

Tesis Doctoral

# Efectos de ondas de choque en el medio interestelar

Petriella, Alberto

2013

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Petriella, Alberto. (2013). Efectos de ondas de choque en el medio interestelar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Petriella, Alberto. "Efectos de ondas de choque en el medio interestelar". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2013.

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Departamento de Física

## Efectos de ondas de choque en el medio interestelar

Tesis presentada para optar por el título de  
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área de Ciencias Físicas

**Alberto Petriella**

Directora de Tesis: Dra. Elsa B. Giacani

Director Asistente: Dr. Sergio A. Paron

Consejera de Estudios: Dra. Cristina H. Mandrini

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio

*Buenos Aires, diciembre de 2013*



# Resumen

## Efectos de ondas de choque en el medio interestelar

En esta Tesis, se estudian desde el punto de vista observacional algunos de los efectos que producen sobre el medio interestelar las ondas de choque asociadas con estrellas de gran masa en diferentes etapas de su vida. Se investiga la interacción de regiones HII, burbujas interestelares y remanentes de supernova con el entorno y se analiza la actividad de formación estelar en sus alrededores con el objetivo de establecer si son agentes disparadores del nacimiento de estrellas nuevas.

A partir del estudio de la distribución del gas molecular alrededor de los remanentes de supernova G20.0-0.2 y G24.7+0.6, se encuentran nubes moleculares posiblemente afectadas por los frentes de choque y que presentan actividad de formación estelar. El estudio del medio interestelar alrededor de tres regiones HII (un complejo de regiones HII cercano al remanente de supernova G18.8+0.3, y las regiones HII N65 y G35.673-0.847) muestra la presencia de cáscaras de gas molecular barridas por sus frentes de choque y sobre las cuales se están formando estrellas. Por último, se halla evidencia de la interacción entre los vientos estelares de las estrellas LBV G24.73+0.69 y G26.47+0.02 en distintas etapas de su evolución y el gas molecular circundante.

Esta investigación fue realizada analizando observaciones dedicadas de varias transiciones moleculares obtenidas con el Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) y a través del procesamiento de observaciones de archivo no publicadas obtenidas con el telescopio espacial de rayos X *Chandra* y con el interferómetro en ondas de radio VLA. Estas observaciones se complementaron con datos de relevamientos públicos en las bandas de radio, infrarroja, milimétrica y submilimétrica del espectro.

**Palabras Clave:** estrellas de gran masa – regiones HII – remanentes de supernova – nubes moleculares – formación estelar.



# Abstract

## Effects of shock waves on the interstellar medium

In this Thesis, we study the effects on the interstellar medium of shock waves produced by massive stars during different stages of their evolution. We investigate the interaction between HII regions, interstellar bubbles, and supernova remnants and the surrounding medium and we analyze the star forming activity to establish if they can trigger star formation around them.

We study the distribution of the molecular gas around the supernova remnants G20.0-0.2 y G24.7+0.6 and we find molecular clouds probably shocked by the remnants. These clouds host star forming regions, which suggest a connection between the birth of the new stars and the expansion of the supernova remnants. We analyze the distribution of the interstellar medium around three HII regions (an HII region complex near the supernova remnant G18.8+0.3 and the HII regions N65 and G35.673-0.847) and we find shells of molecular material swept up by their front shocks. These shells show signs of star forming activity probably triggered by the expanding HII regions. Lastly, we find evidence of the interaction between the stellar winds of the LBV stars G24.73+0.69 y G26.47+0.02 and the surrounding molecular gas.

The data used in this Thesis were obtained through dedicated observations of several molecular transitions with the Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) and through the calibration of unpublished archival observations of the *Chandra* X-ray telescope and the VLA interferometer. Additional data were extracted from public surveys in the radio, infrared, millimeter and submillimeter bands.

**Key words:** massive stars – HII regions – supernova remnants – molecular clouds – star formation.



# Agradecimientos

En primer lugar agradezco a mis directores Elsa y Sergio por haberme brindado las herramientas y conocimientos necesarios para llevar a cabo el trabajo realizado durante estos años e iniciarme en el camino de la investigación científica.

A todos los integrantes del grupo de Remanentes de Supernova y Medio Interestelar por aceptarme como miembro.

A los miembros y al personal del IAFE por brindarme un lugar de trabajo en el Instituto.

Al CONICET por haberme otorgado la beca gracias a la cual pude llevar a cabo este trabajo.

A la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires por ser la institución responsable de mi formación académica de grado y posgrado.

Agradezco a mi familia y amigos por su compañía y apoyo.

Finalmente, agradezco especialmente a mi mujer Paula por haber compartido a mi lado todos estos años.





# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. El medio interestelar</b>	<b>5</b>
1.1. Composición del medio interestelar . . . . .	5
1.2. El hidrógeno neutro . . . . .	6
1.3. El gas molecular . . . . .	7
1.4. El gas ionizado . . . . .	9
1.5. El polvo interestelar . . . . .	10
<b>2. Estrellas de gran masa y su impacto en el medio interestelar</b>	<b>13</b>
2.1. Estructura y evolución de un objeto estelar joven . . . . .	13
2.2. Evolución de regiones HII . . . . .	17
2.3. Evolución de burbujas interestelares . . . . .	21
2.4. Remanentes de supernova . . . . .	25
2.5. Formación estelar inducida . . . . .	29
<b>3. Procesos de emisión en el medio interestelar</b>	<b>33</b>
3.1. Transporte de radiación . . . . .	33
3.2. Emisión de líneas moleculares . . . . .	37
3.3. Emisión del hidrógeno neutro . . . . .	39
3.4. Radiación debida al polvo interestelar . . . . .	41
3.4.1. Extinción . . . . .	41
3.4.2. Emisión . . . . .	41
3.5. Emisión infrarroja de objetos estelares jóvenes . . . . .	44
3.5.1. Criterios de identificación de YSOs a partir de la emisión infrarroja . . . . .	47
3.6. Emisión térmica de regiones de hidrógeno ionizado . . . . .	52
3.7. Radiación proveniente de remanentes de supernova . . . . .	54
3.7.1. Radiación térmica . . . . .	55
3.7.2. Radiación de sincrotrón . . . . .	56
<b>4. Datos utilizados</b>	<b>59</b>
4.1. El telescopio ASTE . . . . .	59
4.2. El Very Large Array . . . . .	60
4.3. El telescopio espacial Chandra . . . . .	61
4.4. Relevamientos del medio interestelar . . . . .	62

<b>5. Los remanentes de supernova G20.0-0.2 y G24.7+0.6</b>	<b>65</b>
5.1. El remanente de supernova G20.0-0.2 . . . . .	65
5.1.1. Presentación de la región . . . . .	65
5.1.2. Procesamiento de las observaciones de <i>Chandra</i> . . . . .	67
5.1.3. Morfología de la emisión en rayos X . . . . .	68
5.1.4. Estudio espectral de la emisión en rayos X . . . . .	70
5.1.5. CXO J182807.4-113516, un candidato a púlsar . . . . .	72
5.1.6. Distribución del gas molecular . . . . .	74
5.1.7. Determinación de la distancia . . . . .	77
5.1.8. G20.0-0.2, ¿una fuente de rayos $\gamma$ ? . . . . .	79
5.1.9. Formación estelar . . . . .	80
5.1.10. Resumen de los resultados . . . . .	82
5.2. El remanente de supernova G24.7+0.6 . . . . .	84
5.2.1. Presentación de la región . . . . .	84
5.2.2. Estudio del continuo de radio . . . . .	85
5.2.3. Distribución del gas molecular . . . . .	87
5.2.4. Formación estelar alrededor de G24.7+0.6 . . . . .	89
5.2.5. Resumen de los resultados . . . . .	91
5.3. Discusión . . . . .	92
<b>6. Estudio de tres regiones HII galácticas</b>	<b>95</b>
6.1. El complejo de regiones HII alrededor del remanente de supernova G18.8+0.3 . . . . .	95
6.1.1. Presentación de la región . . . . .	95
6.1.2. Observaciones del gas molecular . . . . .	97
6.1.3. La naturaleza de las fuentes compactas en radio . . . . .	103
6.2. La región HII N65 . . . . .	107
6.2.1. Presentación de N65 . . . . .	107
6.2.2. Estudio del gas molecular . . . . .	108
6.2.3. Formación estelar alrededor de N65 . . . . .	111
6.3. Estudio del EGO G35.03+0.35 . . . . .	114
6.3.1. Presentación del EGO . . . . .	114
6.3.2. Observaciones moleculares . . . . .	114
6.3.3. Emisión del continuo de radio . . . . .	125
6.3.4. Distribución espectral de energía del EGO . . . . .	126
6.4. La región HII G35.673-00.847 . . . . .	128
6.4.1. Presentación de G35.673-00.847 . . . . .	128
6.4.2. Estudio del gas molecular . . . . .	128
6.4.3. La estrella excitatriz . . . . .	131
6.4.4. Formación estelar . . . . .	133
6.5. Discusión . . . . .	138
<b>7. Las estrellas LBV G24.73+0.69 y G26.47+0.02</b>	<b>141</b>
7.1. El medio interestelar alrededor de la estrella LBV G24.73+0.69 . . . . .	141
7.1.1. Introducción . . . . .	141
7.1.2. Distribución del gas molecular . . . . .	142

---

7.1.3.	Origen de la cáscara de gas molecular . . . . .	144
7.1.4.	Formación estelar . . . . .	146
7.1.5.	La estrella LBV y el RSN G24.7+0.6: el gran escenario . . .	150
7.2.	Estudio multiespectral hacia la posible estrella LBV G26.47+0.02 .	152
7.2.1.	Introducción . . . . .	152
7.2.2.	Gas molecular asociado con G26.47+0.02 . . . . .	153
7.2.3.	Estudio del continuo de radio . . . . .	155
7.2.4.	Estudio del continuo milimétrico . . . . .	158
7.2.5.	Estudio infrarrojo . . . . .	161
7.2.6.	Estudio de la emisión en rayos X . . . . .	162
7.3.	Discusión . . . . .	165
<b>Conclusiones generales y trabajos futuros</b>		<b>169</b>
<b>Apéndice</b>		<b>175</b>
<b>Bibliografía</b>		<b>179</b>



# Introducción

Los frentes de choques son perturbaciones de presión que se propagan a velocidades mayores a la velocidad del sonido del medio. En nuestra Galaxia existe una gran variedad de fenómenos astrofísicos capaces de crear frentes de choque, tales como colisiones entre nubes moleculares, flujos moleculares de protoestrellas, regiones HII, burbujas interestelares creadas por el viento estelar, nebulosas planetarias, remanentes de supernova y ondas espirales de densidad (Bisnovatyi-Kogan & Silich, 1995).

Sea cual fuere el mecanismo que da origen a los frentes de choque, éstos modifican irreversiblemente el medio interestelar (MIE) en el cual se expanden. Los choques pueden comprimir y acelerar nubes moleculares, cambiando sus condiciones físicas y químicas. El gas neutro chocado eventualmente puede volverse gravitatoriamente inestable y colapsar para dar origen a estrellas nuevas, por lo que los choques juegan un rol fundamental en el proceso de formación estelar. Los choques también modifican la química del MIE, ya que son capaces de disociar moléculas y destruir granos de polvo y crean las condiciones para la formación de nuevas especies moleculares. Además, la interacción de un frente de choque interestelar con nubes moleculares podría dar origen a la emisión de rayos  $\gamma$  en el rango de las muy altas energías.

Es interesante notar que varios de los objetos astrofísicos que generan frentes de choque están asociados con la evolución de estrellas de gran masa (canónicamente, estrellas con masas mayores a  $8 M_{\odot}$ )<sup>1</sup>, desde las etapas de formación hasta la muerte final como supernova (SN).

Durante el nacimiento de una estrella, la protoestrella acreta material de la nube molecular en la cual está inmersa, formando un disco de acreción a su alrededor. Una clara manifestación de este proceso es la aparición de un poderoso viento altamente colimado que, al impactar en el medio circundante, crea un complicado sistema de ondas de choque cuya manifestación son los llamados flujos moleculares. La naturaleza de estos flujos, conocidos como “outflows”, aún no se encuentra bien comprendida, lo cual hace necesario obtener una mayor muestra observacional para su estudio.

Durante las etapas posteriores a la formación, las estrellas de gran masa ejercen una gran influencia en el MIE en el que se encuentran inmersas a través de tres acciones: la radiación ionizante, el viento estelar y la explosión final como

---

<sup>1</sup>Una estrella es considerada de baja masa si su masa en secuencia principal es menor a  $2 M_{\odot}$ , de masa intermedia si su masa se encuentra entre  $2$  y  $8 M_{\odot}$  y de gran masa si su masa supera las  $8 M_{\odot}$ .

supernova. Una vez formada la estrella dentro de la nube molecular, la emisión de una enorme cantidad de fotones UV ioniza el medio neutro que la rodea, creando una región de hidrógeno ionizado llamada *región HII*. Debido a su alta presión, la región HII se expande creando un frente de choque que avanza sobre el medio circundante. Al día de hoy existe evidencia de que las regiones HII son agentes desencadenantes de formación estelar a través de varios mecanismos. Sin embargo, resulta un desafío poder diferenciar a través de las observaciones los diversos procesos que dan lugar a la formación estelar y determinar bajo qué condiciones actúa cada uno de ellos.

Además del intenso flujo de fotones UV, las estrellas de gran masa emiten fuertes vientos estelares, que se caracterizan por tener tasas de pérdida de masa entre  $10^{-6}$  y  $10^{-5}$   $M_{\odot}$ /año y velocidades terminales de hasta  $3000 \text{ km s}^{-1}$ . A lo largo de toda su vida, estas estrellas inyectan a través del viento entre  $10^{50}$  y  $10^{51}$  erg de energía térmica y mecánica en el MIE, por lo que son grandes modificadoras del medio en el cual evolucionan. El viento estelar barre el medio circundante formando cavidades de muy baja densidad y alta temperatura, muchas veces rodeadas por envolturas de material neutro. Estos objetos astrofísicos reciben el nombre de *burbujas interestelares* (BIs). Debido a que el viento estelar cambia sus propiedades en las distintas etapas evolutivas de la estrella, un interrogante que se plantea es si es posible inferir la historia de inyección de energía de la estrella central a través del estudio de su impacto en el MIE, así como también si la expansión de una BI puede (al igual que las regiones HII) disparar el nacimiento de estrellas a su alrededor.

La explosión como SN es el final inevitable de las estrellas de gran masa. Durante este fenómeno tan violento el material estelar es expulsado al espacio formando una onda de choque que se expande con velocidades de hasta  $10000 \text{ km s}^{-1}$ . En una explosión de SN se depositan casi instantáneamente  $\sim 10^{51}$  erg de energía mecánica en el MIE. El material estelar eyectado, el MIE que está siendo chocado y barrido, junto con el objeto estelar que pudo haber sobrevivido a la explosión forman lo que se conoce como *remanente de supernova* (RSN). Al día de hoy se han descubierto casi 300 RSNs en nuestra Galaxia, pero en muchos casos no ha sido posible determinar qué tipo de explosión dio origen al remanente. Por otro lado, la mayoría de los RSNs presentan morfologías que se apartan de la geometría esférica con que nacen en general, de modo que estudios detallados de su morfología podrían revelar si esto se debe a factores intrínsecos (por ejemplo, el mecanismo de la explosión) o extrínsecos al remanente (por ejemplo, la distribución del material que lo rodea). Finalmente, los RSNs han sido históricamente propuestos como agentes desencadenantes de la formación de estrellas nuevas, sin embargo no existe hasta la fecha evidencia empírica concluyente que pruebe esta hipótesis.

El objetivo de esta Tesis es investigar desde el punto de vista observacional algunos de los efectos que las ondas de choque asociadas con eventos expansivos producen en el MIE y aportar datos únicos que ayuden a responder los interrogantes que aún quedan pendientes. En los capítulos iniciales de este trabajo, se abordan las características generales de los eventos expansivos del MIE y se presentan los métodos utilizados para llevar a cabo la investigación. En el Cap. 1, se detallan las propiedades principales del MIE en nuestra Galaxia, haciendo hin-

capié en la distribución del gas atómico neutro, el gas ionizado y las propiedades de las nubes moleculares, como también del polvo interestelar. El Cap. 2 aborda el estudio de los eventos expansivos del MIE asociados con la evolución de las estrellas de gran masa: desde las etapas iniciales de formación estelar dentro de las nubes moleculares, pasando por las regiones HII y las burbujas interestelares, hasta terminar con las explosiones de SN y sus remanentes. En el Cap. 3, se estudian los procesos radiativos en el MIE que son relevantes para esta Tesis: emisión de líneas moleculares y atómicas, emisión infrarroja de objetos estelares jóvenes y procesos radiativos de regiones HII y RSNs. En el Cap. 4, se describen los datos utilizados para llevar a cabo la investigación presentada.

Los capítulos finales muestran los resultados obtenidos. En el Capítulo 5, se estudian los RSNs G20.0-0.2 y G24.7+0.6 y sus entornos. Estos remanentes presentan morfologías peculiares, por lo que se analiza la distribución del gas molecular en sus alrededores con el objetivo de hallar signos de interacción entre sus frentes de choque y el MIE que puedan explicar las morfologías observadas. Además se estudia la actividad de formación estelar en el entorno de ambas fuentes y se discute su conexión con la expansión de los remanentes. En el Capítulo 6, se estudian tres regiones HII: un complejo de regiones HII alrededor del RSN G18.8+0.3 y las regiones HII N65 y G35.673-0.847. Se investiga el MIE en sus alrededores para hallar evidencia de interacción con el gas molecular circundante. Además, se presenta un estudio detallado de la fuente candidata a protoestrella EGO G35.03+0.35, que se localiza sobre el borde de N65. En el Capítulo 7, se investiga el entorno de las estrellas de gran masa LBV G24.73+0.69 y LBV G26.47+0.02 para caracterizar los efectos de los vientos estelares en el MIE que las rodea. Por último, en el capítulo final se presentan las conclusiones generales de esta Tesis y las perspectivas de trabajos futuros.





# Capítulo 1

## El medio interestelar

### 1.1. Composición del medio interestelar

El medio interestelar (MIE) en nuestra Galaxia está compuesto por diferentes fases. A grandes rasgos, tiene dos componentes principales: una fase sólida (polvo en forma de granos con tamaños característicos de  $1 \mu\text{m}$ ) y una fase gaseosa constituida casi en su totalidad por hidrógeno, el cual puede encontrarse neutro, tanto en su forma atómica (HI) como molecular ( $\text{H}_2$ ) o ionizado (HII). En la Tabla 1.1 se resumen las distintas fases gaseosas del MIE y sus principales propiedades.

