o no una *bubble*.

Ahora, recordemos que la obtención de los radios se basó en crear regiones de forma “manual” que delimitaran el área de interés, es decir, no se usó un programa de computo

---

4. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

---

Tipo espectral	$T_e$ (K)	$N_L$ (fotones·s <sup>-1</sup> )	$R_{st}$ (pc) $n_0 = 1^*$	$R_{st}$ (pc) $n_0 = 10^*$	$R_{c-st}$ (pc) $n_0 = 1^*$	$R_{c-st}$ (pc) $n_0 = 10^*$
O3	52 500	$1.06 \times 10^{50}$	151	69.92	616	61.6
O4	48 000	$5.55 \times 10^{49}$	121	56.35	446	44.6
O5	44 000	$2.91 \times 10^{49}$	97.9	45.44	323	32.3
O6	41 000	$1.26 \times 10^{49}$	74.1	34.37	212	21.2
O7	38 000	$6.60 \times 10^{49}$	129	59.7	486	48.6
O8	35 800	$3.27 \times 10^{48}$	47.2	21.93	108	10.8
O9	33 00	$1.44 \times 10^{48}$	35.9	16.68	71	7.1
B0	30 000	$2.03 \times 10^{47}$	18.7	8.68	27	2.7
B1	25 400	$2.01 \times 10^{46}$	8.65	4.02	8.5	0.85
B2	22 000	$1.33 \times 10^{45}$	3.50	1.62	2.2	0.22
B3	18 700	$9.75 \times 10^{43}$	1.46	0.68	0.6	0.06
B4	17 050	$1.43 \times 10^{43}$	0.77	0.36	0.2	0.02
B5	15 400	$2.04 \times 10^{42}$	0.40	0.19	0.08	0.008
B6	14 000	$2.77 \times 10^{41}$	0.21	0.10	0.03	0.003
B7	13 000	$6.19 \times 10^{40}$	0.13	0.06	0.02	0.002
B8	11 900	$1.02 \times 10^{40}$	0.07	0.03	0.006	0.0006
B9	10 500	$9.19 \times 10^{38}$	0.03	0.01	0.002	0.0002
A0	9 520	$3.31 \times 10^{37}$	0.01	0.005	0.0003	0.00003
A1	9 230	$1.83 \times 10^{37}$	0.008	0.004	0.0003	0.00003
A2	8 970	$1.08 \times 10^{37}$	0.007	0.003	0.0002	0.00002

Tabla 4.4: Valores de  $R_{st}$  para una esfera y una cáscara de Strömgen de estrellas en la secuencia principal. La columna 6 muestra el número de fotones ionizantes emitidos por segundo ( $\lambda \leq 912\text{\AA}$ ). Valores adoptados:  $R_\odot = 6,96 \times 10^{10} \text{cm}$ ,  $M_\odot = 1,99 \times 10^{33} \text{g}$ ,  $L_\odot = 3,90 \times 10^{33} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ .

#### 4. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

---

para dicha tarea. Por lo que existen errores de origen humano sobre la construcción manual de las muestras de *bubbles*.

En el análisis de las muestras de datos realizados por medio de la Ley de Potencias podemos ver un “pico” en las gráficas  $(\log(dN/dR), \log R)$ . En la muestra de *Bubbles con una estrella* (Figura 3.3) el máximo se encuentra en  $\log R = -0,559$ . La magnitud de los valores de  $\log(dN/dR)$  hacia la izquierda del máximo decrece. Se pueden inferir dos posibles causas de esta observación. Primero, las limitaciones observables se hacen presentes al ubicar los efectos de estrellas no muy masivas debido a las bandas que se usaron para realizar las observaciones. Segundo, las *bubbles* en esta parte de la distribución al ser originadas por estrellas poco masivas su índice de creación es bajo por la predisposición en las condiciones físicas de este tipo de estrellas. En las muestras restantes también se muestran estos picos.