**Tabla 1.1:** Parámetros físicos de la fase gaseosa del MIE, tomados de Lequeux (2005).

Fase		Densidad [ $\text{cm}^{-3}$ ]	Temperatura [K]	Masa [ $M_\odot$ ]
Atómico neutro	HI frío	$\sim 20$	$\sim 100$	$1.5 \times 10^9$
	HI tibio	$\sim 0.25$	$\sim 8000$	$1.5 \times 10^9$
Molecular	$\text{H}_2$	$\gtrsim 10^3$	$< 100$	$10^9$
Ionizado	Regiones HII	$1 - 10^4$	$\sim 10^4$	$5 \times 10^7$
	Tibio	$\sim 0.03$	$\sim 8000$	$10^9$
	Caliente	$\sim 6 \times 10^{-3}$	$10^5 - 10^6$	$10^8$

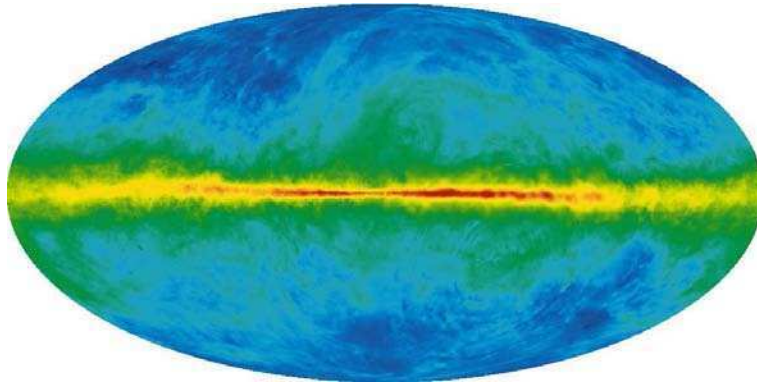
Los datos de la Tabla anterior muestran que la masa de gas de la Galaxia es de  $(5 - 6) \times 10^9 M_\odot$ , pero esto representa  $\sim 0.5\%$  de la masa total. Dado que la masa estelar es de  $\sim (3 - 7) \times 10^{10} M_\odot$  (Licquia & Newman, 2013), la mayor parte de la masa de la Vía Láctea corresponde a materia oscura. Por otro lado, la masa de polvo es de tan sólo  $\sim 5 \times 10^7 M_\odot$ , es decir un  $1\%$  de la masa de gas, pero su presencia en el MIE es fundamental como regulador de los procesos químicos de formación de moléculas.

Más allá de la componente de gas y polvo, los otros constituyentes del MIE son el campo magnético (con un valor medio de  $5 \mu\text{G}$ ), el campo de radiación (que aporta fotones fundamentalmente en el UV, el visible y el infrarrojo medio

y lejano<sup>1</sup>) y los rayos cósmicos (iones y electrones relativistas, con una densidad media de energía de  $1 - 2 \text{ eV/cm}^3$ ).

## 1.2. El hidrógeno neutro

Aproximadamente el 90 % del hidrógeno neutro atómico (HI) en la Galaxia se distribuye a lo largo del disco galáctico hasta una distancia de  $\sim 35 \text{ kpc}$ . Para distancias mayores, la Vía Láctea se encuentra rodeada por gas neutro más difuso y turbulento hasta un radio de  $\sim 60 \text{ kpc}$  (Kalberla & Kerp, 2009). En la Fig. 1.1 se muestra un mapa de la distribución del HI galáctico, a partir de su emisión en la línea de 21 cm. El HI presenta subestructuras en todas las escalas, tales como filamentos y cáscaras, con una apariencia fractal que podría deberse a la turbulencia (Lequeux, 2005). En el modelo clásico de dos fases de Field et al. (1969), las inestabilidades térmicas llevan a que el medio se disgregue en nubes densas en equilibrio de presión con su entorno. Por un lado, el *medio neutro frío* forma nubes más bien compactas con temperaturas típicas entre 80 y 100 K y da lugar a las subestructuras mencionadas. También puede hallarse en las halos de las nubes moleculares. Por otro lado, el *medio neutro tibio* presenta una distribución más difusa y constituye el medio internubes.



**Figura 1.1:** Distribución del HI en nuestra Galaxia a partir de la emisión de la línea de 21 cm, tomado del relevamiento de Leiden/Dwingeloo (Dickey & Lockman, 1990).

McKee & Ostriker (1977) han propuesto que las explosiones de supernova llevan a la formación de burbujas de gas caliente que barren el medio y crean cáscaras que al enfriarse se fragmentan en las nubes de gas neutro frío. En su modelo de tres fases, la mayor parte del volumen del MIE es ocupado por gas ionizado caliente y estas nubes neutras frías se encuentran rodeadas por gas ionizado difuso, estando todas las fases en equilibrio de presión.

<sup>1</sup>En astronomía, la banda infrarroja del espectro suele dividirse en el infrarrojo cercano (entre  $0.7 - 1.0 \mu\text{m}$  hasta  $5.0 \mu\text{m}$ ), el infrarrojo medio (entre  $5.0 \mu\text{m}$  y  $25 - 40 \mu\text{m}$ ) y el infrarrojo lejano (entre  $25 - 40 \mu\text{m}$  hasta  $200 - 350 \mu\text{m}$ ).

## 1.3. El gas molecular

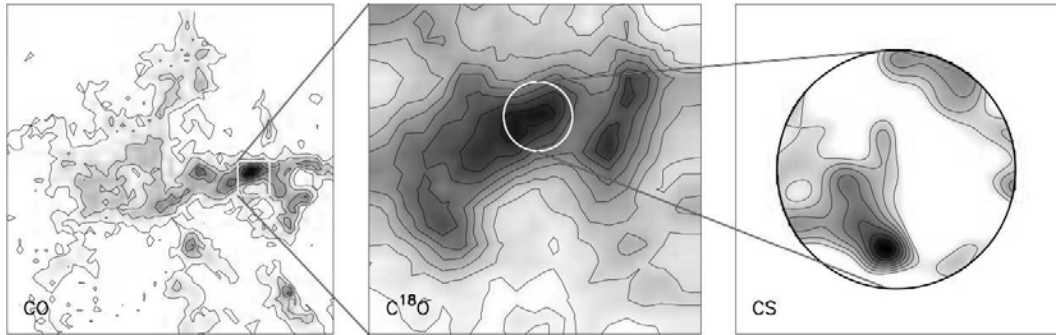
Los grandes reservorios gaseosos constituidos mayormente por materia en estado molecular (fundamentalmente  $\text{H}_2$ ) más una componente sólida que es el polvo interestelar son denominados nubes moleculares. Debido a la inhomogeneidad que dichas nubes presentan y a su amplio rango de propiedades físicas, se suelen clasificar según su densidad. Las nubes con más baja densidad ( $\lesssim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ) son las denominadas *nubes interestelares difusas*, introducidas en la sección anterior. Estas nubes tienen dimensiones típicas entre 1 y 3 pc y temperaturas  $\lesssim 100 \text{ K}$  y están constituidas mayormente por HI y polvo interestelar. El calentamiento del gas se produce por su acoplamiento con los granos de polvo, los cuales son calentados por radiación ultravioleta. Debido a la fuerte interacción con campos de radiación, en estas regiones difusas del MIE generalmente sólo se detectan moléculas diatómicas, pues tienen alta resistencia a la foto-disociación.

Las concentraciones gaseosas del MIE de mayor densidad que las nubes difusas pueden denominarse nubes moleculares propiamente dichas, las cuales a su vez se dividen en *nubes frías y oscuras* y *nubes moleculares gigantes*. Todas estas nubes frecuentemente forman complejos con organización jerárquica que incluye estructuras más densas, que a su vez poseen otras subestructuras (por ejemplo, grumos y núcleos). En la Tabla 1.2, se muestran algunas de las propiedades físicas de las nubes moleculares.

**Tabla 1.2:** Parámetros físicos de las nubes moleculares, tomados de Goldsmith (1987), Blitz & Williams (1999) y Lequeux (2005).

Tipo de nube	Tamaño [pc]	Densidad [ $\text{cm}^{-3}$ ]	Masa [ $M_\odot$ ]	Temperatura [K]
Difusa	1 – 3	$\lesssim 10^2$	$\sim 50$	20 – 100
Nube molecular gigante	20 – 80	100 – 300	$10^4 – 10^6$	7 – 15
Nube molecular	$\sim 5$	$\sim 300$	$\sim 10^4$	$\lesssim 20$
Grumo	$\sim 2$	$\sim 10^3$	$\sim 10^3$	$\sim 10$
Núcleo frío	$\sim 0.1$	$10^4 – 10^5$	$\sim 10$	$\sim 10$

Las nubes frías y oscuras están compuestas casi exclusivamente por gas molecular excepto por un posible halo de HI. Poseen gran cantidad de polvo interestelar, protegiendo a las especies moleculares de la radiación y en muchos casos favoreciendo cadenas químicas que conducen a la aparición de moléculas complejas. Las temperaturas sumamente bajas de estas nubes ( $\lesssim 20 \text{ K}$ ) se deben al proceso de enfriamiento por las transiciones rotacionales del monóxido de carbono (CO) que compite con el calentamiento que producen los rayos cósmicos, los eventuales colapsos gravitacionales y la difusión ambipolar del gas. Dentro de las subestructuras que presentan las nubes moleculares, se destaca la existencia de una gran cantidad de núcleos fríos ( $\sim 10 \text{ K}$ ) y densos ( $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ). En la Fig. 1.2 se muestra una imagen de una nube molecular, donde se observa la estructura de nube, grumo y núcleo.



**Figura 1.2:** Estructura de una nube molecular. El panel de la izquierda corresponde a la emisión de la molécula de CO y muestra la nube molecular. El panel central muestra un grupo molecular a partir de la emisión del  $C^{18}O$ , y el panel de la derecha, un núcleo detectado en la emisión de CS. Imagen tomada de Blitz & Williams (1999).

Finalmente, las nubes moleculares gigantes son las entidades de mayor masa de la Galaxia y son los sitios donde se forman las estrellas de gran masa. En sus interiores y adyacencias se encuentran cúmulos de estrellas OB en núcleos densos, lo que contribuye significativamente a la ionización del gas circundante. Dichos núcleos pueden alcanzar temperaturas de 2000 K y densidades del orden de  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  en sus regiones más interiores, con masas que van de 50 a 1000  $M_{\odot}$ . En muchas regiones de estos núcleos, se pueden encontrar intensos frentes de choque debido a las pérdidas de masa de protoestrellas a través de vientos muy energéticos. La Nube Molecular de Orión es quizá la nube molecular gigante más conocida, ya que alberga la Nebulosa de Orión (M42), una de las de las regiones de formación estelar más estudiadas en nuestra Galaxia (Fig. 1.3).



**Figura 1.3:** La Nebulosa de Orión (M42) es una región de formación estelar dentro de la Nube Molecular de Orión.

En todas las escalas espaciales observadas, las nubes moleculares aparecen

grumosas y con filamentos. La distribución de masas de esos grumos sigue aproximadamente una ley de potencias dada por  $dN/dm \propto m^{-\gamma}$ , donde  $dN$  representa el número de nubes con masas entre  $m$  y  $m + dm$  y  $1.3 < \gamma < 1.9$ , según estudios con líneas moleculares, o  $1.9 < \gamma < 2.5$ , según estudios en emisión continua de polvo que mapean regiones de densidades de columna más grandes (Mac Low & Klessen, 2004). El hecho de que este espectro de masas siga esta ley de potencias, es interpretado por algunos autores (ver, por ejemplo, Elmegreen 2002) como la manifestación de una estructura fractal en la densidad, lo que sería la principal evidencia de movimientos turbulentos en las nubes.

## 1.4. El gas ionizado

Como se muestra en la Tabla 1.1, el gas ionizado de nuestra Galaxia se presenta en tres fases principales: las regiones HII, el medio ionizado tibio y el medio ionizado caliente (también llamado gas coronal). Las regiones HII se forman alrededor de estrellas de gran masa, cuyo flujo intenso de radiación UV es capaz de ionizar el hidrógeno<sup>2</sup> creando una región de gas ionizado bien definida con temperaturas típicas de  $10^4$  K y densidades de  $10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Por fuera de las regiones HII, el MIE contiene gas ionizado tibio que podría provenir del gas que escapa de las regiones HII o de la ionización de estrellas aisladas. En nuestra Galaxia, la componente tibia contiene mucha más masa que las regiones HII y tiene temperatura y densidad características de  $(0.6 - 1.2) \times 10^4$  K y  $0.02 - 0.05 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente. Finalmente, la fase ionizada caliente ( $T \sim 10^5 - 10^7$  K) y poco densa ( $n \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ) ocupa la mayor parte del volumen del MIE y se originaría en los remanentes de supernova y las burbujas interestelares cuando se disipan y mezclan con el MIE.

**Tabla 1.3:** Parámetros físicos de regiones HII (Kurtz, 2005).

Tipo de región	Tamaño [pc]	Densidad [ $\text{cm}^{-3}$ ]	Masa ionizada [ $M_{\odot}$ ]
Hiper-compacta	$\lesssim 0.03$	$\gtrsim 10^6$	$\sim 10^{-3}$
Ultra-compacta	$\lesssim 0.1$	$\gtrsim 10^4$	$\sim 10^{-2}$
Compacta	$\lesssim 0.5$	$\gtrsim 5 \times 10^3$	$\sim 1$
Clásica	$\sim 10$	$\sim 100$	$\sim 10^5$
Gigante	$\sim 100$	$\sim 30$	$10^3 - 10^6$
Supergigante	$> 100$	$\sim 10$	$10^6 - 10^8$

Si bien las regiones HII aportan una pequeña fracción de la masa al total de gas ionizado del MIE, resultan de especial interés para el estudio de las ondas de choque, la formación y destrucción de moléculas y del polvo, y los procesos de formación estelar. La puesta en funcionamiento de telescopios cada vez más sensibles y con mejor resolución angular permitió observar que estas regiones abarcan

<sup>2</sup>Fotones con energía mayor a 13.6 eV son también llamados fotones Lyman

un gran rango de tamaños, densidades y masas. La Tabla 1.3 lista los parámetros físicos de regiones HII. Las regiones HII más pequeñas y densas suelen encontrarse en las zonas más internas de las nubes moleculares y serían una manifestación temprana de estrellas de gran masa recién formadas. Churchwell (2002) ha sugerido que las regiones hiper-compactas se forman a partir de núcleos densos y calientes de gas molecular y que rápidamente evolucionan a regiones ultra-compactas. En el extremo opuesto, se encuentran las regiones HII gigantes y supergigantes, que se observan como grandes extensiones de gas ionizado poco denso y serían conglomerados de regiones HII más pequeñas que ya han ionizado gran parte de la nube original (Kurtz & Franco, 2002).

## 1.5. El polvo interestelar

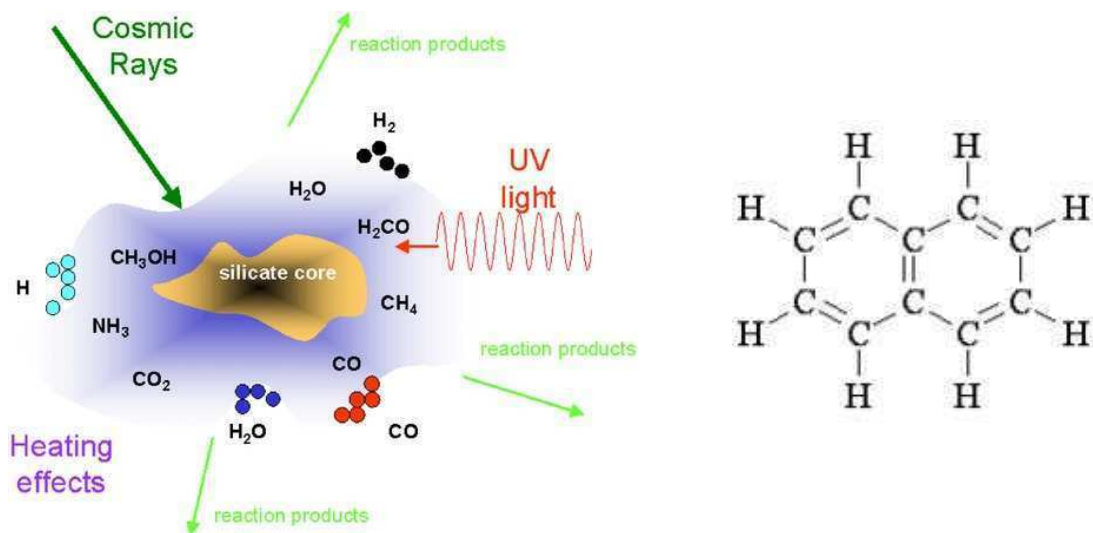
Aún cuando la masa de polvo es tan sólo un centésimo de la masa del gas en el MIE, éste juega un rol fundamental en la física y química del medio, en el balance de energía de la Galaxia, en la evolución de nubes moleculares y en la formación estelar. Entre los procesos del MIE que involucran al polvo, puede mencionarse:

- El polvo dispersa la radiación de las estrellas, dando origen a las nebulosas de reflexión, regiones extendidas alrededor de estrellas brillantes, que presentan un espectro similar al estelar.
- El polvo absorbe la radiación, se calienta y re-emite en el infrarrojo medio y lejano. Casi la mitad de la energía emitida por las estrellas de la Galaxia en el UV, visible e infrarrojo cercano es absorbida por el polvo y luego re-emitida en longitudes de onda más largas. La otra mitad es dispersada o directamente no es afectada por el polvo.
- Respecto de la química del MIE, átomos y moléculas al colisionar con granos de polvo pueden depositarse sobre sus superficies, formando un manto de hielo donde ocurre un gran número de reacciones químicas. Algunas de estas reacciones no son posibles en la fase gaseosa por lo que los granos de polvo actúan como catalizadores. Luego, el calentamiento puede llevar a la evaporación del manto y a la inyección de nuevas moléculas al MIE. El  $H_2$ , principal constituyente de las nubes moleculares, sólo se puede formar en los granos de polvo.
- Granos de polvo irradiados por radiación UV pueden emitir electrones a través del efecto foto-eléctrico. Éstos electrones juegan un rol fundamental en el calentamiento del MIE, en especial a altas densidades ( $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ).
- Granos cargados eléctricamente pueden ser acelerados en los choques de RSNs y forman la semilla de los rayos cósmicos (Ellison et al., 1998).

### Composición y evolución de los granos de polvo

Los granos de polvo están compuestos por núcleos de materiales refractarios (principalmente silicio y carbono) y un manto de hielo de materiales volátiles

(como agua y/o  $\text{CO}_2$ ) condensados en sus superficies (ver Fig. 1.4, izquierda). Si bien los modelos de emisión del polvo suelen considerar a los granos como partículas esféricas, las observaciones de polarización debida al polvo sugieren que los granos tienen formas más complejas. Sus tamaños son de algunos nanómetros hasta unos pocos micrones. Observacionalmente, se ha determinado que el polvo no se forma en el MIE, sino que se origina principalmente en los vientos estelares fríos de estrellas de la rama asintótica gigante (AGB), estrellas gigantes rojas y nebulosas planetarias. En estos ambientes, se dan las condiciones necesarias de densidad ( $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ) y temperatura (1000 – 2000 K) para que los elementos pesados condensen y sean luego inyectados al MIE a través del viento estelar. Una vez en el MIE, son varios los procesos que contribuyen al crecimiento y destrucción de los granos: acreción de átomos, iones y moléculas o foto-absorción de átomos y moléculas en la superficie, colisiones grano-grano (que pueden llevar a la formación de granos más grandes o a la evaporación), foto-erosión por radiación UV (en especial, cerca de estrellas de tipo espectral O y B) o destrucción por frentes de choque de supernovas. Dada la complejidad de estos mecanismos, aún hoy en día no se ha podido desarrollar un modelo de polvo que pueda explicar satisfactoriamente su ciclo de vida y se ha puesto en duda si gran parte del polvo interestelar se forma efectivamente en los vientos de estrellas evolucionadas (Draine, 2003).



**Figura 1.4:** *Izquierda:* representación esquemática de la estructura de un grano de polvo interestelar y algunos de los procesos físicos y químicos que se desencadenan en su superficie (crédito: Srama et al. 2009). *Derecha:* estructura básica de una cadena de PAHs.

### Los hidrocarburos aromáticos policíclicos

Los hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAHs, de sus iniciales en inglés) son las moléculas más grande presentes en el MIE, con tamaños entre 4 y 10 Å. El elemento base de estos compuestos es el carbono. Dado que el carbono puede tener cuatro enlaces químicos, fácilmente forma moléculas complejas. Átomos de carbono pueden configurarse en un anillo plano hexagonal (anillo bencénico) don-



de cada carbono se liga a tres átomos vecinos a través de un enlace  $\sigma$ . El cuarto electrón forma un enlace  $\pi$  con electrones similares de los carbonos vecinos. Esta configuración recibe el nombre de *aromática*. El anillo de benceno sirve como base para moléculas más grandes, compuestas por varios de estos anillos juntos y llamadas policíclicas. Cuando la base de estas moléculas es el hidrógeno, se las llama hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAHs). En la Fig. 1.4 (derecha) se muestra la estructura básica de un PAH. Al igual que el polvo, los PAHs se forman principalmente en las eyecciones de estrellas evolucionadas y son depositados por sus vientos en el MIE. Estas macro-moléculas pueden crecer por coagulación y acreción e incluso pueden formar parte de granos de polvo. Además, son procesados y destruidos en parte o completamente por campos de radiación intensos, partículas energéticas y choques fuertes. En las nubes moleculares, los PAHs se congelan en los mantos helados de los granos de polvo donde, por acción de la radiación UV y/o rayos cósmicos, se pueden formar moléculas más complejas. Los PAHs se detectan fácilmente en las regiones de foto-disociación (la interfase entre el gas ionizado y el gas molecular en regiones HII) donde son excitados por la radiación UV de estrellas de gran masa y re-emiten principalmente en el infrarrojo medio.

# Capítulo 2

## Estrellas de gran masa y su impacto en el medio interestelar

Si bien las estrellas de gran masa constituyen una pequeña fracción de la población estelar total de la Galaxia, desempeñan un rol fundamental en la evolución química y física de la misma y son grandes modificadoras del medio interestelar (MIE).

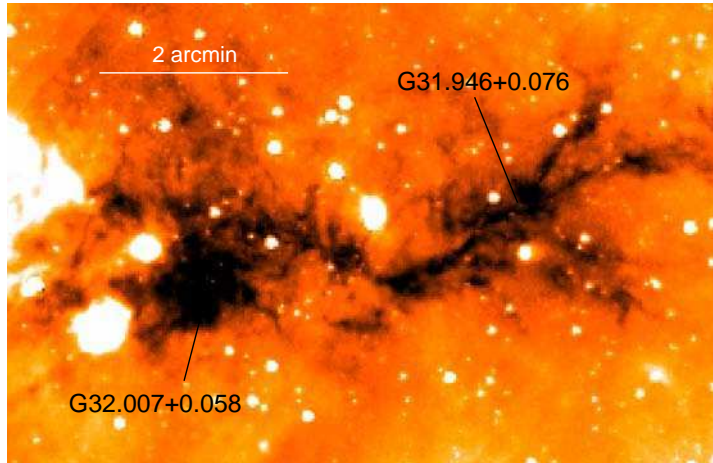
Por un lado, proveen la mayor parte de la radiación ultravioleta ionizante de la Galaxia, creando regiones de gas ionizado alrededor de la estrella central, las llamadas regiones HII. Éstas regiones al expandirse en el MIE generan ondas de choque, que bajo ciertas condiciones pueden desencadenar la formación de estrellas nuevas en sus alrededores. Por otro lado, las estrellas de gran masa interactúan con el MIE a través de sus fuertes vientos estelares, los cuales crean regiones de baja densidad y alta temperatura llamadas burbujas interestelares (BIs). Estas estructuras muchas veces aparecen rodeadas por cáscaras densas de gas neutro del medio que ha sido barrido por la expansión de la misma. Hacia el final de sus vidas, estas estrellas pierden su estabilidad mecánica y colapsan en una violenta explosión de supernova (SN), creando una fuerte onda de choque que viaja a través del MIE, barriendo el material del medio y enriqueciéndolo con nuevos elementos producto de la nucleosíntesis desatada en la explosión. El material estelar eyectado, junto con el medio barrido y el objeto estelar que pudo haber sobrevivido a la explosión forman lo que se conoce como remanente de supernova (RSN).

En este Capítulo, se describirán brevemente algunas de las etapas evolutivas por las que atraviesan las estrellas de gran masa y sus efectos en el MIE.

### 2.1. Estructura y evolución de un objeto estelar joven

La formación de estrellas de gran masa sólo ocurre en el interior de las nubes moleculares gigantes. Numerosos relevamientos de nubes moleculares gigantes han mostrado la existencia de núcleos densos y fríos ( $n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 10 - 20 \text{ K}$ ) con masas entre 100 y 1000  $M_{\odot}$ . Estos núcleos autogravitantes se forman por la fragmentación de la nube a causa de la turbulencia interna del gas y algunos

de ellos eventualmente colapsarán para formar estrellas. Desde el punto de vista observacional, los núcleos fríos se encuentran generalmente dentro de las llamadas “nubes oscuras infrarrojas”, que se observan como regiones con ausencia de emisión en el infrarrojo cercano y medio con respecto al fondo galáctico (ver Fig. 2.1). Estas nubes oscuras poseen masas entre  $\sim 100$  y  $\sim 16\,000 M_{\odot}$  y presentan una estructura filamentosa, compuesta por condensaciones densas con abundante polvo (Rathborne et al., 2006). Debido a estas características, se ha sugerido que las nubes oscuras infrarrojas representan una etapa temprana en la formación de estrellas de gran masa (Rathborne et al., 2007).

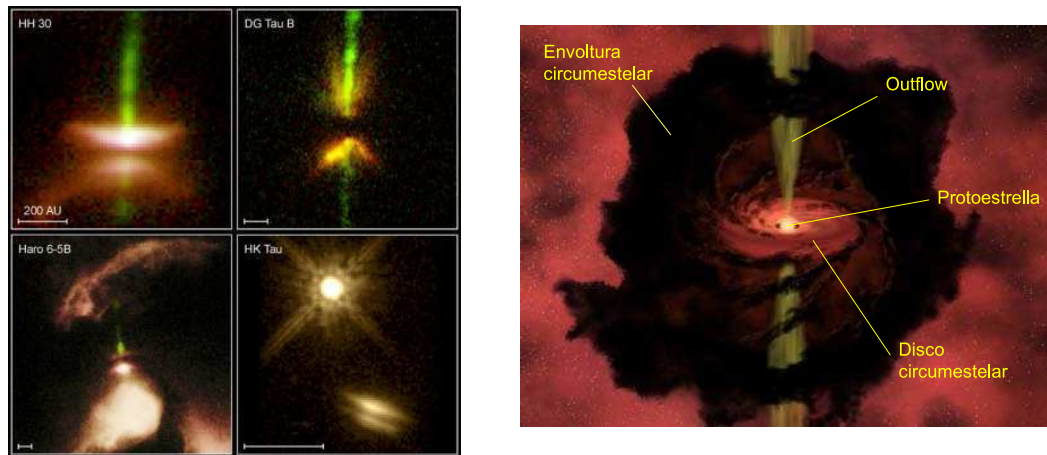


**Figura 2.1:** Imagen en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  del telescopio espacial infrarrojo *Spitzer* hacia las nubes oscuras SDC G32.007+0.058 y SDC G31.946+0.076.

Cuando los núcleos densos dentro de las nubes moleculares pierden su estabilidad, colapsan en tiempos característicos del tiempo de caída libre  $t_{ff}$ , que en ausencia de campos magnéticos vale  $t_{ff} \sim (G\rho)^{-1/2} \sim 10^8(\mu n)^{-1/2}$  años, donde  $\rho$  es la densidad de masa,  $n$  es la densidad numérica en  $\text{cm}^{-3}$  y  $\mu$  es la masa molecular media<sup>1</sup>. Para un núcleo con abundancia cósmica y densidades de  $10^5$  y  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , se obtienen tiempos de colapso de  $\sim 2 \times 10^5$  y  $\sim 5 \times 10^4$  años, respectivamente. Estos tiempos, sin embargo, pueden ser mayores en presencia de campos magnéticos. Algunos autores (ver, por ejemplo, Ostriker et al. 1999) consideran que los núcleos moleculares son sostenidos contra la gravedad por campos magnéticos y que colapsan sólo luego de que éstos se disipan en una escala de tiempo de  $\sim 10^6$  años. Una vez iniciado el colapso, éste procede de forma no homogénea y las regiones interiores se vuelven más densas y caen hacia el centro más rápidamente que las externas. Eventualmente, se forma un núcleo estelar casi estático (la protoestrella propiamente dicha) rodeado por una envoltura en caída.

Luego de la etapa de colapso la protoestrella ingresa en la etapa de acreción, en la cual aumenta su masa acumulando material de la envoltura circumestelar. La tendencia del material de la envoltura en caída a conservar su momento angular

<sup>1</sup>En esta Tesis se usa el símbolo  $\rho$  para la densidad de masa de un gas y  $n$  para la densidad numérica de un gas, de tal forma que  $\rho = \mu m_H n$ .



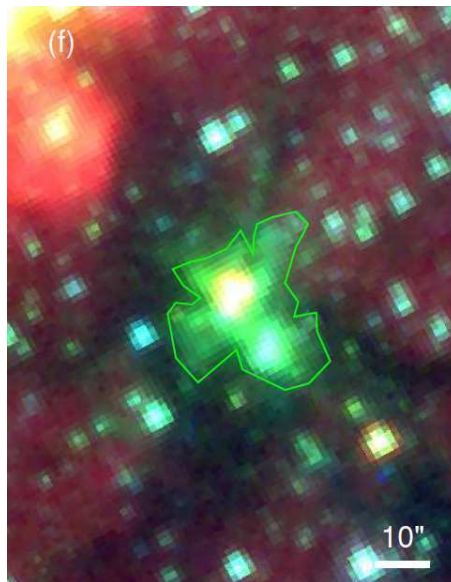
**Figura 2.2:** *Izquierda:* imágenes de YSOs obtenidas con el telescopio espacial Hubble, donde se distingue el disco de acreción y los flujos bipolares alrededor de la protoestrella central. *Derecha:* representación esquemática de la estructura de un YSO.

crea una barrera centrífuga que impide que más material siga cayendo directamente al núcleo central. Se forma una estructura muy aplanada con forma de disco alrededor del objeto central, con tamaños entre cientos a algunas miles de unidades astronómicas<sup>2</sup> (AU). Como el material que alcanza la superficie de la protoestrella tiene más momento angular del que puede absorber el núcleo, debe surgir algún mecanismo que disipe el exceso de dicho momento. Este mecanismo está dado por la aparición de flujos bipolares (“outflows”) muy energéticos de material molecular frío que forman dos lóbulos que se expanden en direcciones diametralmente opuestas respecto del núcleo estelar. Los “outflows” son la manifestación de un viento altamente colimado generado por la protoestrella y están formados por material del medio barrido. Esquemáticamente, en un objeto estelar joven (YSO, de sus iniciales en inglés) se pueden diferenciar cinco regiones: la protoestrella central, un disco de acreción, los flujos bipolares, la envoltura en caída libre y una envoltura estática (ver Fig. 2.2).

En la actualidad, las observaciones sugieren que todas las estrellas en formación poseen “outflows” moleculares. Estos flujos son especialmente violentos en las etapas iniciales de formación, momento en el que se tiene las mayores tasas de acreción hacia el objeto central. En las protoestrellas de muy baja masa ( $< 0.1 M_{\odot}$ ), los “outflows” tienen flujos de masa de hasta  $10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$  y momentos de  $\sim 10^{-6} M_{\odot}\text{km s}^{-1}\text{año}^{-1}$ . En las protoestrellas de mayor masa, estos flujos pueden ser del orden de  $10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}/\text{año}$  y los momentos de  $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}\text{km s}^{-1}\text{año}^{-1}$  (Arce et al., 2007). Se ha observado una gran cantidad de “outflows” moleculares asociados con YSOs a partir de observaciones de las transiciones rotacionales de los isótopos del CO, siendo esta molécula un excelente trazador de este fenómeno (Wu et al., 2004). Sin embargo, la emisión de los “outflows” no se limita al CO, como lo muestra la detección de una gran variedad de otras moléculas tales como CS y  $\text{HCO}^+$  (Evans, 1999).

<sup>2</sup>Una unidad astronómica equivale a la distancia media entre la Tierra y el Sol, es decir, unos 150 millones de km.

Con la puesta en órbita del telescopio espacial *Spitzer*, se identificó una gran cantidad de fuentes que presentan emisión extendida en la banda de  $4.5 \mu\text{m}$  de la cámara IRAC a bordo de *Spitzer* (Fig. 2.3). Estas fuentes fueron bautizadas “objetos verdes extendidos” (EGO, de sus iniciales en inglés) ya que la banda de  $4.5 \mu\text{m}$  se suele representarse con el color verde en imágenes de varios colores. La emisión en esta banda se originaría en las líneas del  $\text{H}_2(\nu = 0 - 0)$  (S9,10,11) y las bandas de  $\text{CO}(\nu = 1 - 0)$ , todas ellas transiciones vibracionales excitadas por choques. Se ha sugerido que los EGOs probablemente se deban a flujos bipolares emergiendo de una protoestrella central e impactando en el MIE (Marston et al., 2004; Noriega-Crespo et al., 2004). Actualmente, se han catalogado más de 300 EGOs (Cyganowski et al., 2008), muchos de los cuales fueron hallados en coincidencia con máseres de metanol en 6.7 GHz, los cuales se asocian con estrellas de gran masa en formación (Minier et al., 2003).



**Figura 2.3:** Imagen en tres colores de las bandas de *Spitzer*-IRAC de  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo) hacia el EGO G11.92-0.61. Imagen tomada de Cyganowski et al. (2008).

Cuando la protoestrella ha alcanzado suficiente masa, se inicia la fusión del hidrógeno. En las estrellas de baja masa, esto se produce una vez finalizada la acreción del material y luego de una contracción lenta que lleva a la estrella hasta la secuencia principal. En las estrellas de gran masa, la fusión del hidrógeno se inicia cuando el objeto central aún está acretando material del medio. Eventualmente, el flujo de radiación UV comienza a ionizar el material circundante creando las regiones HII hiper-compactas y ultra-compactas (Kurtz, 2005). Finalmente, el gas ionizado se expande como un todo y quebranta la nube molecular madre, dando origen a las regiones HII compactas y clásicas.

## 2.2. Evolución de regiones HII

La evolución de una región HII es compleja ya que son varios los factores que pueden afectar su expansión. Dyson & Williams (1980) presentan un modelo sencillo que considera una estrella central emitiendo un flujo constante de fotones ionizantes y que está inmersa en un medio homogéneo e ilimitado formado por hidrógeno neutro (HI). Esquemáticamente, la evolución de una región HII suele dividirse en tres etapas: formación, expansión y equilibrio de presiones.

*Etapa de formación.* Inicialmente, los fotones UV de la estrella central ionizan el gas neutro a su alrededor y se crea un frente de ionización (FI) que avanza rápidamente sobre el medio. A medida que la masa de gas ionizado aumenta, las recombinaciones entre electrones y protones se vuelven cada vez más frecuentes y una fracción de fotones UV ioniza nuevamente el material recombinado. El número total de fotones emitidos por la estrella ( $Q_*$ ) debe ser igual al número de fotones que llegan al FI e ionizan nuevos átomos, sumado a los fotones absorbidos por los átomos recombinados:

$$Q_* = 4\pi R^2 J + \frac{4}{3}\pi R^3 n_0^2 \alpha_H, \quad (2.2.1)$$

donde  $J$  es el número de fotones que llegan al FI por unidad de área y de tiempo,  $n_0$  es la densidad numérica del hidrógeno neutro del medio y  $\alpha_H$  es el coeficiente de recombinación del H a todos los niveles excepto el fundamental. La velocidad de expansión del FI disminuye con el tiempo según la ecuación:

$$\frac{dR(t)}{dt} = \frac{Q_*}{4\pi R(t)^2 n_0} - \frac{1}{3}R(t)n_0\alpha_H. \quad (2.2.2)$$

El primer término a la derecha tiene en cuenta la dilución de los fotones emitidos por la estrella a medida que aumenta el radio del FI. El segundo miembro es negativo y se debe a las ionizaciones de átomos recombinados dentro de la región HII. En un determinado momento, el número de recombinaciones en el interior de la región HII iguala el número de fotones ionizantes emitidos por la estrella excitatriz, es decir  $J = 0$ . En este punto, el FI se detiene ( $dR/dt = 0$ ), y la región HII ha alcanzado el radio de Strömgren ( $R_S$ ):

$$R_S = \left( \frac{3Q_*}{4\pi n_0^2 \alpha_H} \right)^{1/3}. \quad (2.2.3)$$

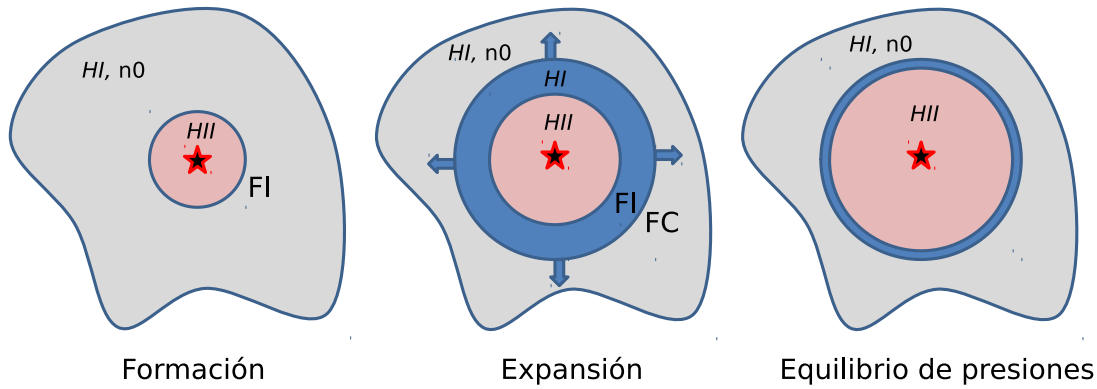
Típicamente una región HII alcanza el radio de Strömgren al cabo de unos pocos miles de años.

*Etapa de expansión.* Una vez alcanzado el radio de Strömgren, detrás del FI queda gas ionizado a temperaturas del orden de  $10^4$  K y alta presión, que comienza a expandirse sobre el medio más frío ( $\sim 100$  K) que lo rodea. La velocidad de expansión del gas ionizado sobre el gas neutro puede superar la velocidad del FI y se crea un frente de choque (FC) que avanza delante del FI (Fig. 2.4). En esta

etapa, el radio de la región HII está dado por (Dyson & Williams, 1980):

$$R(t) = R_S \left( 1 + \frac{7}{4} \frac{c_i t}{R_S} \right)^{4/7}, \quad (2.2.4)$$

donde  $c_i \sim 10 \text{ km s}^{-1}$  es la velocidad del sonido en el medio ionizado. Debido a la expansión, el material neutro del MIE (tanto atómico como molecular) se acumula entre el FI y el FC, formando una cáscara que rodea al gas ionizado. La interfase entre el gas ionizado y el gas molecular recibe el nombre de región de foto-disociación (PDR, de sus iniciales en inglés), ya que es el sitio donde la radiación UV de la estrella excitatriz disocia las moléculas del medio.



**Figura 2.4:** Esquema de la estructura de una región HII expandiéndose en un medio compuesto por hidrógeno neutro. Se indican el frente de ionización (FI) y el frente de choque (FC).