# Bibliografía

- [1] Cassinelli, J.P. (1979). *Stellar winds*, Ant. Rev. Astr. Ap. 17, p. 275.
- [2] Castor, J., McCray, R. & Weaver, R. (1975). *Interstellar Bubbles*. Ap. J. 200, p.L107.
- [3] Chu, Y.H., Gruendl, R.A. & Guerrero, M.A. (2003). *An inside-out view of Bubbles*, Rev. Mex. A.A. 15, p. 62.
- [4] Dupree, A. K. 1986, *Mass loss from Cool Stars*, Mitteilungen del Astronomischen Gesellschaft, Vol. 67 , p.101.
- [5] Guerriero, V. (2012). *Power Law Distribution: Method of Multi-scale Inferential Statistics*. Journal of Modern Mathematics Frontier, Vol.1 No.1, p. 21-28.
- [6] Hans-Peter Gail & Sedlmayr, E. (2014). *Physics and Chemistry of Circumstellar Dust Shells*, Cambridge Astrophysics Series.
- [7] Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. (1999). *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge University Press.
- [8] Leitherer, C. (1988). *Observational and theoretical mass-loss rates of O stars in the Magellanic Clouds*. The Astrophysical Journal, Vol. 334, p. 626-638.
- [9] Limpert, E., Sthael, W. A. & Abbt, M. (2001). *Log-normal Distributions across the Sciences: Keys and Clues*. BioScience, Vol.51 No.5, p. 341-352.
- [10] Mac Low, Mordecai-Mark; McCray, R. (1988). *Superbubbles in disk galaxies*. Ap. J. 324, p.776
- [11] Manuel D. Salas, *The Curious Events Leading to the Theory of Shock Waves*, 17<sup>th</sup> Shock Interaction Symposium Rome, Italy 2006.
- [12] Martin G. H. Krause & Roland Diehl (2004). *Dinamics and Energy Loss in Superbubbles*. arXiv:1409.7528
- [13] Mas-Hesse, J.M & Kunth, D. (1991). *Evolutionary population synthesis in starbursts regions*, Astron. Astrophys. Supple. Ser, vol.88, p. 399-450.
- [14] McCray, R. (1982). *Stellar winds and the interstellar medium*, IN: Highlights of astronomy, vol.6, p.565.
- [15] Meadows, A.J. (1987). *Evolución estelar* , Editorial Reverté, S.A., p. 45.
- [16] Miguel M. Vallina. (2010). *Aplicaciones Ofimáticas*. Madrid, España: Ediciones paraninfo. p.297.
- [17] Osterbrock, D. E., (1989). Photoionization of a Pure Hydrogen Nebula, *Astrophysics of gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (pp.17-23). California, USA: University Science Books.

- 
- [18] The Messier Catalog. (Sep. 2, 2007). *Messier 81*.  
<http://messier.seds.org/m/mindex.html>.
- [19] Saken, Jon Mitchell, Tesis for the Doctor of Philosophy degree: *Energetic Bubbles in the Interstellar Medium* (1997), xerographic process.
- [20] Sidorin, V., Douglas, K.A., Palous, J., Wünsch, R. & Ehlerová, S., (2014). *Exploring GLIMPSE bubble N107: Multiwavelength observations and simulations*. A&A 565
- [21] Silich, S., Tenorio-Tagle, G., Torres-Campos, A., Muñoz-Tuñón, C., Monreal-Ibero, A. & Melo, V. (2009). *On the heating efficiency derived from observations of young super star cluster in M82*. The Astrophysical Journal, Vol. 700, p.931-936.
- [22] Tatiana A. Lozinskaya (1992). *Supernovae and Stellar wind in the Interstellar Medium*. American Institute of Physics, New York.
- [23] Tomisaka, K., Habe, A. & Satoru Ikeuchi (1981). *Sequential Explosions of Supernovae in an OB Association And Formation of a Superbubble*. Ap. & S.S. 78, p.273.
- [24] Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. & Moore, R. (1977). *Interstellar Bubbles II. Structure and evolution*, The Astrophysical Journal, Vol. 218, Num. 1, p. 377-395.