*Etapa de equilibrio de presión.* La expansión de la región HII finaliza cuando la presión del gas ionizado ( $P_i$ ) iguala la presión del gas neutro a su alrededor ( $P_0$ ). Suponiendo que el gas ionizado y neutro son gases ideales, las presiones están dadas por:  $P = nkT$ . Para la densidad numérica del gas ionizado, hay que tener en cuenta que por cada ion  $H^+$  hay un electrón que también contribuye a la presión:  $n_i = 2n_0$ . Por lo tanto, para valores típicos del MIE ( $T_0 \sim 100 \text{ K}$  y  $T_i \sim 10^4 \text{ K}$ ), se obtiene la densidad final de la región HII:

$$n_f = \left( \frac{T_0}{2T_i} \right) n_0 \sim 0.005n_0 \quad (2.2.5)$$

y el radio final  $R_f$ :

$$R_f = \left( \frac{2T_i}{T_0} \right)^{2/3} R_S \sim 34R_S. \quad (2.2.6)$$

En general, el equilibrio de presiones se alcanza para tiempos mayores a los tiempos de vida típicos de estrellas de gran masa de secuencia principal.

El modelo recién descrito es una aproximación a la evolución real de una región HII ya que se han ignorado varios efectos, entre los que, siguiendo a Deharveng et al. (2010), pueden mencionarse:

*Inhomogeneidades del medio:* el MIE es turbulento y, por lo tanto, altamente inhomogéneo. Mellema et al. (2006) han simulado la expansión de una región HII en un medio turbulento y lograron reproducir la forma irregular que adquiere el FI. Muchas veces la morfología de las regiones HII se ve condicionada por la presencia de gradientes de densidad en el medio neutro o por la presencia de nubes densas.

*Presencia de vientos estelares:* existen al día de hoy varias simulaciones hidrodinámicas de regiones HII que incluyen los efectos de vientos estelares. Estos estudios muestran que al inicio de la evolución la expansión de la región HII no se ve afectada por la presencia del viento pero, con el tiempo, cuando el viento se torna más energético (en especial en las etapas finales de la vida de la estrella excitatriz) se forma una burbuja interestelar (BI) de viento caliente ( $T > 10^6$  K) y poco denso dentro de la región HII. La acción de los vientos estelares en el MIE se analiza con más detalle en la Sección 2.3, donde se muestra que en presencia de una estrella con una tasa elevada de eyección de masa, el FI puede quedar atrapado en la cáscara de gas barrido y la expansión de la región HII es impulsada por el viento estelar.

*Campos magnéticos:* la presencia de campos magnéticos en el MIE puede llevar a distorsiones en la morfología de las regiones HII. Simulaciones numéricas de la expansión de una región HII en un medio magnetizado muestran que el barrido del gas se ve suprimido en la dirección perpendicular a las líneas de campo. Esto genera una región HII no esférica, elongada en la dirección del campo magnético.

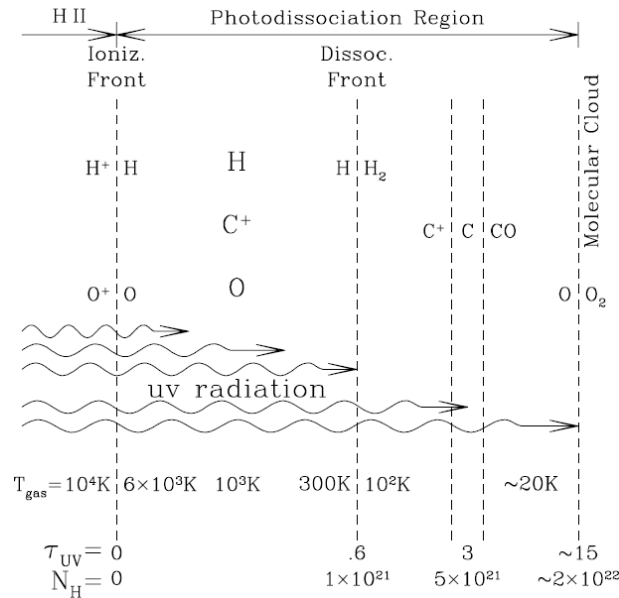
### Regiones de foto-disociación

Las regiones de foto-disociación (PDRs) son los sitios del MIE donde el campo de radiación UV es lo suficientemente fuerte para disociar moléculas. Esta definición es amplia e incluye a prácticamente todo el MIE con excepción de las regiones más densas de las nubes moleculares donde muy pocos fotones UV logran penetrar. Históricamente se ha utilizado el nombre de PDRs para referirse a la interfase entre regiones HII y nubes moleculares, donde tanto la densidad del medio como la intensidad de la radiación son altas.

Cuando una región HII se expande sobre una nube molecular aparece un tercer frente (además de los frentes de ionización y de choque) asociado con la destrucción de las moléculas, llamado frente de disociación (FD). Esquemáticamente (ver Fig. 2.5), se forma una estratificación en el medio, en la cual el hidrógeno aparece primero ionizado como  $H^+$ , luego se recombina en H atómico y finalmente forma la molécula de  $H_2$ . De manera similar, el carbono se recombina con los electrones partiendo del  $C^{++}$  en la región HII para formar  $C^+$  en las regiones más externas de la PDRs, hasta formar C y más profundo en la nube forma CO. El oxígeno se encuentra en forma atómica, con pequeñas trazas de  $O_2$  y  $H_2O$ . Los fotones UV de la estrella excitatriz logran penetrar hasta cierta profundidad en la nube molecular ya que para densidades grandes las moléculas de  $H_2$  y CO se auto-apantallan, protegiendo las regiones más internas de la acción destructiva de la radiación. Este mecanismo es fundamental para garantizar la supervivencia de



las nubes moleculares, que de otra manera serían rápidamente disociadas por el campo de radiación presente en el MIE.



**Figura 2.5:** Esquema de la estructura de una región de foto-disociación. Imagen tomada de Draine (2010).

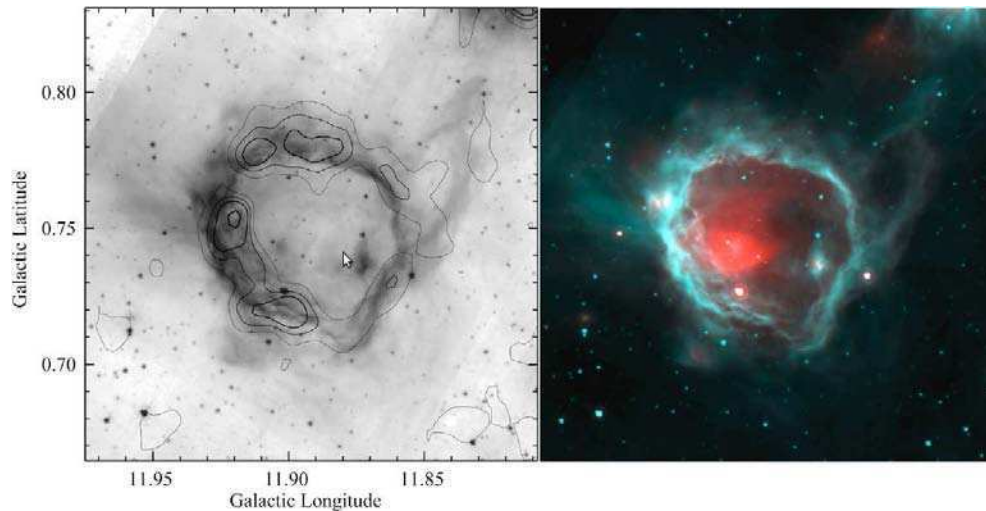
Las PDRs, junto con las regiones HII y el polvo calentado por estrellas tardías, son el origen de gran parte de la radiación infrarroja del MIE. Parte de la radiación UV es absorbida por los hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAHs), que se excitan y re-emiten en el infrarrojo cercano y medio (Tielens, 2008). El resto de la radiación calienta el polvo y es re-emitida en forma de radiación continua en el infrarrojo lejano.

### Burbujas infrarrojas de polvo

Una clase particular de regiones HII son las así llamadas “burbujas infrarrojas de polvo” (IRDBs, de sus iniciales en inglés). Éstas han sido identificadas como cáscaras en el infrarrojo medio (fácilmente detectables en la banda de  $8.0 \mu m$  de la cámara IRAC a bordo del telescopio *Spitzer*), muchas veces alrededor de la emisión en el continuo de radio (Churchwell et al., 2006). La apariencia de estas burbujas es consecuencia de la proyección en dos dimensiones de la emisión por excitación de los PAHs de una burbuja esférica. Los PAHs son destruidos por la radiación UV de la estrella central y por lo tanto están ausentes en la región de gas ionizado, pero son excitados en las regiones de foto-disociación (PDRs).

Se ha observado que varias IRDBs se apartan de la morfología circular y aparecen como cáscaras incompletas, elongadas o con una estructura bipolar (Deharveng et al., 2010). La variedad de formas suele atribuirse a los efectos del MIE en su expansión. Además de la emisión característica de los PAHs, las IRDBs presentan emisión del polvo en el infrarrojo medio y lejano, tal como lo revelan las observaciones en la banda de  $24 \mu m$  del instrumento MIPS a bordo de *Spitzer*. Esta emisión proviene de dos regiones bien definidas. Por un lado, se observa hacia la

PDR, delineando la cáscara de la burbuja. Por otro lado, se observa en dirección al centro de la burbuja y se debe a la emisión continua del polvo, lo cual es evidencia de la presencia de polvo caliente en la región de gas ionizado y cerca de la estrella excitatriz (ver Fig. 2.6, derecha). Esta distribución observada en el infrarrojo plantea el interrogante de cómo es posible que el polvo sobreviva al intenso campo de radiación de la estrella central.



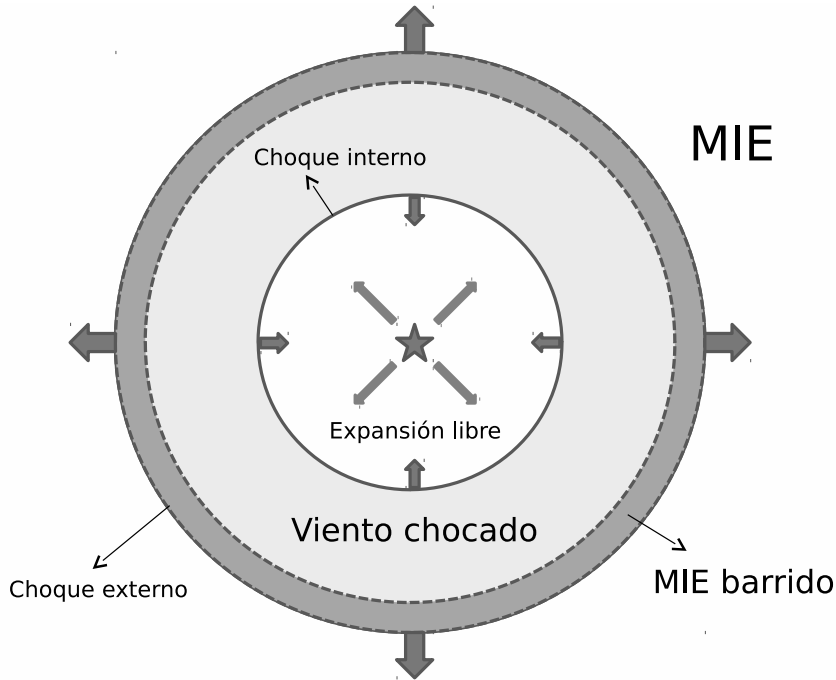
**Figura 2.6:** *Izquierda:* la burbuja infrarroja de polvo N49 en  $8.0 \mu\text{m}$  (mapeando la PDR) con contornos de la emisión en  $870 \mu\text{m}$  (proveniente del polvo frío y asociado con material barrido del MIE). *Derecha:* emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  (en turquesa) y en  $24 \mu\text{m}$  (en rojo). Imagen tomada de Deharveng et al. (2010).

Se ha observado (ver, por ejemplo, Beaumont & Williams 2010; Deharveng et al. 2010) que varias IRDBs están rodeadas por material neutro que ha sido barrido del MIE y que forma cáscaras alrededor del gas ionizado (ver Fig. 2.6, izquierda). Se han descubiertos regiones de formación estelar sobre estas cáscaras alrededor de varias IRDBs (Churchwell et al., 2007; Watson et al., 2008; Thompson et al., 2012), por lo que estas burbujas representan una prueba de que las regiones HII pueden desencadenar el nacimiento de nuevas estrellas.

## 2.3. Evolución de burbujas interestelares

Como se mencionó, además del intenso flujo de fotones UV que da origen a las regiones HII, las estrellas de gran masa pierden materia a través de un viento estelar, cuya interacción con su entorno crea una onda de choque en expansión sobre el medio que las rodea. Se forma una región de baja densidad y alta temperatura rodeada por una cáscara de gas interestelar barrido, llamada burbuja interestelar (BI). En la Fig. 2.7 se muestra un esquema de la estructura de una BI. Brevemente, por fuera de la estrella central hay una zona donde el viento estelar se expande libremente. Le sigue una zona ocupada por el viento desacelerado, creando un frente de choque que avanza hacia el interior de la burbuja, chocando y calentado el material eyectado por la estrella a temperaturas de  $10^6 - 10^7$  K.

Por fuera de esta región, la BI está ocupada por material del MIE alcanzado por el choque externo. Este material puede estar completamente ionizado (por acción de los fotones de la estrella central) o puede contener una capa de material neutro (si el frente de ionización quedó atrapado en la misma), tanto de hidrógeno neutro (Cappa et al., 2005; Cichowolski et al., 2008; Giacani et al., 2011) como molecular (Cappa et al., 2009, 2010). Finalmente, por fuera de la BI hay material del MIE que no ha sido alcanzado por la expansión de la burbuja.



**Figura 2.7:** Esquema de la estructura de una burbuja interestelar.

Un cuadro general y aproximado de la evolución de una BI creada por una estrella de secuencia principal se divide en cuatro etapas (Koo & McKee, 1992): expansión libre, expansión adiabática, barredora de nieve y disipación.

*Expansión libre.* En las etapas iniciales, la masa del viento es mayor que la masa del MIE barrido y el frente de choque se expande casi libremente a la misma velocidad que el viento. En esta etapa, la BI se encuentra dentro de la región HII creada por la estrella central. La expansión libre finaliza al cabo de unos pocos cientos de años cuando la masa del material barrido es comparable a la masa del viento.

*Expansión adiabática.* Cuando el gas ionizado barrido ha acumulado suficiente masa, debido al incremento de la opacidad, captura los fotones ionizantes de la estrella excitatriz y el frente de ionización queda atrapado en la cáscara de gas ionizado, que comienza a recombinarse. Aquí inicia la etapa de expansión adiabática durante la cual las pérdidas radiativas son despreciables. Sin embargo, la burbuja se enfría ya que la energía es utilizada para aumentar su volumen. Cuando la temperatura del material barrido cae a  $10^6$  K, el enfriamiento por líneas de

emisión se vuelve importante y al cabo de unos miles de años el frente de choque externo adquiere una temperatura de unos  $10^4$  K.

*Barredora de nieve.* En esta etapa la cáscara de material frío es empujada por la alta presión del interior respecto del MIE. Es la etapa de mayor duración (algunos  $10^6$  años) y en la que se observa la mayoría de las BIs. Esta fase suele dividirse en dos etapas: conservación de la energía y conservación del momento:

- *Etapa de conservación de la energía.* En esta etapa, el interior compuesto por el viento chocado caliente y de baja densidad ocupa la mayor parte del volumen de la BI. Tanto el interior de la BI como el MIE barrido son no radiativos. Sin embargo, puede suceder que las pérdidas radiativas sean importantes en el choque externo, pero como la mayor parte del volumen es ocupado por el viento chocado, la energía de la burbuja se conserva. El radio de la BI se expande según la ecuación (Dyson & Williams, 1980):

$$R_s(t) = 0.76 \left( \frac{L_\omega}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5}, \quad (2.3.1)$$

donde  $L_\omega = 1/2 \dot{M} v_\omega^2$  es la luminosidad mecánica del viento,  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa,  $v_\omega$  es la velocidad terminal del viento y  $\rho_0$  es la densidad del medio. Cuando las pérdidas radiativas comienzan a ser importantes en todo el volumen de la BI, inicia la etapa de conservación de momento.

- *Etapa de conservación del momento.* En este caso, tanto el interior como la masa barrida son radiativos. Como el gas chocado se enfría rápidamente, queda confinado a una región delgada. La expansión de la BI se aproxima por (Dyson & Williams, 1980):

$$R_s(t) = \left( \frac{3L_\omega}{\pi \rho_0 v_\omega} \right)^{1/4} t^{1/2}. \quad (2.3.2)$$

*Disipación.* Cuando la velocidad de expansión es comparable a la velocidad turbulenta del medio, la BI se disipa y pierde su identidad.

Desde el punto de vista observacional, es posible determinar si una BI se expande conservando la energía o el momento a partir de los coeficientes  $\epsilon$  y  $\pi$ , que se definen como el cociente entre las energías y los momentos de la cáscara y del viento (Treffers & Chu, 1982):

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{E_k}{E_\omega} = \frac{M_s v_s^2}{\dot{M} v_\omega^2 t} \\ \pi &= \frac{M_s v_s}{\dot{M} v_\omega t}, \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

donde  $M_s$  y  $v_s$  son la masa y velocidad de la cáscara barrida. Cabe recordar que la masa barrida incluye tanto la masa del viento estelar como la del material barrido

del MIE. Para una BI en la etapa de conservación de la energía, los modelos de evolución establecen que  $\epsilon \sim 0.2$  (Arthur, 2007). En el caso de una burbuja que conserva el momento, se tiene  $\epsilon = v_s/v_w$  y  $\pi = 1$ . Dado que  $v_w \gg v_s$ , la condición anterior indica que una BI conservará el momento si  $\epsilon \ll 0.2$ .

El modelo de evolución recién descrito considera que el viento de la estrella se mantiene constante a lo largo de toda su vida. Sin embargo, las estrellas de gran masa atraviesan distintas etapas evolutivas caracterizadas por distintas tasas de pérdida de masa antes de la explosión final como supernova. Las estrellas con masas entre  $\sim 35$  y  $\sim 50 M_\odot$ , luego de la etapa de secuencia principal atraviesan una etapa de supergigante roja (RSG), seguida de una etapa de Wolf-Rayet (WR). Las estrellas de masa aún mayor ( $> 50 M_\odot$ ), pasan por una etapa de luminosa variable azul (LBV) antes de convertirse en estrellas WR. En la Tabla 2.1 se muestran los parámetros del viento en las etapas mencionadas. Los modelos más elaborados de evolución de BIs consideran los efectos acumulativos del viento en las diversas etapas de la estrella. Por ejemplo, Garcia-Segura & Mac Low (1995) desarrollaron un modelo conocido como “Three-wind model”, ya que tiene en cuenta la acción del viento en las etapas de secuencia principal, RSG y WR.

**Tabla 2.1:** Parámetros del viento de estrellas de gran masa. Se incluye nuestro Sol a modo de comparación.  $E_{tot} = L_w \times t$  es la energía total depositada en el MIE durante la etapa considerada. Las referencias son: (1) Repolust et al. (2004), (2) Clark et al. (2009), (3) Voors et al. (2000), (4) Chevalier et al. (2006), (5) van Loon (2010), (6) Crowther (2007).

Etapa	t	$v_w$	$\dot{M}$	$L_w$	$E_{tot}$	Ref.
	[año]	[km/s]	[ $M_\odot$ /año]	[erg/s]	[erg]	
Sol	$\sim 10^{10}$	$\sim 350$	$\sim 10^{-14}$	$\sim 4 \times 10^{26}$	$\sim 10^{44}$	
Sec. ppal.	$\sim 10^6$	1000 – 3000	$10^{-7} - 10^{-6}$	$0.3 - 3.0 \times 10^{36}$	$\sim 10^{51}$	(1)
RSG	$\sim 10^5$	10 – 25	$10^{-5} - 10^{-4}$	$10^{29} - 10^{31}$	$10^{42} - 10^{44}$	(4,5)
LBV	$\lesssim 10^4$	$\sim 200$	$10^{-5} - 10^{-4}$	$10^{35} - 10^{36}$	$10^{46} - 10^{47}$	(2,3)
WR	$\sim 5 \times 10^5$	1000 – 2000	$10^{-6} - 10^{-5}$	$0.3 - 1.3 \times 10^{37}$	$10^{49} - 10^{50}$	(6)

De especial interés para esta Tesis son las estrellas LBVs, las cuales evolucionan de estrellas de secuencia principal de tipo O con masas mayores a  $\sim 50 M_\odot$  (Maeder, 1989). Esta etapa de transición está caracterizada por altas tasas de pérdida de masa (típicamente entre  $10^{-5}$  y  $10^{-4} M_\odot$ /año), algunas veces acompañadas por erupciones gigantes y presentan variabilidad fotométrica en escalas de tiempo que van de meses a años (Humphreys & Davidson, 1994). Dado que la etapa LBV es breve, sólo se han detectado unas pocas estrellas de este tipo en nuestra Galaxia (alrededor de 30 entre las confirmadas y las candidatas).

Como resultado de la pérdida de masa, la mayoría de las estrellas LBV están rodeadas por nebulosas que se expanden a velocidades típicas de entre 30 y 200  $\text{km s}^{-1}$  (Clark et al., 2005). Estas nebulosas poseen componentes de gas y polvo de unas pocas masas solares y presentan una gran variedad de formas, desde circulares a bipolares (Nota et al., 1995; Weis, 2001). Por estos motivos, se las

conoce también como nebulosas anillo de polvo. Emiten principalmente en el infrarrojo y es en esta banda del espectro donde han sido descubiertas. En pocos casos se ha observado gas molecular asociados con estas nebulosas, siendo las estrellas AG Car (Nota et al., 2002) y G79.29+0.46 (Rizzo et al., 2008) los ejemplos más representativos. Modelos de evolución estelar y observaciones de estrellas de post-secuencia principal (Meynet & Maeder, 2000; Humphreys & Davidson, 1994) sugieren que las estrellas LBV menos luminosas atraviesan una etapa de supergigante roja (RSG)/hipergigante amarilla (YHG) antes de la etapa LBV. La etapa RSG/YHG también se caracteriza por una intensa actividad de pérdida de masa (de Jager, 1998) que puede llevar a la presencia de gas molecular alrededor de estas estrellas. De hecho, se ha observado gas molecular alrededor de las estrellas hipergigantes amarillas IRC+104020 y AFGL2343\* (Castro-Carrizo et al., 2007).

## 2.4. Remanentes de supernova

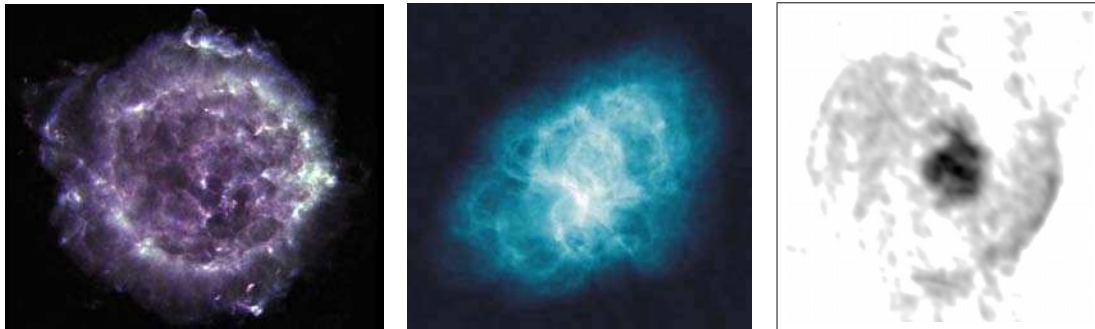
Las explosiones de supernova (SN) se dividen en dos tipos principales dependiendo del proceso que las produce: explosión termonuclear o colapso nuclear. Las SNs por explosión termonuclear ocurren en sistemas binarios de estrellas de baja masa y dan lugar a las denominadas SNs de tipo Ia. Estas estrellas explotan cuando alcanzan la masa límite de Chandrasekhar de  $1.38 M_{\odot}$  al acretar material de la estrella compañera. Al día de hoy no se ha establecido con certeza qué sistemas son los progenitores de este tipo de explosiones (dos enanas blancas, una enana con una estrella de secuencia principal, o enana blanca con una compañera evolucionada), es decir, no se conoce qué sistemas acretan material más eficientemente para explicar la tasa de explosiones de tipo Ia en el Universo. La teoría más aceptada es que este tipo de SNs son el resultado de la acreción de masa por parte de una estrella enana blanca de carbono-oxígeno de una estrella compañera, generalmente una gigante roja.

Las SNs por colapso nuclear se asocian con la muerte de estrellas cuya masa supera las  $8 M_{\odot}$  y forman las denominadas SNs de tipo II, Ib y Ic, cuya diferencia se basa en el espectro óptico y la forma de la curva de luz posterior a la explosión. Luego de que la estrella de secuencia principal ha quemado el combustible nuclear de su centro, se forma un núcleo de hierro. La presión gravitatoria lleva a una implosión de este núcleo hacia una estrella de neutrones o un agujero negro. La envoltura de la estrella rebota contra el núcleo y es expulsada al espacio a velocidades de varios miles de kilómetros por segundo.

Independientemente de cuál haya sido el mecanismo de la explosión, la SN libera  $\sim 10^{51}$  erg de energía cinética al medio. El material estelar es expulsado a muy altas velocidades ( $\sim 10\,000$  km s<sup>-1</sup>), creando una onda de choque en expansión que viaja a través del MIE. El material estelar expulsado, el gas ambiente chocado y barrido, y el objeto compacto que eventualmente persiste (la estrella de neutrones o el agujero negro) forman el remanente de supernova (RSN).

Históricamente, los RSNs han sido estudiados a partir de su emisión en la banda de radio y en base a su morfología se los ha dividido en 3 clases diferentes: tipo cáscara, tipo centro lleno y los compuestos.

*Remanentes de tipo cáscara.* Alrededor del 85 % de los RSNs galácticos pertenecen a esta clase. Idealmente, su morfología en la banda de radio es la de un anillo con la intensidad de brillo aumentando desde el centro hacia los bordes (ver Fig. 2.8, izquierda). Esto es consecuencia de la aceleración de electrones en el frente de choque, los cuales al interactuar con el campo magnético del medio, emiten radiación de sincrotrón desde las ondas de radio hasta los rayos X. La detección de emisión no térmica en la banda de rayos X en la cáscara de RSNs es evidencia de que los remanentes son capaces de acelerar electrones a muy altas energías. En la mayoría de los casos la morfología observada difiere del caso ideal, fundamentalmente debido a las inhomogeneidades del medio, ya que la onda de choque puede verse distorsionada por la presencia de nubes moleculares o regiones con gradientes de densidad. En la banda de radio, estos remanentes presentan un índice espectral  $\alpha \sim -0.55$  ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , donde  $S_\nu$  es la densidad de flujo en la frecuencia  $\nu$ ) y un grado de polarización  $\lesssim 5\%$ .



**Figura 2.8:** Imágenes en la banda de radio del RSN de tipo cáscara Cas A (izquierda, créditos: NRAO/AUI), la Nebulosa del Cangrejo, el prototipo de RSN de centro lleno (centro, créditos: NRAO/AUI y M. Bietenholz) y el RSN de tipo compuesto G0.9+0.1 (derecha, créditos: Dubner et al. (2008)).

*Remanentes de centro lleno.* Estos remanentes presentan emisión brillante en la región central y ausencia de cáscara por lo que son también llamados *pleriones* (*pleres* en griego significa “lleno”). Alrededor del 5 % de los RSNs catalogados en nuestra Galaxia pertenecen a esta clase. En la banda de radio presentan un espectro chato ( $-0.3 \lesssim \alpha \lesssim 0.0$ ) y un alto porcentaje de emisión polarizada ( $\sim 20 - 30\%$ ). La emisión se debe a la estrella de neutrones creada en la explosión de supernova, que pierde su energía de rotación en forma de un viento relativista de electrones y positrones. Estas partículas aceleradas dan origen a una nebulosa que emite radiación de sincrotrón desde las ondas de radio hasta los rayos X y radiación  $\gamma$  por efecto Compton inverso. Estas nebulosas reciben el nombre de *nebulosas de viento alimentada por un púlsar* (NVPs)<sup>3</sup>, siendo la Nebulosa del Cangrejo el prototipo de estas fuentes (ver Fig. 2.8, centro).

<sup>3</sup>Los términos NVP y plerión suelen utilizarse como sinónimos para referirse a los remanentes de centro lleno.

*Remanentes de tipo compuesto.* Este grupo está formado por los RSNs que presentan tanto la cáscara como la componente pleriónica, no sólo en radio sino también en rayos X (ver Fig. 2.8, derecha).

A partir de los años 80 y con la puesta en órbita de observatorios de rayos X satelitales, la clasificación de los RSNs se ha ampliado. Se descubrieron varios remanentes que muestran una morfología de tipo cáscara en radio y presentan emisión en rayos X proveniente de la región central, cuyo origen no se debe a la presencia de un púlsar central, sino que es radiación térmica de un plasma calentado a varios millones de grados. Estas fuentes han sido bautizadas como RSNs de *morfología mixta*.

El modelo más sencillo de evolución de un RSN en un medio homogéneo fue descrito por Woltjer (1972) a través de cuatro etapas: expansión libre, expansión adiabática, expansión radiativa y disipación.

*Expansión libre.* En esta etapa, la masa eyectada por la explosión es grande comparada con la masa del MIE barrido, por lo tanto el RSN se expande libremente según la ecuación:

$$R_s(t) \sim v_e t, \quad (2.4.1)$$

donde  $v_e$  es la velocidad del material eyectado. Esta etapa dura hasta tanto la masa barrida sea comparable con la masa eyectada ( $M_e$ ), es decir hasta un radio dado por:

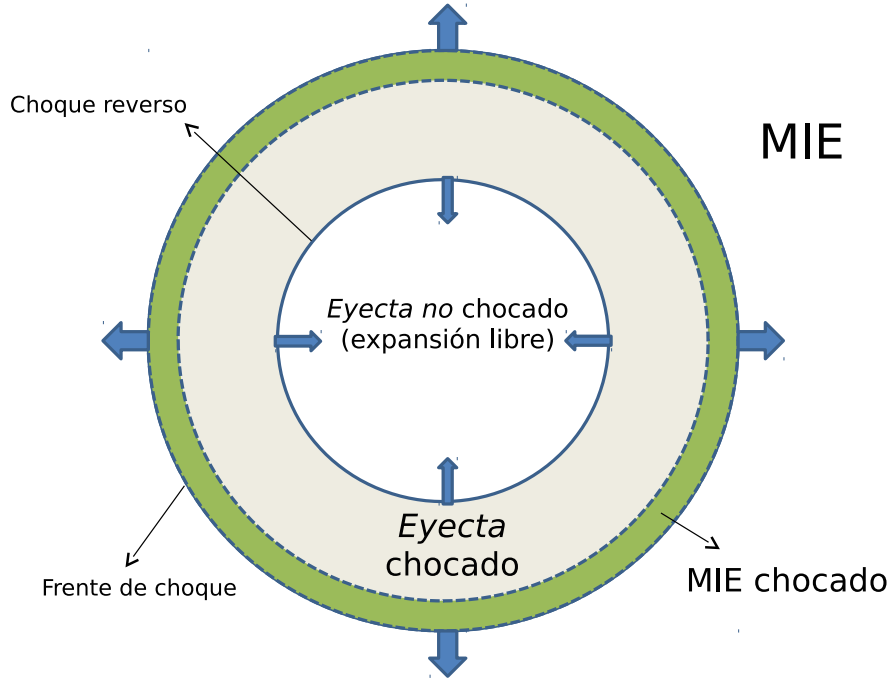
$$R_e = 1.9 \left( \frac{M_e/M_\odot}{n_0} \right)^{1/3} \text{ pc}. \quad (2.4.2)$$

*Expansión adiabática* (también llamada de Sedov-Taylor). Cuando la masa barrida domina sobre la masa eyectada y antes de que las pérdidas radiativas sean considerables, el RSN ingresa en la etapa de conservación de la energía. La región de interacción RSN-MIE consiste en una onda de choque que comprime y calienta el gas del medio y un choque reverso donde el material eyectado por la SN es desacelerado. Ambos choques están separados por una zona de contacto donde se pueden formar inestabilidades. En un principio, el choque reverso se expande hacia afuera y por detrás del choque que avanza sobre el MIE pero eventualmente comienza a moverse hacia adentro. Cuando el choque reverso alcanza la región central del RSN, el interior del remanente se encuentra lleno del material eyectado chocado. La Figura 2.9 muestra un esquema de la estructura de un RSN en la etapa de Sedov. Durante esta etapa, el radio del RSN está dado por:

$$R_s(t) = \left( \frac{2.026 E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (2.4.3)$$

donde  $E_0$  es la energía de la explosión y  $\rho_0$  es la densidad del medio. Esta etapa se prolonga hasta tanto las pérdidas radiativas se vuelvan importantes. A medida que el radio del RSN aumenta, la temperatura del gas ambiente chocado disminuye. Cuando esta temperatura se torna menor a  $\sim 10^6$  K, el enfriamiento por emisión de líneas de C, N y O excitadas por colisiones se vuelve eficiente. La energía térmica del remanente es irradiada y el choque ya no puede considerarse adiabático.





**Figura 2.9:** Estructura de un RSN en la etapa de Sedov.

Por lo general, se considera que la fase adiabática se prolonga hasta el momento en que la mitad de la energía inicial de la SN es radiada ( $E_{rad} \sim E_0/2$ ), lo que ocurre en un tiempo dado por  $t_{rad} \sim 3.5 \times 10^4 E_{51}^{1/5} n_0^{-9/17}$  años, donde  $E_{51} = E_0/(10^{51}\text{erg})$  y  $n_0$  es la densidad del medio en  $\text{cm}^{-3}$ .

*Expansión radiativa* (también llamada barredora de nieve). En esta etapa, el material detrás del choque se enfría rápidamente y no quedan fuerzas de presión que empujen el choque. La cáscara se moverá conservando el momento radial ( $4/3\pi R_s^3 \rho_0 v_s = \text{constante}$ ) y apilando el gas del MIE como si fuera una barredora de nieve. El radio está dado por:

$$R_s(t) = R_{rad} \left[ 1 + 4 \frac{\dot{R}_{rad}}{R_{rad}} (t - t_{rad}) \right]^{1/4}, \quad (2.4.4)$$

donde  $R_{rad}$ ,  $\dot{R}_{rad}$  y  $t_{rad}$  son el radio, velocidad y edad del RSN cuando finaliza la etapa de expansión adiabática, respectivamente.

*Etapa de disipación.* La expansión continúa hasta que la presión del gas del remanente y la del MIE son iguales. Cuando la velocidad del choque es inferior a la velocidad turbulenta del MIE, el remanente se disipa. Esto ocurre algunos  $10^5$  años después de la explosión inicial.

Este modelo es una simplificación de la expansión real de un RSN ya que no considera los efectos del campo magnético o de las inhomogeneidades del MIE, tales como nubes moleculares o regiones con gradientes de densidad. Algunos au-

tores han estudiado los efectos de estas inhomogeneidades en la evolución de los RSNs y se han desarrollado modelos de interacción RSN-nube (ver, por ejemplo, Chevalier 1999) y modelos de evolución de remanentes dentro de cavidades poco densas (Dwarkadas, 2005). Por otro lado, las fases evolutivas pueden ser breves, pueden no ocurrir o pueden estar desarrollándose simultáneamente en distintas regiones de un mismo RSN. Por ejemplo, se ha encontrado que el RSN RCW 86 posee un choque radiativo en la región sudoeste, mientras que hacia el norte presenta un choque muy rápido y no radiativo. Vink et al. (1997) han sugerido que esto posiblemente sea consecuencia de la expansión del RSN en un medio no homogéneo, creado por el viento de la estrella progenitora.

En presencia de una NVP, la evolución del RSN se torna más compleja debido a la interacción entre el choque reverso del remanente y la nebulosa de viento en expansión, como así también debido a la presencia del púlsar. Una descripción detallada de la evolución de una NVP puede encontrarse en el artículo de revisión de Gaensler & Slane (2006).

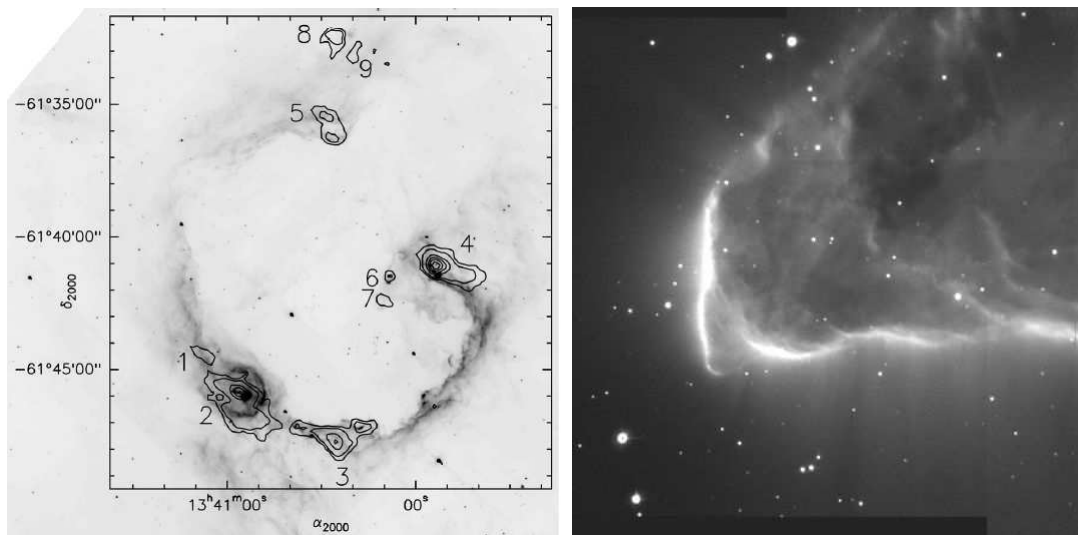
## 2.5. Formación estelar inducida

Las estrellas de masa baja e intermedia pueden formarse espontáneamente en las nubes moleculares a través de fenómenos de turbulencias internas. La formación de estrellas de gran masa requiere de núcleos de mayor masa cuya probabilidad de formación espontánea es menor. Por este motivo, muchas veces la formación de estrellas de gran masa se asocia con mecanismos de formación estelar inducida. Debido a que son grandes modificadoras del MIE que las rodea, las estrellas de alta cumplen un rol fundamental en la formación de nuevas estrellas en la Galaxia. Por este motivo, las regiones HII, las BIs y los RSNs son considerados agentes disparadores de formación estelar.