# Apéndice A:

## Población de *bubbles*

$\alpha$	$\delta$	Radio (arc seg)	Bubble
09:56:18.44	69:03:34.90	0.198403	BV-A52
09:55:43.56	69:11:09.01	0.280739	BV-A104
09:56:02.41	68:59:04.04	0.82733	BV-A70
09:56:16.68	69:05:40.24	0.58091	BV-A61
09:55:07.45	69:03:18.30	0.472444	BV-A45
09:56:03.69	69:03:08.70	0.257481	BV-A46
09:56:45.44	69:05:57.84	0.290448	BV-A54
09:56:27.41	69:03:32.44	0.4475465	BV-A58
09:56:15.63	69:05:35.98	0.204829	BV-A60
09:54:49.41	69:07:18.53	0.305166	BV-A7
09:56:02.75	69:01:01.01	0.2153	BV-A82
09:56:08.84	68:59:48.59	0.707625	BV-A78
09:56:20.67	69:00:15.17	0.2068775	BV-A79
09:56:13.89	69:01:36.91	0.240311	BV-A83
09:56:19.98	69:01:16.80	0.4168585	BV-A81
09:56:26.03	69:03:50.93	0.183377	BV-A59
09:56:45.13	69:04:32.87	0.21589	BV-A66
09:56:52.63	69:04:09.57	0.31491	BV-A55
09:56:15.38	69:06:26.09	0.2802295	BV-A37
09:56:09.08	68:59:06.50	0.391273	BV-A76
09:56:30.69	69:00:49.08	0.205207	BV-A73
09:56:10.27	68:59:30.49	0.337412	BV-A77
09:56:29.61	69:04:13.68	0.3073625	BV-A57
09:54:51.68	69:07:01.13	0.237814	BV-A6
09:55:18.64	69:08:29.27	0.485003	BV-A23
09:55:41.20	69:11:14.24	0.832195	BV-A93
09:54:33.82	69:09:39.04	0.790725	BV-A88
09:54:33.42	69:09:34.62	0.3713165	BV-A89
09:55:35.32	69:08:18.19	0.2315375	BV-A15
09:55:35.36	69:07:36.96	0.3983995	BV-A33
09:55:00.01	69:08:26.80	0.293931	BV-A10
09:54:15.69	69:04:45.10	0.420878	BV-A25
09:55:08.43	69:10:16.46	0.445853	BV-A18
09:54:35.48	69:09:03.32	0.2468375	BV-A11
09:55:35.10	69:07:33.41	0.3825955	BV-A32
09:56:25.05	69:05:16.43	0.323777	BV-A62
09:55:43.24	69:05:17.24	0.403661	BV-A34
09:55:00.17	69:06:14.95	0.606065	BV-A87

Tabla 4.5: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.

Apéndice A

$\alpha$	$\delta$	Radio (arc seg)	Bubble
09:56:16.71	68:59:38.41	0.429714	BV-A75
09:56:18.80	68:59:21.05	0.336926	BV-A74
09:56:19.17	69:02:26.88	0.442206	BV-A84
09:56:18.25	69:03:35.85	0.1685565	BV-A53
09:54:38.37	69:07:58.79	0.481205	BV-A13
09:55:57.86	69:04:54.80	0.2979215	BV-A46
09:54:39.93	69:04:49.57	0.443203	BV-A27
09:55:21.04	69:10:24.32	0.4070735	BV-A19
09:55:07.42	69:03:14.08	0.1586235	BV-A44
09:54:57.48	69:00:17.46	0.340274	BV-A39
09:55:54.95	69:03:01.35	0.2827025	BV-A50
09:56:01.69	69:04:50.35	0.341568	BV-A47
09:54:56.24	69:06:52.49	0.3443635	BV-A2
09:55:17.36	69:07:48.09	0.348887	BV-A3
09:54:53.39	69:07:39.14	0.379775	BV-A8
09:54:49.34	69:07:19.10	0.28444	BV-A6
09:55:24.85	69:08:17.54	0.256381	BV-A24
09:55:00.02	68:59:54.44	0.3144545	BV-A38
09:55:20.99	69:08:42.66	0.593085	BV-A22
09:55:55.51	68:58:59.54	0.293616	BV-A72
09:55:40.25	68:59:48.18	0.541195	BV-A63
09:55:38.75	69:00:00.86	0.2767465	BV-A64
09:55:32.23	69:01:02.72	0.27254	BV-A42
09:56:04.96	69:03:45.02	0.145351	BV-A49
09:55:15.36	69:03:07.78	0.3290455	BV-A42
09:55:29.36	68:58:47.40	0.5189	BV-A65
09:55:26.09	69:11:57.57	0.3711275	BV-A92
09:55:54.39	69:03:56.19	0.3003965	BV-A48
09:54:58.84	69:00:44.23	0.249122	BV-A40
09:54:49.10	69:01:23.94	0.57216	BV-A41
09:54:39.29	69:05:26.81	0.3012715	BV-A28
09:55:50.20	68:59:11.31	0.193331	BV-A67
09:55:20.77	69:08:40.35	0.595775	BV-A21
09:56:01.35	68:59:04.12	0.64051	BV-A71
09:54:53.72	69:05:40.48	0.296273	BV-A86
09:55:39.24	69:05:42.72	0.345312	BV-A35
09:55:42.23	69:07:00.66	0.4083535	BV-A31
09:55:36.67	69:08:08.20	0.299689	BV-A14
09:55:09.33	69:07:52.51	0.2466505	BV-A4
09:54:40.80	69:08:13.01	0.187909	BV-A12
09:54:50.25	69:06:40.87	0.202799	BV-A1
09:55:28.90	69:12:54.77	0.4630355	BV-A91
09:55:04.01	69:09:04.15	0.3492305	BV-A9
09:55:09.80	69:10:33.26	0.51611	BV-A16
09:55:10.56	69:10:29.67	0.3560635	BV-A17
09:55:28.90	69:12:54.77	0.4630355	BV-A91
09:55:01.37	69:12:56.69	0.356949	BV-A90
09:55:19.98	69:08:44.49	0.50245	BV-A20
09:56:11.60	69:07:06.82	0.3518765	BV-A36
09:55:50.56	68:59:14.48	0.248182	BV-A68
09:55:47.98	68:59:28.73	0.293902	BV-A66
09:56:47.72	69:03:03.96	0.3085885	BV-A85
09:54:41.10	69:04:29.45	0.381836	BV-A26
09:54:45.84	69:05:18.87	0.437652	BV-A29
09:54:47.57	69:04:34.24	1.11809	BV-A30
09:55:50.26	68:58:21.39	0.326385	BV-A68

Tabla 4.6: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.

Población de *bubbles*

$\alpha$	$\delta$	Radio (arc seg)	Bubble
09:55:06.87	69:07:54.61	0.226631	BV-A5
09:55:10.24	69:08:54.04	0.33588	BV-A96
09:54:56.27	69:09:47.26	0.2609695	BV-A99
09:54:59.37	69:08:29.95	0.289386	BV-A98
09:56:19.37	69:06:22.02	0.217028	BV-A102
09:55:02.16	69:09:01.00	0.225925	BV-A97
09:56:00.90	69:04:01.92	0.2776105	BV-A104
09:54:39.33	69:05:28.47	0.314476	BV-A101
09:55:47.08	69:10:19.53	0.357318	BV-A105
09:54:53.55	69:06:18.50	0.2265715	BV-A95
09:55:58.27	69:03:36.76	0.617205	BV-A103
09:54:30.06	69:03:02.41	0.180325	BV-A100

Tabla 4.7: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.