Respecto de las regiones HII, se han sugerido dos mecanismos principales de formación estelar inducida en sus alrededores: el “collect and collapse” y el “radiation-driven implosion”. En el primer caso, propuesto por Elmegreen & Lada (1977), la región HII se expande en el MIE que la rodea, barriendo un cáscara densa. Las perturbaciones en el material barrido crecen exponencialmente y llevan a la fragmentación de la cáscara y eventual colapso de los fragmentos para formar estrellas nuevas. Los modelos de este mecanismo (ver, por ejemplo, Elmegreen 1998) predicen tiempos de crecimiento para las perturbaciones de  $\sim 0.5(G\rho_0)^{-1/2} \sim 5(n_0/100)^{-1/2}$ , donde  $\rho_0$  y  $n_0$  (expresada en  $\text{cm}^{-3}$ ) son las densidades de masa y numérica iniciales del medio, respectivamente. Una vez que los fragmentos se formaron, el colapso procede en la escala de tiempo de caída libre:  $\sim (G\rho)^{(-1/2)}$ , donde  $\rho$  es la densidad del grumo que colapsa. Varios trabajos (ver, por ejemplo, Whitworth et al. 1994a) establecen que los fragmentos formados son de gran masa, por lo que este mecanismo favorece la formación de estrellas o cúmulos de estrellas de gran masa. Desde el punto de vista observacional, Deharveng et al. (2005) sugieren que la mera presencia de una cáscara de material molecular denso y de fragmentos distribuidos regularmente a lo largo del frente de ionización de una región HII, son un fuerte

indicio de que el mecanismo de “collect and collapse” está actuando (ver Fig. 2.10). Evidencia empírica del mismo ha sido hallada por Zavagno et al. (2007), Pomarès et al. (2009) y Zavagno et al. (2010), entre otros autores. Se ha sugerido que la formación de cáscaras de gas barrido y la fragmentación de la misma en grumos densos no sucede únicamente en regiones HII, sino que podría ocurrir alrededor de otros eventos expansivos del MIE, tales como BIs y RSNs (Whitworth et al., 1994a).

El segundo mecanismo (“radiation-driven implosion”) propone la compresión de glóbulos densos preexistentes cuando son alcanzados por la región HII en expansión (Lefloch & Lazareff, 1994). Debido a la compresión inicial, el glóbulo colapsa rápidamente y comienzan a formarse estrellas en su núcleo. Posteriormente, le sigue una etapa de expansión, causada por la inyección de energía y turbulencia por parte de las estrellas recién formadas. Finalmente el glóbulo alcanza un nuevo equilibrio, adquiriendo una forma cometaria y bordes brillantes debidos al material ionizado (ver Fig. 2.10). Dado que la región HII impacta sobre glóbulos en reposo, muchas veces se distorsiona el frente de ionización y se observa el material del medio adentrándose en la región del gas ionizado (Zavagno et al., 2007).



**Figura 2.10:** *Izquierda:* imagen de la emisión en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  (trazando la región de foto-disociación) con contornos de la emisión en el continuo milimétrico (indicando material denso del medio) hacia la región HII RCW 79 (Zavagno et al., 2006). La presencia de condensaciones sobre el borde de la región HII es prueba de que podría estar actuando el mecanismo de “collect and collapse”. *Derecha:* glóbulo cometario con los característicos bordes brillantes. El mecanismo “radiation-driven implosion” lleva a que grumos densos del medio alcanzados por el frente de ionización de una región HII adquieran esta peculiar morfología. Créditos: Nordic Optical Telescope, La Palma.

Respecto de los RSNs, la posibilidad de que puedan inducir la formación estelar ha sido propuesta por primera vez por Opik (1953). El frente de choque de un remanente al impactar una nube molecular puede cambiar las condiciones del gas y volver los núcleos densos (formados a partir de las inhomogeneidades de densidad asociadas con la turbulencia) de estables a inestables. Sin embargo, dada la

capacidad destructiva de los fuertes frentes de choque asociados con RSNs, la posibilidad de inducir la formación estelar depende de condiciones específicas. Melioli et al. (2006) desarrollaron un modelo de interacción RSN-nube y establecieron que para que se dispare la formación estelar, el choque debe tener suficiente energía para inducir el colapso (es decir, la onda de choque debe viajar a lo largo de toda la nube antes de detenerse) pero a la vez el RSN debe estar lo suficientemente lejos para que no se produzca la dispersión de los grumos.

Desde el punto de vista observacional, la evidencia más fuerte de formación estelar posiblemente disparada por un remanente es el RSN G59.5+0.1. Xu & Wang (2012) identificaron candidatos a YSOs muy jóvenes (con edades entre  $5 \times 10^4$  y  $8 \times 10^4$  años) sobre el gas molecular chocado por este remanente. Según estos autores, es posible que el nacimiento de estas fuentes esté asociado con la expansión del RSN sobre el gas molecular. En nuestra Galaxia, se han encontrado otros sitios de formación estelar alrededor de RSNs pero en ningún caso se ha podido establecer con seguridad el rol jugado por el frente de choque del remanente como desencadenante del nacimiento de estrellas nuevas. Estos RSNs son: SgrD, W28 y G355.9-2.5 (Marquez-Lugo & Phillips, 2010), W30 (Ojeda-May et al., 2002), G54.4-0.3 (Junkes et al., 1992b), G357.7+0.3 (Phillips & Marquez-Lugo, 2010), IC443 (Xu et al., 2011) y G54.1+0.3 (Koo et al., 2008). Más aún, el Sistema Solar pudo haberse formado en el sitio de explosión de una SN (Vanhala & Boss, 2002). También se han identificado sitios de formación estelar asociados con RSNs en la Nube Menor de Magallanes (Gouliermis et al., 2008) y en la Nube Mayor de Magallanes (Desai et al., 2010).

En resumen, si bien los modelos de expansión de RSNs sobre nubes moleculares establecen la posibilidad de que los remanentes sean agentes desencadenantes de formación estelar, la evidencia empírica es aún pobre. La identificación y caracterización de nuevas regiones de formación estelar alrededor de RSNs posiblemente pueda aportar elementos que permitan resolver esta cuestión.



# Capítulo 3

## Procesos de emisión en el medio interestelar

En este Capítulo se estudian algunos mecanismos de emisión de la radiación relevantes para esta Tesis. Se obtienen las ecuaciones para el cálculo de parámetros del gas molecular y neutro y del polvo en nuestra Galaxia. Se analizan también la emisión infrarroja de objetos estelares jóvenes (YSOs) y algunos de los criterios utilizados para su identificación y clasificación. Se aborda la emisión térmica en la banda de radio de regiones de hidrógeno ionizado y la emisión de remanentes de supernova (RSNs) en ondas de radio y en rayos X.

### 3.1. Transporte de radiación

En esta Sección se estudia el transporte de radiación en el MIE para obtener las ecuaciones fundamentales que permiten estimar varios parámetros físicos del gas molecular y neutro en nuestra Galaxia. El desarrollo se basa en el presentado por Rohlfs & Wilson (1996).

Si se considera que por la superficie de un detector (ver Fig. 3.1) fluye una cantidad de energía  $dE$  proveniente de una fuente que subtiende un ángulo sólido  $d\Omega$ , la intensidad específica que se detecta en un intervalo de tiempo  $dt$  y en el rango de frecuencia  $d\nu$  está dada por:

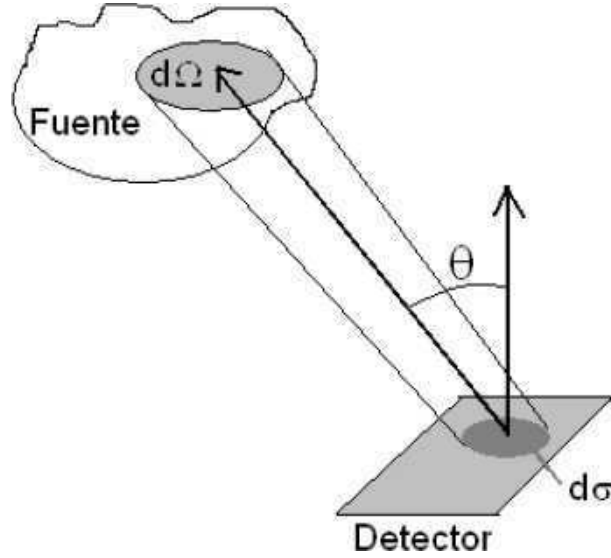
$$I_\nu = \frac{dE}{d\Omega \cos\theta d\sigma dt d\nu}. \quad (3.1.1)$$

A partir de esta cantidad, se define la densidad de flujo  $S_\nu$ :

$$S_\nu = \int_{Fuente} I_\nu(\theta, \phi) \cos\theta d\Omega. \quad (3.1.2)$$

En radioastronomía esta cantidad suele tomar valores muy pequeños, por lo que se define una unidad para la densidad de flujo llamada Jansky (Jy), tal que  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ .

Cuando la radiación viaja desde la fuente al observador sufre cambios por eventuales absorciones y/o emisiones debidas al medio en el que ésta se propaga.



**Figura 3.1:** Representación esquemática de la fuente emisora y el detector.

El cambio en la intensidad de la radiación cuando atraviesa una sección de longitud  $ds$  está dado por la ecuación de transporte de radiación:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu, \quad (3.1.3)$$

donde  $\kappa_\nu$  es la opacidad y  $\epsilon_\nu$  la emisividad del medio. En función de la profundidad óptica  $\tau_\nu = \kappa_\nu ds$ , la ecuación anterior queda:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (3.1.4)$$

donde  $S_\nu$  es la función fuente. Bajo la aproximación de que existe equilibrio termodinámico local (ETL)<sup>1</sup> vale la ley de Kirchhoff:

$$\frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T), \quad (3.1.5)$$

donde  $B_\nu(T)$  es la función de Planck. Multiplicando la ecuación (3.1.4) por  $e^{-\tau_\nu}$  e integrando por partes bajo la aproximación de que la temperatura del medio es constante, se obtiene:

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s)} + B_\nu(T) [1 - e^{-\tau_\nu(s)}]. \quad (3.1.6)$$

Para frecuencias en la banda de radio, se cumple que  $h\nu \ll kT$ , por lo tanto la función de Planck tiende al límite de Rayleigh-Jeans:

$$B_\nu(T) \rightarrow \frac{2\nu^2}{c^2} kT. \quad (3.1.7)$$

<sup>1</sup>En una situación de ETL los mecanismos que pueblan niveles moleculares o atómicos ocurren a la misma frecuencia que los mecanismos que los despueblan, es decir, el enfriamiento equipara al calentamiento.

Esta relación establece que la temperatura de la fuente y la radiación que emite, son proporcionales, por lo que es común en radioastronomía medir el brillo de una fuente extensa a través de su temperatura de brillo  $T_B$ , que no necesariamente coincide con la temperatura termodinámica  $T$  del sistema. La ecuación de transporte de radiación (3.1.6) puede escribirse en función de la temperatura de brillo, en cuyo caso toma la forma:

$$T_B(s) = T_B(0)e^{-\tau_\nu(s)} + T [1 - e^{-\tau_\nu(s)}], \quad (3.1.8)$$

donde  $T_B(0)$  es la temperatura de brillo del fondo. De esta última expresión se desprenden dos casos límite:

- Medio ópticamente delgado ( $\tau \ll 1$ ). En este caso, la intensidad del fondo se observa sin atenuación y la radiación recibida es la suma de la emitida por todas las capas del cuerpo emisor a lo largo de la visual. Por lo tanto,  $T_B = T_B(0) + \tau_\nu T$ .
- Medio ópticamente grueso ( $\tau \gg 1$ ). En este caso, se pierde la información del fondo y la radiación observada procede de una pequeña capa superficial del cuerpo emisor cuyo ancho es del orden del camino libre medio de los fotones. Por lo tanto,  $T_B = T$ .

En la ecuación de transporte de radiación (3.1.3), las propiedades del medio quedan determinadas por los coeficientes de emisión y de absorción, los cuales son parámetros macroscópicos. Una manera de relacionar estas propiedades con los procesos físicos responsables tanto de la emisión como de la absorción de radiación, consiste en escribir la ecuación de transporte en función de los coeficientes de Einstein. El caso más sencillo es aquel en que se tiene un átomo o molécula con dos niveles de energía  $E_u$  y  $E_l$ , poblados según la distribución de Boltzmann con una temperatura de excitación  $T_{ex}$ , tal que:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}}, \quad (3.1.9)$$

donde  $n$  y  $g$  son la densidad del estado y el peso estadístico del nivel, respectivamente y  $E_u - E_l = h\nu_0$ . Si el sistema se encuentra en estado estacionario, el número de fotones emitidos (por emisión espontánea y estimulada) y absorbidos es el mismo, por lo que se cumple que  $n_u A_{ul} + n_u B_{ul} U = n_l B_{lu}$ , donde  $A_{ul}$  es el coeficiente de emisión espontánea,  $B_{lu}$  es el coeficiente de absorción,  $B_{ul}$  es el coeficiente de emisión estimulada y  $U$  es la densidad de energía del campo de radiación. Cuando la intensidad  $I_\nu$  atraviesa un medio material de longitud  $ds$  sufre un cambio debido a los procesos de emisión espontánea, absorción y emisión estimulada. En régimen estacionario, se cumple que  $dE_e(\nu) + dE_s(\nu) - dE_a(\nu) = dI_\nu d\Omega dV dt$ , donde  $dE_e$ ,  $dE_s$  y  $dE_a$  son las energías emitida espontáneamente, emitida de forma estimulada y absorbida, respectivamente. Por lo tanto, en función de los coeficientes de Einstein, la ecuación de transporte queda:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\frac{h\nu_0}{c} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) I_\nu \varphi(\nu) + \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u A_{ul} \varphi(\nu), \quad (3.1.10)$$



donde  $\varphi(\nu)$  es el perfil de la línea<sup>2</sup>. Comparando esta ecuación con la (3.1.3), se obtienen los valores de  $\kappa_\nu$  y  $\epsilon_\nu$  en función de los coeficientes de Einstein. Por lo tanto, la opacidad está dada por:

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi} \frac{1}{\nu_0^2} \frac{g_u}{g_l} n_l A_{ul} \left(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}}\right) \varphi(\nu). \quad (3.1.11)$$

Definiendo la densidad de columna  $N$  como el número de partículas por unidad de área contenidas a lo largo de la línea de la visual, es posible hallar la densidad de columna del estado  $l$ , usando que  $N_l = \int n_l(s) ds$  y que  $\tau_\nu(s) = -\int_{\infty}^s \kappa_\nu(s') ds'$ . En radioastronomía los perfiles de línea espectral usualmente se expresan en función de las velocidades Doppler, por lo tanto  $d\tau(\nu) = -\kappa_\nu(s) ds$ . La densidad de columna puede entonces determinarse a partir de una integral en velocidad de la línea espectral:

$$N_l = 2.07 \times 10^3 \frac{g_l}{g_u} \nu^2 \frac{T_{ex}}{A_{ul}} \int \tau d\nu, \quad (3.1.12)$$

donde  $\nu$  se expresa en GHz y las velocidades en  $\text{km s}^{-1}$ .

En la ecuación anterior falta determinar la temperatura de excitación de la transición ( $T_{ex}$ ) y la profundidad óptica ( $\tau$ ). Para esto, se puede reescribir la ecuación (3.1.8) considerando la radiación de fondo con una temperatura  $T_{bg}$ :

$$T_B(\nu) = T_0 \left[ \frac{1}{e^{T_0/T_{ex}} - 1} - \frac{1}{e^{T_0/T_{bg}} - 1} \right] (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (3.1.13)$$

donde  $T_0 = h\nu_0/k$ . Si la transición es ópticamente gruesa ( $\tau \gg 1$ ), de la última ecuación puede obtenerse el valor de  $T_{ex}$ :

$$T_{ex} = \frac{T_0}{\ln \left( 1 + \frac{T_0}{T_B + \beta} \right)}, \quad (3.1.14)$$

donde  $\beta = T_0/(e^{T_0/T_{bg}} - 1)$  y todas las temperaturas están expresadas en K. Si la transición es ópticamente delgada, puede despejarse de (3.1.13) la profundidad óptica:

$$\tau_\nu = -\ln \left[ 1 - \frac{T_B}{T_0} \frac{1}{\left[ \exp \left( \frac{T_0}{T_B} \right) - 1 \right]^{-1} - \frac{\beta}{T_0}} \right]. \quad (3.1.15)$$

Dada la importancia de la molécula de CO en la caracterización del MIE, en la siguiente sección se obtienen las ecuaciones para el cálculo de la densidad de columna y masa de CO a partir del formalismo anterior.

<sup>2</sup>Se considera que los procesos de emisión y absorción tienen el mismo perfil de línea, es decir  $\varphi_a = \varphi_e = \varphi$ .

## 3.2. Emisión de líneas moleculares

Debido a que en las nubes moleculares las temperaturas son típicamente de algunas decenas de Kelvin (ver Cap. 1), con las energías disponibles sólo se excitarán transiciones rotacionales. Dichas transiciones se deben a cambios en el vector momento dipolar, por lo tanto las moléculas que carecen de momento dipolar permanente (por ejemplo, las moléculas de  $\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ), no pueden emitir fotones en transiciones puramente rotacionales. Este es el motivo por el cual el  $\text{H}_2$ , siendo la componente principal de las nubes moleculares, es muy difícil de detectar. Sólo en regiones de elevada temperatura, como por ejemplo regiones afectadas por choques donde pueden alcanzarse temperaturas del orden de  $10^3$  K (tales como regiones de formación estelar o frentes de choque de RSNs interaccionando con el MIE), puede excitarse la molécula de  $\text{H}_2$  en sus modos vibracionales y ser detectada en el infrarrojo.

Históricamente el estudio del  $\text{H}_2$  en nuestra Galaxia ha sido realizado a partir de observaciones de la molécula de CO, la siguiente en abundancia. Es una molécula resistente a los procesos disociativos, con una energía de disociación de 11.2 eV, por lo que puede sobrevivir en las regiones relativamente densas de las nubes moleculares donde la radiación UV no logra penetrar sustancialmente. La temperatura característica de sus transiciones rotacionales de bajo número cuántico es del orden de la temperatura cinética típica de las nubes moleculares ( $\sim 10$  K). Por ejemplo, para la transición  $J=1-0$  del  $^{12}\text{CO}$ ,  $T_{ex} \sim 5.53$  K. Por lo tanto, la energía cinética disponible en las colisiones es suficiente para poblar los niveles rotacionales más bajos de la molécula. Si bien el CO posee un momento dipolar eléctrico permanente, éste es pequeño, al igual que el coeficiente de emisión espontánea  $A_{ul}$ . Si se considera la molécula como un dipolo eléctrico rotante, entonces el coeficiente de emisión de Einstein es  $A_J = 1.165 \times 10^{-11} \mu^2 \nu^3 (J+1) / (2J+3) \text{ s}^{-1}$ , para la transición  $J+1 \rightarrow J$ , siendo  $\mu$  el momento dipolar permanente medido en Debyes y  $\nu$  la frecuencia de la transición en GHz. Para la transición  $J=1-0$ ,  $A \sim 7.4 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ , lo cual implica que el tiempo medio entre transiciones espontáneas es del orden del año, por lo que las transiciones se termalizan fácilmente para las densidades típicas de las nubes moleculares. En otras palabras, la población de los niveles rotacionales del CO está gobernada por colisiones con las moléculas de  $\text{H}_2$  y no por la radiación. Por este motivo, el CO es un excelente trazador del  $\text{H}_2$ .

Utilizando la molécula de CO y sus isótopos, es posible estimar la densidad de columna del  $\text{H}_2$  y a partir de ésta, la masa y densidad de nubes moleculares, bajo la aproximación de que todos los isótopos están termalizados a la misma temperatura. Dado que la transición  $J=1-0$  del  $^{12}\text{CO}$  ( $\nu_0 = 115$  GHz y  $T_0 = 5.5$  K) es ópticamente gruesa, puede estimarse  $T_{ex}$  a partir de la ecuación (3.1.14):

$$T_{ex} = \frac{5.5}{\ln \left( 1 + \frac{5.5}{T_B + 0.82} \right)}, \quad (3.2.1)$$

donde  $T_B$  es la temperatura de brillo de la línea.