$\alpha$	$\delta$	Radio (arc seg)	Bubble
09:56:31.49	69:06:02.57	0.291904	BV-C88
09:56:26.48	69:05:41.97	0.3390605	BV-C87
09:56:17.30	69:04:49.23	0.342385	BV-C91
09:56:46.18	69:06:02.20	0.4351625	BV-C61
09:56:26.19	69:04:32.43	0.155515	BV-C32
09:55:26.70	68:58:34.14	0.332341	BV-C90
09:56:07.50	69:03:49.12	0.299437	BV-C86
09:55:09.47	69:07:47.02	0.287408	BV-C89
09:54:32.68	69:08:47.36	0.283547	BV-C64
09:55:00.82	69:06:42.80	0.191707	BV-C60
09:55:21.29	69:07:15.72	0.3431125	BV-C75
09:55:25.15	69:07:34.34	0.2866985	BV-C65
09:55:36.83	69:08:08.49	0.316748	BV-C66
09:54:48.53	69:06:52.16	0.235872	BV-C62
09:55:04.82	69:08:18.27	0.274435	BV-C63
09:55:38.49	69:10:23.32	0.2597795	BV-C67
09:55:24.77	69:10:06.83	0.455822	BV-C69
09:55:31.62	69:11:15.40	0.2690695	BV-C68
09:54:37.15	69:02:15.08	0.2149775	BV-C71
09:54:31.26	69:03:15.34	0.217138	BV-C72
09:54:55.79	69:06:33.30	0.321869	BV-C59
09:55:40.11	69:06:56.09	0.220592	BV-C74
09:56:06.52	69:06:10.45	0.208179	BV-C78
09:56:31.22	69:07:16.23	0.334744	BV-C79
09:56:16.35	69:07:38.14	0.263396	BV-C76
09:56:18.52	69:09:48.78	0.272358	BV-C77
09:54:45.27	69:01:03.95	0.2906245	BV-C80
09:54:50.02	69:01:25.62	0.2140885	BV-C81
09:55:16.71	69:02:33.72	0.1953035	BV-C82
09:56:10.26	69:04:14.17	0.2225235	BV-C85
09:56:01.18	69:04:26.86	0.1755695	BV-C84
09:55:50.23	69:04:53.01	0.2249495	BV-C83
09:56:31.91	68:59:52.22	0.261916	BV-C93
09:56:27.14	69:04:23.02	0.53171	BV-C34
09:56:21.97	69:05:00.78	0.4942585	BV-C38
09:56:15.96	69:05:30.98	0.8861	BV-C39

Tabla 4.8: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.

Apéndice A

$\alpha$	$\delta$	Radio (arc seg)	Bubble
09:56:03.89	68:59:07.72	0.482839	BV-C45
09:56:23.61	69:03:55.10	0.3503755	BV-C37
09:56:26.61	69:04:23.94	0.2920265	BV-C35
09:56:06.31	68:59:34.01	0.4328695	BV-C48
09:56:18.10	69:03:33.32	0.4917475	BV-C23
09:56:01.28	69:04:17.60	0.475553	BV-C30
09:56:00.15	69:04:21.07	0.4368005	BV-C29
09:55:15.02	69:12:38.32	0.322126	BV-C57
09:56:34.83	69:02:40.32	0.241578	BV-C51
09:56:34.18	69:01:26.68	0.2844505	BV-C50
09:56:12.42	69:01:16.63	0.2872475	BV-C49
09:56:05.10	68:59:17.94	0.2297575	BV-C47
09:56:25.26	69:03:45.11	0.362702	BV-C36
09:56:18.09	69:03:10.87	0.3014315	BV-C32
09:54:57.64	69:08:48.89	1.28651	BV-C7
09:54:52.65	69:08:55.41	0.67347	BV-C12
09:54:51.53	69:07:00.12	0.27115	BV-C5
09:55:40.54	68:59:43.70	0.494766	BV-C40
09:55:46.97	68:59:21.18	0.82258	BV-C42
09:55:52.53	68:58:52.23	0.3301415	BV-C46
09:55:20.42	69:01:56.00	0.763545	BV-C28
09:55:28.24	68:58:50.39	1.09165	BV-C41
09:55:04.41	69:07:44.06	0.317189	BV-C4
09:54:48.70	69:05:59.34	0.85005	BV-C20
09:54:42.58	69:03:38.73	0.69878	BV-C17
09:54:48.07	69:03:22.16	0.9758	BV-C22
09:55:04.63	69:04:41.52	0.427331	BV-C54
09:55:08.57	69:09:23.68	0.25958	BV-C6
09:55:44.26	69:07:19.44	0.748815	BV-C23
09:54:56.91	69:08:49.59	1.207695	BV-C8
09:55:10.71	69:07:02.33	0.3272835	BV-C1
09:55:09.55	69:07:51.27	0.2783575	BV-C3
09:54:55.62	69:09:27.13	0.303785	BV-C9
09:54:40.12	69:05:02.85	1.198415	BV-C18
09:54:49.10	69:02:18.10	0.37469	BV-C24
09:55:07.37	69:07:34.36	0.3799655	BV-C2
09:55:16.31	69:08:55.84	0.72914	BV-C13
09:56:05.90	69:03:35.87	0.3126025	BV-C31
09:55:00.57	68:59:56.51	0.34873	BV-C24
09:54:59.06	69:00:16.95	0.3997315	BV-C25
09:55:37.83	69:08:06.84	0.289312	BV-C10
09:56:31.00	69:02:54.70	0.68573	BV-C53
09:56:48.45	69:03:17.28	0.4044745	BV-C52
09:56:03.56	69:09:33.81	0.489967	BV-C58
09:55:34.39	69:08:31.63	0.51165	BV-C11
09:55:21.34	69:08:35.77	0.4153375	BV-C16
09:55:52.74	68:59:07.04	0.951285	BV-C43
09:55:46.02	68:58:13.50	0.425556	BV-C44
09:55:15.44	69:08:14.32	0.51862	BV-C1
09:55:23.07	69:09:52.49	1.5257	BV-C12
09:55:01.78	69:12:57.82	0.3067195	BV-C56
09:54:51.39	69:04:23.34	0.353907	BV-C21
09:54:53.12	69:02:31.34	0.66775	BV-C26
09:55:16.93	69:08:51.76	1.283545	BV-C14
09:54:35.02	69:05:55.31	0.475603	BV-C55
09:54:39.68	69:05:07.92	0.53059	BV-C19

Tabla 4.9: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.

Población de *bubbles*

$\alpha$	$\delta$	Radio (arc seg)	Bubble
09:56:10.77	68:59:05.38	0.401398	BP-O93
09:56:04.25	68:59:10.21	0.2285095	BP-O94
09:56:08.69	69:06:31.25	0.354564	BP-O60
09:56:19.04	69:07:54.50	0.323802	BP-O55
09:55:08.54	69:04:11.25	0.365848	BP-O97
09:56:17.38	69:06:03.75	0.2266255	BP-O78
09:56:15.80	69:05:27.57	0.277981	BP-O76
09:56:15.43	69:05:36.63	0.294928	BP-O77
09:56:18.28	69:03:34.44	0.208899	BP-O72
09:56:32.24	69:04:10.46	0.528355	BP-O74
09:56:28.71	69:04:12.95	0.213714	BP-O75
09:56:16.82	69:03:36.48	0.1150835	BP-O73
09:56:10.82	69:00:18.42	0.2078585	BP-O95
09:56:02.98	68:59:07.18	0.2925775	BP-O90
09:56:03.14	68:59:07.87	0.187191	BP-O89
09:56:16.50	69:00:34.35	0.201501	BP-O96
09:56:01.66	69:04:11.47	0.285577	BP-O69
09:55:59.39	69:05:00.06	0.1874305	BP-O68
09:54:39.00	69:07:25.42	0.299302	BP-O28
09:56:06.80	69:09:21.45	0.394927	BP-O56
09:55:38.07	69:12:01.51	0.3471515	BP-O104
09:56:30.97	69:00:39.08	0.281121	BP-O92
09:55:48.97	68:58:27.64	0.2743345	BP-O86
09:55:52.83	68:58:29.59	0.234137	BP-O88
09:55:56.93	68:59:31.52	0.166176	BP-O74
09:55:22.00	69:00:23.31	0.4471635	BP-O81
09:55:24.88	69:00:46.18	0.200869	BP-O65
09:56:08.54	69:07:40.97	0.396979	BP-O59
09:56:09.68	69:08:19.72	0.522995	BP-O57
09:54:39.35	69:00:34.34	0.1596	BP-O61
09:55:11.71	69:00:19.37	0.200806	BP-O63
09:55:15.40	69:01:48.00	0.2545885	BP-O67
09:55:48.10	69:05:27.67	0.336159	BP-O52
09:55:44.11	69:06:47.78	0.42471	BP-O46
09:55:43.72	69:06:53.30	0.2739635	BP-O45
09:55:54.00	69:07:24.29	0.3635045	BP-O50
09:55:57.31	69:06:42.89	0.178235	BP-O47
09:55:56.09	69:06:52.00	0.3958075	BP-O48
09:55:45.32	69:07:54.10	0.1730335	BP-O51
09:55:56.31	69:07:35.22	0.4335965	BP-O49
09:55:37.29	69:06:35.76	0.55145	BP-O54
09:55:31.68	69:07:44.55	0.195221	BP-O29
09:55:02.40	69:06:37.24	0.285091	BP-O3
09:55:08.15	69:06:57.11	0.278998	BP-O2
09:54:43.62	69:05:53.12	0.312271	BP-O40
09:54:46.57	69:05:39.22	0.3139975	BP-O41
09:55:08.43	69:07:01.06	0.400626	BP-O1
09:55:39.61	69:06:36.00	0.3295915	BP-O53
09:54:49.12	69:02:45.71	0.4700915	BP-O44
09:54:58.73	69:07:54.49	0.259236	BP-O17
09:54:56.44	69:03:16.81	0.3314555	BP-O42
09:55:43.26	69:10:23.74	0.162198	BP-O32
09:55:00.17	69:08:47.00	0.1842155	BP-O20
09:54:42.21	69:09:06.27	0.1841795	BP-O23