Como la transición del  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  ( $\nu_0 = 110$  GHz y  $T_0 = 5.3$  K) es óptica-

mente delgada, la profundidad óptica se obtiene de la ecuación (3.1.15):

$$\tau_{13} = -\ln \left[ 1 - \frac{T_B}{5.3 \left( e^{-\frac{5.3}{kT_{ex}}} - 0.16 \right)} \right]. \quad (3.2.2)$$

Por su parte, la densidad de columna del  $^{13}\text{CO}$  se obtiene de la ecuación (3.1.12). Por lo tanto, para obtener la densidad de columna se debe integrar la profundidad óptica en el ancho en velocidad de la línea:

$$N(^{13}\text{CO}_{1-0}) = 2.6 \times 10^{14} \frac{T_{ex} + 0.8}{1 - e^{-5.3/T_{ex}}} \int_{v_1}^{v_2} \tau_{13} dv \text{ cm}^{-2}. \quad (3.2.3)$$

Como la línea es ópticamente delgada, vale la aproximación:

$$\int \tau_{13} dv \sim \frac{1}{J(T_{ex}) - J(T_{bg})} \int_{v_1}^{v_2} T_B dv, \quad (3.2.4)$$

donde

$$J(T) = \frac{h\nu_0/k}{\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1}. \quad (3.2.5)$$

$T_B$  y  $T_{bg} = 2.7 \text{ K}$  son las temperaturas de brillo de la línea y del fondo, respectivamente. Por lo tanto, la densidad de columna se obtiene integrando la temperatura de brillo de la transición a lo largo de la línea de emisión, es decir en el intervalo  $\Delta v = v_2 - v_1$ .

A partir de la densidad de columna del CO, se puede estimar la densidad de columna del  $\text{H}_2$  suponiendo una relación de abundancia entre ambas especies. En esta tesis, se tomará el valor de Simon et al. (2001):  $N(\text{H}_2)/N(^{13}\text{CO}) \sim 5 \times 10^5$ . La masa de la nube molecular ( $M$ ) se calcula como el producto entre el número total de moléculas de  $\text{H}_2$  y la masa media de cada molécula. El número total de moléculas es  $N(\text{H}_2) \times A$ , donde  $A$  es el área de la nube, por lo tanto:

$$M = \mu m_H N(\text{H}_2) A, \quad (3.2.6)$$

donde  $m_H$  es la masa del hidrógeno y  $\mu$  es la masa molecular media. Tomando una abundancia de helio de 25 % ( $\mu = 2.8$ ), la ecuación anterior queda:

$$M[\text{H}_2] \sim 2.2 \times 10^{-20} \left[ \frac{N(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-2}} \right] \left( \frac{A}{\text{sr}} \right) \left( \frac{d}{\text{pc}} \right)^2 M_\odot. \quad (3.2.7)$$

Es preciso mencionar que la aproximación de equilibrio termodinámico local (ETL) lleva a una sobrestimación de la densidad de columna real de CO (Rohlfs & Wilson, 1996). La elección de la geometría de la nube también agrega incerteza en la estimación ya que sólo puede conocerse la forma que proyecta la nube molecular en el plano del cielo. Finalmente, una de las mayores fuentes de error en la masa de nubes moleculares proviene del error en la distancia. Teniendo en cuenta estos factores, la masa de nubes moleculares presenta errores que pueden ser mayores al 50 %. No obstante estas cuestiones, la estimación de la densidad de columna de  $\text{H}_2$  a partir de la aproximación de ETL de la molécula de CO sigue siendo el mejor método para el estudio de las propiedades físicas de las nubes moleculares.

### Densidades de columna de otras moléculas

Siguiendo un desarrollo similar es posible estimar la densidad de columna de otros isótopos del CO y de otras moléculas a partir de sus transiciones rotacionales. Por ejemplo, para la transición ópticamente gruesa  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 ( $\nu_0 = 345.796$  GHz,  $T_0 = 16.6$  K), la temperatura de excitación puede estimarse a partir de la ecuación (3.1.14) como:

$$T_{ex}(3 \rightarrow 2) = \frac{16.6 \text{ K}}{\ln \left( 1 + \frac{16.6 \text{ K}}{T(^{12}\text{CO}) + 0.036 \text{ K}} \right)}, \quad (3.2.8)$$

donde  $T(^{12}\text{CO})$  es la temperatura de brillo del  $^{12}\text{CO}$ . A partir de esta transición, la densidad de columna del  $^{12}\text{CO}$  se calcula como:

$$N(^{12}\text{CO}_{3-2}) = 7.96 \times 10^{13} e^{16.6/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.92}{1 - e^{-16.6/T_{ex}}} \int \tau_{12} dv \quad (3.2.9)$$

A partir de la transición  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 ( $\nu_0 = 330.588$  GHz,  $T_0 = 15.9$  K), la densidad de columna del  $^{13}\text{CO}$  se calcula como:

$$N(^{13}\text{CO}_{3-2}) = 8.28 \times 10^{13} e^{15.9/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.88}{1 - e^{-15.9/T_{ex}}} \int \tau_{13} dv. \quad (3.2.10)$$

De manera similar, se obtienen las densidades de columna del CS J=7-6 ( $\nu_0 = 342.883$  GHz,  $T_0 = 16.45$  K) y del  $\text{HCO}^+$  J=4-3 ( $\nu_0 = 356.734$  GHz,  $T_0 = 17.12$  K) a partir de las ecuaciones:

$$N(\text{CS}_{7-6}) = 2.54 \times 10^{11} e^{49.4/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.56}{1 - e^{-16.45/T_{ex}}} \int \tau_{CS} dv \quad (3.2.11)$$

y

$$N(\text{HCO}_{4-3}^+) = 5.85 \times 10^{10} e^{25.7/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.71}{1 - e^{-17.12/T_{ex}}} \int \tau_{\text{HCO}^+} dv. \quad (3.2.12)$$

Si la transición considerada es ópticamente delgada ( $\tau \ll 1$ ), las integrales pueden resolverse utilizando la aproximación de la ecuación (3.2.4). Por su parte, si la transición considerada es ópticamente gruesa ( $\tau \geq 1$ ), se puede utilizar la siguiente aproximación en la integral:

$$\int \tau dv = \frac{1}{J(T_{ex}) - J(T_{bg})} \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \int T_B dv, \quad (3.2.13)$$

con  $J(T)$  definido en la ecuación (3.2.5).

### 3.3. Emisión del hidrógeno neutro

El análisis de la distribución del HI en la Galaxia se realiza a través de su emisión en la longitud de onda de 21 cm, la primera línea detectada en longitudes de onda de radio. Esta línea es el resultado de una transición entre los dos niveles de la estructura hiperfina del estado fundamental del hidrógeno. En el estado

de mayor energía ( $F=1$ ), los momentos magnéticos del electrón y del protón son paralelos mientras que en el estado menos energético ( $F=0$ ), se encuentran alineados de forma antiparalela. El coeficiente de emisión espontánea de Einstein es  $A \sim 2.78 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ . En otras palabras, la vida media del estado  $F=1$  es de  $\sim 11$  millones de años. Sin embargo, debido a las colisiones entre átomos, se produce un cambio en el spin cada  $\sim 300 - 400$  años (Rohlfs & Wilson, 1996). La población de los estados queda definida por una distribución de Boltzmann caracterizada por una temperatura de excitación, llamada temperatura de spin ( $T_S$ ). Dado que el tiempo medio entre colisiones es mucho menor que el tiempo medio de decaimiento, las colisiones pueden mantener el equilibrio termodinámico local (ETL) y la temperatura de excitación de la transición es del orden de la temperatura cinética del gas ( $T_S \sim T_k \sim 100 \text{ K}$ ). Dado que  $T_0 = h\nu_0/k \sim 0.07 \text{ K} \ll T_S$ , la exponencial de la ecuación (3.1.11) puede reemplazarse por los dos primeros términos del desarrollo. Si además se define  $n_H = n_0 + n_1 = 4n_0$ , entonces se obtiene una expresión para la opacidad:

$$\kappa_\nu = \frac{3c^2}{32\pi} \frac{1}{\nu_{10}} A_{10} n_H \frac{k}{kT_S} \varphi(\nu). \quad (3.3.1)$$

Usando que  $d\tau_\nu = -k_\nu ds$ , se llega a:

$$\tau_\nu = \frac{N(HI)}{CT_S}, \quad (3.3.2)$$

donde  $C = 1.82 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} (\text{km/s})^{-1}$ .

La temperatura de brillo de la emisión está dada por la ecuación de transporte (3.1.8), en la cual puede despreciarse la radiación de fondo ya que  $T_B(0) \ll T_S \sim 100 \text{ K}$ :

$$T_B(s) \approx T_S (1 - e^{-\tau_\nu(s)}). \quad (3.3.3)$$

Los dos casos límite son:

- Medio ópticamente delgado ( $\tau \ll 1$ ). En este caso, todos los fotones emitidos se escapan de la nube sin ser absorbidos y el número de fotones detectados es una medida directa de la densidad de columna del HI. Desarrollando la ecuación (3.3.3), se obtiene  $T_B \approx T_S \tau = N_{HI}/C$ , y combinando las ecuaciones (3.3.2) y (3.3.3), se llega a:

$$N(HI) = 1.82 \times 10^{18} \int_{v_1}^{v_2} T_B dv \text{ cm}^{-2}, \quad (3.3.4)$$

donde las velocidades están expresadas en  $\text{km s}^{-1}$ . Finalmente, la masa de HI de la nube está dada por:

$$M(HI) = 7.2 \times 10^{-21} \left[ \frac{N(HI)}{\text{cm}^{-2}} \right] \left( \frac{A}{\text{sr}} \right) \left( \frac{d}{pc} \right)^2 M_\odot. \quad (3.3.5)$$

- Medio ópticamente grueso ( $\tau \gg 1$ ). En este caso, los fotones emitidos desde el interior de la nube son absorbidos por el gas más externo. Solamente los fotones emitidos dentro de una capa con un espesor del orden de  $\tau \lesssim 1$  escapan de la nube. La temperatura de brillo en este caso resulta independiente de la densidad de columna y vale  $T_B = T_S$ .

## 3.4. Radiación debida al polvo interestelar

### 3.4.1. Extinción

La atenuación de la radiación que atraviesa una nube se debe a dos fenómenos: la absorción y la dispersión de fotones por los granos de polvo. La suma de estos dos procesos se llama extinción y depende del tamaño, composición y forma de los granos y de la longitud de onda de la radiación incidente. La extinción  $A_\lambda$  se expresa como el cociente entre los flujos emergente ( $I(\lambda)$ ) e incidente ( $I_0(\lambda)$ ):

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\tau_\lambda}, \quad (3.4.1)$$

donde  $\tau_\lambda = 0.921A_\lambda$  es la profundidad óptica y  $A_\lambda$  está expresada en magnitudes. Tradicionalmente, la curva de extinción  $A_\lambda = f(\lambda)$  (es decir, la extinción para distintas longitudes de onda) se obtiene comparando los espectros de dos estrellas del mismo tipo espectral, una de ellas “limpia” y la otra absorbida por el polvo en la línea de la visual. En la banda infrarroja del espectro, la curva de extinción se normaliza definiendo el exceso de color  $E(B - V) = A_B - A_V$ , siendo  $A_B$  y  $A_V$  las absorciones (expresadas en magnitudes) en las bandas azul (B, 4400 Å) y visual (V, 5500 Å). Se define además el parámetro  $R_V = A_V/[E(B - V)]$ , el cual suele tomar valores entre 2 y 6, que tradicionalmente se le asigna el valor de 3.1 para el medio difuso y 5 para las nubes moleculares (Lequeux, 2005).

Existe una fuerte correlación entre la extinción y la densidad de columna total de hidrógeno ( $N(H)$ ) presente en la línea de la visual entre la fuente y el observador. Bohlin et al. (1978) obtuvieron la relación clásica entre ambas cantidades en el MIE difuso ( $R_V = 3.1$ ), a partir de las líneas Ly $\alpha$  del HI y Lyman-Werner del H<sub>2</sub>:

$$A_V \sim 5.35 \times 10^{-22} N(H) \text{ mag cm}^2. \quad (3.4.2)$$

Por su parte, Frerking et al. (1982) obtienen una relación similar entre la densidad de columna de H<sub>2</sub> y  $A_v$  para nubes moleculares:

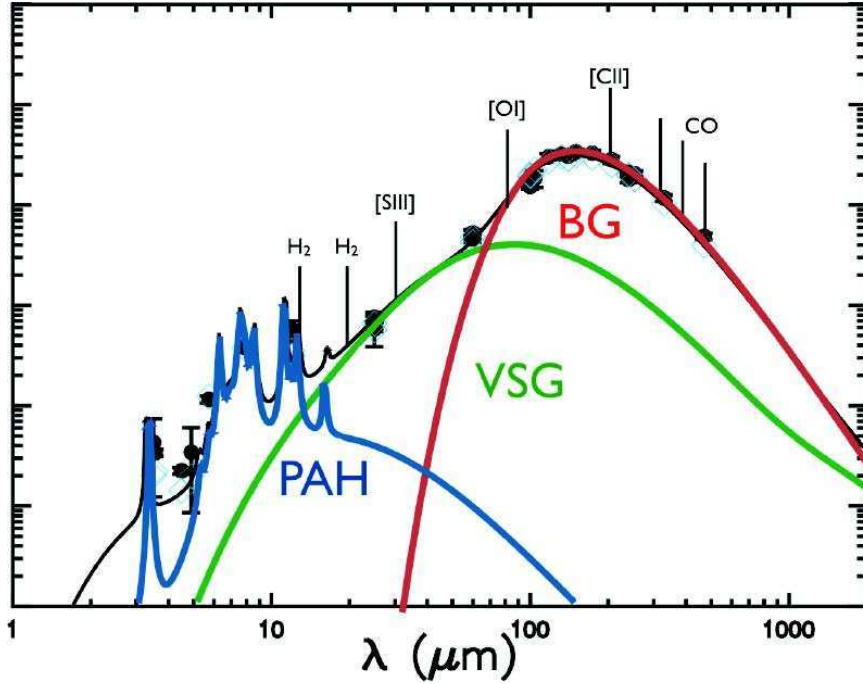
$$A_V \sim 1.06 \times 10^{-21} N(H_2) \text{ mag cm}^2. \quad (3.4.3)$$

### 3.4.2. Emisión

El polvo del MIE se calienta al absorber fotones del campo de radiación. Aún cuando existen otros mecanismos de calentamiento (a través de colisiones y absorción de energía de las reacciones químicas exotérmicas en su superficie), debido a la gran densidad de energía del campo estelar ( $\sim 0.5 \text{ eV cm}^{-3}$ ) y la alta opacidad del polvo, la absorción de radiación es el mecanismo dominante.

El grano calentado re-irradia la energía absorbida como radiación continua térmica en el infrarrojo. Un modelo simplificado para la emisión infrarroja debida al polvo incluye las siguientes componentes (Reach & Rho, 1998): granos grandes ( $\gtrsim 100 \text{ \AA}$ ) en equilibrio con el campo de radiación, que dominan la emisión en el infrarrojo lejano ( $\lambda > 100 \text{ \mu m}$ ); granos muy pequeños ( $20 - 30 \text{ \AA}$ ) fuera del equilibrio y calentados en forma estocástica, con emisión intensa entre  $30$  y  $80 \text{ \mu m}$ ; e hidrocarburos policíclicos aromáticos (PAHs), responsables de la emisión en el

infrarrojo cercano y medio. La Fig. 3.2 muestra el espectro infrarrojo característico de una región de foto-disociación, donde se indican las contribuciones de las tres componentes principales del polvo.



**Figura 3.2:** Espectro de emisión característico de una región de foto-disociación. Los PAHs emiten mayormente en el infrarrojo cercano y medio. Los granos de polvo muy pequeños (VSG) y granos grandes (BG) dominan la emisión del continuo en el lejano infrarrojo. Además de la emisión del polvo, se observan varias líneas. Imagen tomada de Joblin (2012).

*Granos grandes en equilibrio térmico.* Un grano esférico de radio  $a$  en un campo de radiación con densidad de energía  $u_\nu$  absorbe una energía total por unidad de tiempo dada por:

$$W_{abs} = c\pi a^2 \int_0^\infty u_\nu Q_a(\nu) d\nu, \quad (3.4.4)$$

donde  $Q_a$  es la eficiencia de absorción. Por su parte, la energía térmica ganada es re-emitida con una potencia dada por:

$$W_{em} = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_e(\nu) \pi B_\nu(T_d) d\nu, \quad (3.4.5)$$

donde  $4\pi a^2$  es el área de la superficie del grano y la integral es el espectro emitido, el cual es el de un cuerpo negro a la temperatura del polvo  $T_d$ , modificado por la eficiencia de emisión  $Q_e$ . En equilibrio térmico,  $W_a = W_e$  y a partir de esta igualdad es posible estimar la temperatura del grano. Dado que la absorción se

produce en su mayoría en el UV y la emisión en el infrarrojo lejano (FIR), el equilibrio térmico puede expresarse como:

$$cu_\nu \langle Q_{UV} \rangle \approx 4 \langle Q_{FIR} \rangle \sigma T_d^4, \quad (3.4.6)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann y  $\langle Q_{UV} \rangle$  y  $\langle Q_{FIR} \rangle$  son las eficiencias medias de absorción en el UV y emisión en el FIR, respectivamente. En general,  $\langle Q_{FIR} \rangle \propto \lambda^{-\beta}$ , con  $\beta = 1$  para absorbentes débiles y  $\beta = 2$  para un absorbente fuerte. Las temperaturas de polvo obtenidas suelen ser  $T_d \sim 20$  K para el polvo en equilibrio con el campo de radiación interestelar,  $T_d \sim 40 - 80$  K alrededor de estrellas en ambientes con abundante polvo (nebulosas de reflexión o regiones de formación estelar) y  $T_d \sim 600$  K cerca de estrellas tempranas. Dado que el espectro de emisión es el de un cuerpo negro modificado, la máxima emisión se obtiene para una longitud de onda ( $\lambda_{peak}$ ) dada por una ley de Wien modificada:

$$\lambda_{peak} \approx 3000 \left( \frac{5}{5 + \beta} \right) \frac{1}{T_d} \mu m. \quad (3.4.7)$$

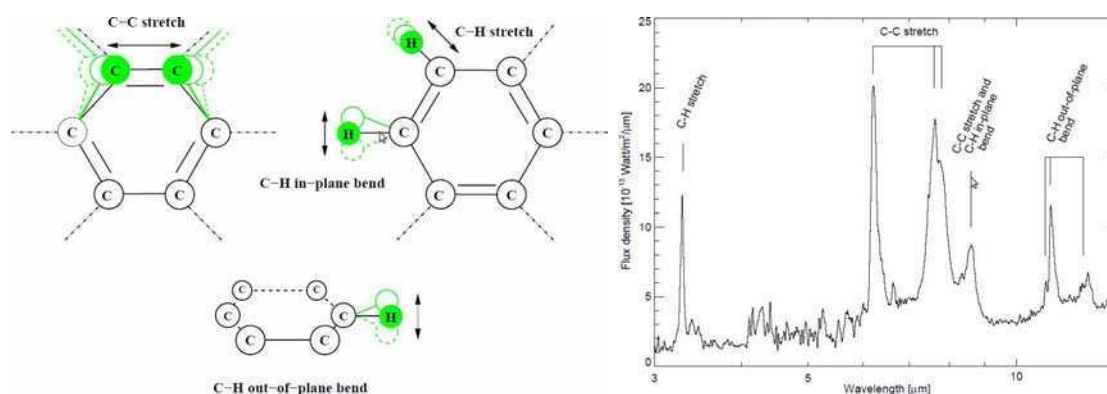
Para  $1 < \beta < 2$ , la ecuación anterior puede ser aproximada por  $\lambda_{peak} \approx 2300/T_d \mu m$ . Por lo tanto, para las temperaturas típicas del polvo en equilibrio con el campo de radiación del MIE ( $T_d \sim 20$  K), el máximo de emisión se da en longitudes de onda  $\gtrsim 100 \mu m$ .