Tabla 4.10: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.

Apéndice A

$\alpha$	$\delta$	Radio (arc seg)	Bubble
09:55:06.78	69:07:53.62	0.1588895	BP-O11
09:55:06.68	69:07:54.32	0.1320415	BP-O12
09:54:50.01	69:06:41.84	0.121761	BP-O5
09:55:18.62	69:09:03.67	0.229421	BP-O33
09:55:01.97	69:07:45.73	0.1836125	BP-O13
09:55:02.81	69:08:22.98	0.215084	BP-O18
09:55:04.36	69:08:30.60	0.1394675	BP-O19
09:55:17.33	69:11:53.30	0.59167	BP-O99
09:55:08.96	69:12:34.62	0.5993	BP-O101
09:54:54.47	69:10:56.09	0.65948	BP-O98
09:55:47.97	68:59:35.88	0.1865735	BP-O83
09:55:35.13	69:08:27.91	0.1683495	BP-O31
09:55:50.68	68:58:07.98	0.3219385	BP-O87
09:54:49.86	69:01:42.13	0.265786	BP-O64
09:55:28.22	69:01:27.58	0.095173	BP-O66
09:56:08.15	69:03:09.05	0.393316	BP-O71
09:56:07.93	69:03:05.08	0.2596535	BP-O70
09:54:59.51	68:59:47.84	0.1941265	BP-O62
09:55:59.47	68:59:08.27	0.471807	BP-O91
09:55:50.18	68:58:39.26	0.305192	BP-O85
09:55:21.66	69:07:38.28	0.164979	BP-O7
09:55:21.11	69:12:30.70	0.176595	BP-O102
09:54:53.19	69:07:33.60	0.187612	BP-O16
09:54:51.54	69:08:41.94	0.2758555	BP-O25
09:54:53.43	69:09:59.34	0.235413	BP-O22
09:55:22.00	69:07:36.73	0.279081	BP-O6
09:55:16.85	69:08:02.03	0.1446455	BP-O8
09:55:36.66	69:08:09.13	0.121067	BP-O30
09:54:39.07	69:04:41.76	0.184012	BP-O35
09:54:38.94	69:04:44.28	0.24721	BP-O36
09:54:39.67	69:05:25.15	0.393329	BP-O39
09:55:03.55	69:09:56.47	0.2867635	BP-O21
09:54:33.54	69:09:03.97	0.400678	BP-O24
09:54:40.16	69:08:11.69	0.2411605	BP-O26
09:54:39.27	69:07:53.46	0.22383	BP-O27
09:55:01.15	69:12:58.06	0.187418	BP-100
09:55:09.96	69:07:45.32	0.253487	BP-O9
09:55:32.96	69:11:56.77	0.346383	BP-O103
09:54:51.85	69:02:53.47	0.4082995	BP-O43
09:55:41.69	68:59:47.77	0.326126	BP-O79
09:55:46.82	68:59:24.22	0.3505395	BP-O82
09:54:49.89	69:07:00.16	0.1262845	BP-O15
09:54:52.08	69:06:33.65	0.104847	BP-O4
09:55:09.75	69:07:51.93	0.157646	BP-O10
09:55:39.12	68:59:56.29	0.221717	BP-O80
09:54:40.53	69:04:58.11	0.208073	BP-O37
09:56:07.33	69:07:43.98	0.360407	BP-O58
09:54:38.69	69:04:39.44	0.1643735	BP-O34
09:54:39.29	69:05:05.23	0.226467	BP-O38

Tabla 4.11: Clases de luminosidad estelar, también conocida como Clases de luminosidad Morgan-Keenan.