*Granos pequeños fuera del equilibrio.* En este caso, el calentamiento por absorción de fotones UV es dependiente del tiempo. Los granos pequeños tienen capacidades caloríficas pequeñas y la absorción de un fotón UV lleva a un brusco aumento de temperatura seguido de un rápido enfriamiento. El grano permanece frío hasta tanto vuelva a absorber un fotón. Dado que el tiempo de enfriamiento es mucho menor que el tiempo entre dos absorciones, el polvo nunca llega al equilibrio con el campo de radiación y se dice que el calentamiento es estocástico. Mientras que los granos grandes en equilibrio con la radiación alcanzan temperaturas de  $20 - 50$  K e irradian en el infrarrojo lejano, los granos pequeños fuera del equilibrio pueden llegar instantáneamente a temperaturas de  $500 - 1000$  K e irradian la energía absorbida en el infrarrojo cercano y medio ( $1 - 10 \mu m$ ). Una clase particular de granos fuera del equilibrio son los *granos muy pequeños* (VSG, de sus iniciales en inglés). Sus temperaturas suelen ser de algunas decenas de grados y constituyen una clase intermedia entre el régimen de equilibrio (en el cual el enfriamiento de un grano entre la absorción de dos fotones es despreciable) y el régimen fuera de él (en el cual el grano se enfría completamente antes de absorber un nuevo fotón). Estos granos son responsables de la emisión en longitudes de onda entre las correspondientes a los PAHs y los granos grandes.

*Hidrocarburos aromáticos policíclicos.* La emisión infrarroja de los hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAHs) contribuye con una fracción importante de la emisión del polvo del MIE. Las condiciones más favorables para la excitación de los PAHs se dan en las zonas de interfase entre las regiones HII y las nubes moleculares (las regiones de foto-disociación o PDR, ver Sección 2.2). Estas macro-moléculas



son excitadas por fotones UV (e incluso ópticos), excepto donde los campos de radiación son muy intensos, en cuyo caso son destruidas. La emisión se asocia con varios modos vibracionales que dan como resultado un espectro característico en el infrarrojo cercano y medio, tal como se esquematiza en la Fig. 3.3. La banda de  $3.3 \mu\text{m}$  se debe al estiramiento (*stretching*) de un grupo C-H ligado a un anillo aromático. Las bandas de  $6.2$  y  $6.7 \mu\text{m}$  se producen por estiramiento de un grupo C-C. La banda de  $8.6 \mu\text{m}$  es debida a la torsión (*bending*) de un grupo C-H moviéndose en el plano del anillo aromático al cual está ligado. Finalmente, las bandas de  $11.3$  y  $12.7 \mu\text{m}$  se producen por la torsión del C-H ligado perpendicular al plano del anillo aromático.



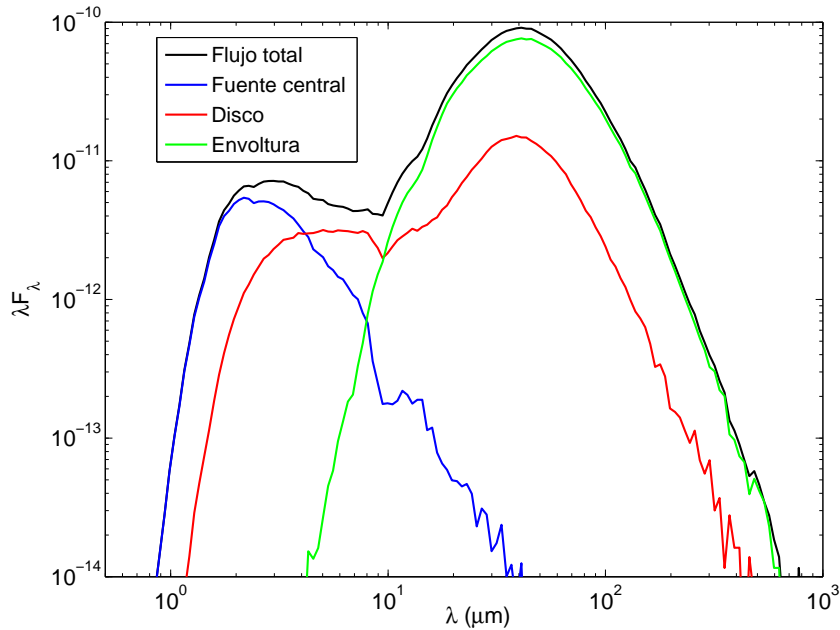
**Figura 3.3:** Modos vibracionales de los PAHs (*izquierda*) y las bandas infrarrojas asociadas (*derecha*). Imágenes tomadas de Peeters (2002).

El satélite espacial *Spitzer* ha sido equipado con la cámara IRAC que adquiere imágenes en el infrarrojo cercano y medio, en las bandas de  $3.6$ ,  $4.5$ ,  $5.8$  y  $8.0 \mu\text{m}$ . Estas bandas resultan muy útiles para la detección de los PAHs. En línea general, las fuentes más brillantes en  $3.6 \mu\text{m}$  son estrellas, aunque esta banda también puede tener una pequeña contribución de los PAH en  $3.3 \mu\text{m}$  o radiación estelar dispersada. La banda de  $4.5 \mu\text{m}$  no contiene PAHs y muestra la emisión en las líneas  $\text{Br}\alpha$  y  $\text{P}\beta$  de regiones HII,  $\text{H}_2 \nu = 0 - 0, S(9), S(10), S(11)$  y la línea rotovibracional del CO chocado ( $\nu = 1 - 0$ ) en  $4.665 \mu\text{m}$ . La banda de  $5.8 \mu\text{m}$  contiene emisión intensa de los PAH en  $6.2 \mu\text{m}$ . Finalmente, la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  contiene emisión intensa de los PAHs en  $7.7$  y  $8.6 \mu\text{m}$ . Teniendo en cuenta que los PAHs son destruidos dentro de las regiones HII y excitados en las PDRs, la emisión en el infrarrojo medio es un excelente trazador de la zona de interfase entre el gas ionizado y el gas molecular circundante.

### 3.5. Emisión infrarroja de objetos estelares jóvenes

Los objetos estelares jóvenes (YSOs) emiten en la banda infrarroja del espectro debido a la gran cantidad de polvo presente en el material circumestelar que rodea a la protoestrella central. El flujo total del YSO incluye contribuciones de la

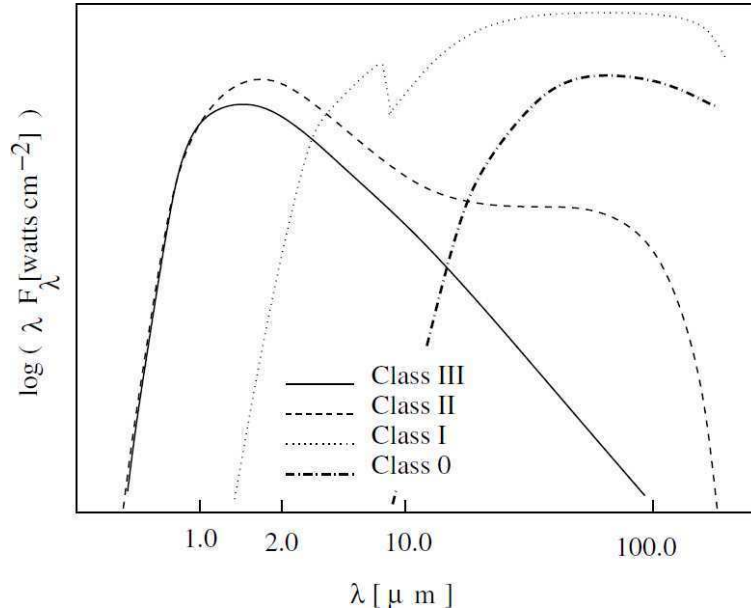
protoestrella central y un exceso infrarrojo debido a la emisión del polvo presente en el disco y/o en la envoltura circumstelares (Fig. 3.4). Dependiendo de la etapa evolutiva del YSO, el espectro se verá modificado según si prevalece la emisión del objeto central o de las componentes circumstelares.



**Figura 3.4:** El flujo total del YSO contiene contribuciones de la radiación proveniente del objeto central, del disco y de la envoltura. El objeto central emite principalmente en el infrarrojo cercano y medio, mientras que el material circumstelar (disco y envoltura) emite en el infrarrojo medio y lejano.

Lada & Wilking (1984) fueron los primeros en proponer una clasificación evolutiva de YSOs basada en su emisión continua en la banda infrarroja del espectro. Definiendo el índice espectral para el rango entre 2 y 25  $\mu\text{m}$  como  $\alpha = \Delta[\log(\lambda F_\lambda)]/\Delta[\log(\lambda)]$ , un objeto de clase I presenta  $\alpha > 0$ , uno de clase II  $-2 \leq \alpha \leq 0$  y uno de clase III  $\alpha < -2$  (Lada, 1987). Esta clasificación fue ampliada posteriormente por Andre et al. (1993), para incluir una clase 0 formada por los objetos más fríos y jóvenes, que no se detectan en longitudes de onda menores a 25  $\mu\text{m}$ . En la Fig. 3.5 se muestran las SEDs características de YSOs de distinta clase. Esta clasificación define un esquema evolutivo del tipo: clase 0  $\rightarrow$  clase I  $\rightarrow$  clase II  $\rightarrow$  clase III. Es preciso aclarar que la clasificación espectral de Lada (1987) fue desarrollada en base a la emisión infrarroja de estrellas con masas entre 0.2 y 2  $M_\odot$ , que incluye la mayoría de los YSOs de la Galaxia. Sin embargo, las estrellas en formación con masas fuera de este rango presentan un comportamiento espectral similar (Schulz, 2005).

En la Tabla 3.1 se resume la clasificación espectral de YSOs y su relación con su etapa evolutiva. Siguiendo a Andre & Montmerle (1994), la primera etapa evolutiva se asocia con la etapa de colapso del núcleo molecular, donde la protoestrella acumula una pequeña fracción de su masa final. Estos son los objetos de clase 0, en



**Figura 3.5:** Distribuciones espectrales de energía características de YSOs de clase 0, I, II y III.

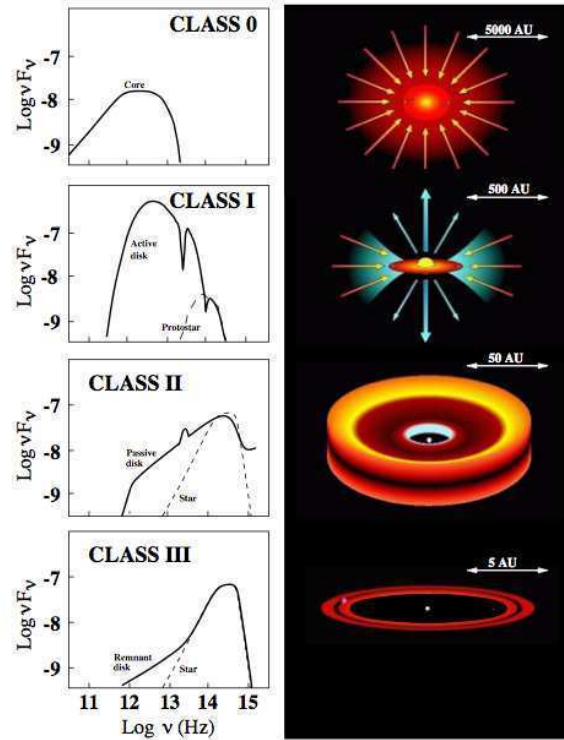
los cuales el flujo proviene totalmente de la envoltura y no presenta contribuciones del objeto central. Por este motivo, la distribución espectral de energía (SED) tiene un máximo en el infrarrojo lejano o submilimétrico. La duración típica de esta etapa es de  $\lesssim 10^4$  años. La etapa siguiente corresponde a los objetos de clase I. En este caso el núcleo central ha acumulado suficiente masa e ingresa en la etapa de acreción de material. La geometría del material en caída comienza a aplanarse, por lo que la radiación de la protoestrella logra penetrar parcialmente el material circunestelar. Sus espectros tienen máximos en el infrarrojo lejano y en algunos casos se puede detectar la emisión del disco circunestelar en el infrarrojo medio. Esta etapa tiene una duración típica de unos pocos  $10^5$  años.

**Tabla 3.1:** Clasificación infrarroja de YSOs y su relación con la etapa evolutiva.  $\dot{M}$  es la tasa de caída/acreción de masa de la protoestrella. Adaptado de Schulz (2005).

Etapa	Clase	$\dot{M}$ $M_{\odot}/\text{año}$	Edad años
Colapso	0	$10^{-4}$	$10^4 - 10^5$
Acreción	I	$10^{-5}$	$10^5$
Contracción	II	$10^{-6} - 10^{-7}$	$10^6 - 10^7$
	III	$< 10^{-7}$	$> 10^7$

Los objetos de clase II poseen SEDs compuestas por emisión de la protoestrella y del disco de gas y polvo, el cual acumula la mayor parte del material circunestelar. Los YSOs de clase II tienen edades de entre  $10^6$  años y  $\sim 10^7$  años. Eventualmente el YSO pierde gran parte del material circunestelar y la SED ad-

quiere una forma muy similar a la de una fotosfera estelar. Las estrellas con estas características se identifican con YSOs de clase III. Su transición a partir de los objetos de clase II suele ser muy breve y está definida por la dispersión del disco circumestelar. Estas estrellas tienen edades  $\gtrsim 10^7$  años. En la Fig. 3.6, se muestra una representación esquemática de la estructura y la SED (representada en función de la frecuencia de la radiación) de un YSO de clase 0, I, II y III.



**Figura 3.6:** Representación esquemática de la estructura y la SED de YSOs de clase 0, I, II y III en función de la frecuencia de la radiación. Imagen tomada de Isella (2006).

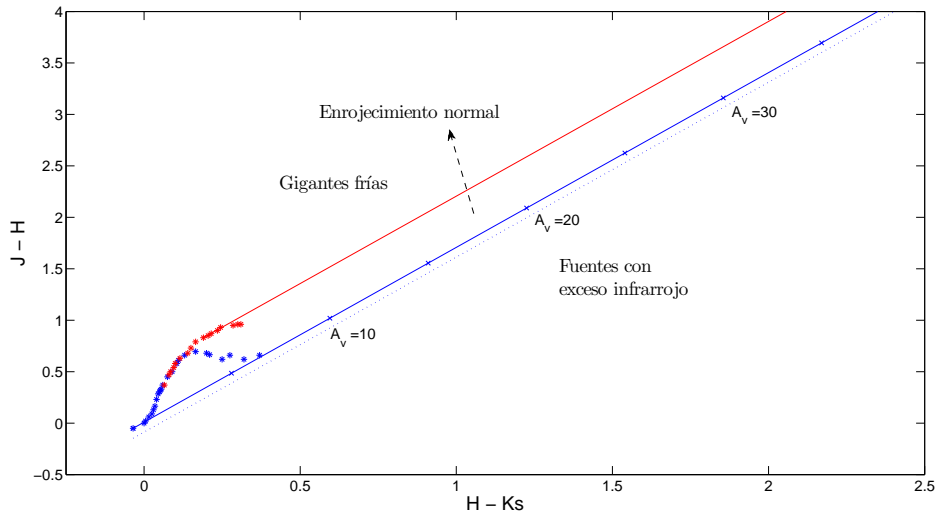
### 3.5.1. Criterios de identificación de YSOs a partir de la emisión infrarroja

En esta sección se presentan algunos criterios de identificación y clasificación de YSOs a partir de la emisión en la banda infrarroja del espectro.

*Exceso infrarrojo.* Como ya se mencionó, una característica distintiva de la emisión infrarroja de los YSOs es la presencia de un exceso infrarrojo debido al polvo del medio circumestelar. Dado que la absorción del MIE en la línea de la visual también produce enrojecimiento, es útil distinguir entre fuentes intrínsecamente enrojecidas (aquellas donde el enrojecimiento es local, es decir, producido por absorción propia de algún componente de la fuente misma) y fuentes externamente enrojecidas (aquellas donde la absorción es debida al MIE). Claramente, la gran cantidad de polvo presente en el disco de acreción y/o en la envoltura es una

fuente importante de enrojecimiento. Por este motivo, es de esperar que los YSOs sean fuentes intrínsecamente enrojecidas. A continuación se discutirá dos criterios de identificación de fuentes enrojecidas utilizando datos del Two Micron All Sky Survey (2MASS) y de *Spitzer*.

Utilizando el catálogo de fuentes puntuales del 2MASS en las bandas J ( $1.25 \mu\text{m}$ ), H ( $1.65 \mu\text{m}$ ) y Ks ( $2.17 \mu\text{m}$ ), es posible construir un diagrama color-color (CC) ( $J - H$ ) vs ( $H - Ks$ ) e identificar las regiones correspondientes a estrellas de secuencia principal y estrellas gigantes con absorción normal debida al MIE, como así también las fuentes con exceso infrarrojo intrínseco. En la Fig. 3.7, se muestra un diagrama CC con las regiones recién indicadas. Los asteriscos indican la posición de las estrellas de secuencia principal y de las estrellas gigantes, definida por Bessell & Brett (1988). Las líneas sólidas son vectores de enrojecimiento y delimitan la región de las estrellas normalmente enrojecidas por el MIE. Por encima de esta región se encuentran las estrellas gigantes frías, mientras que a la derecha se encuentran las fuentes con exceso infrarrojo (que incluyen a los YSOs). Hanson et al. (1997) definieron el parámetro  $q = (J - H) - 1.83 \times (H - Ks)$  como una medida de la “distancia” de una fuente al vector de enrojecimiento. Los candidatos a YSOs son las fuentes con exceso infrarrojo tal que  $q < -0.15$ .

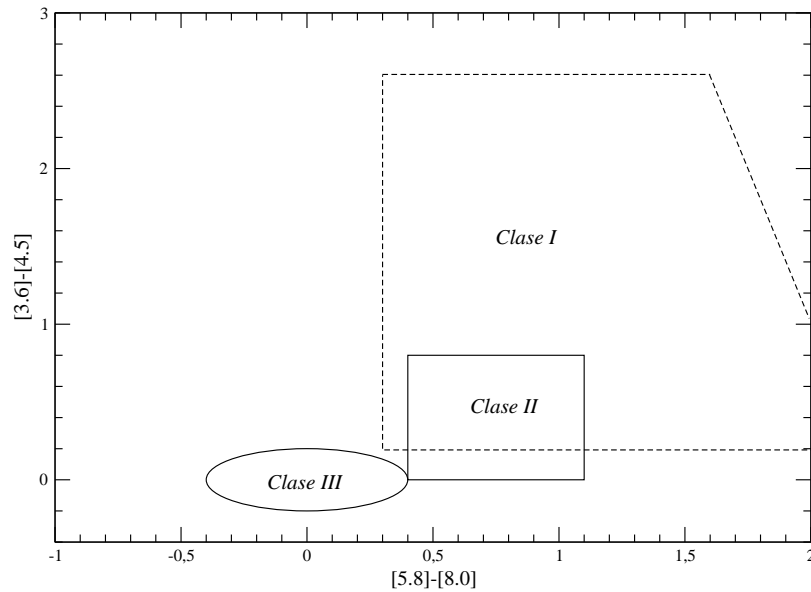


**Figura 3.7:** Diagrama CC ( $H - Ks$ ) vs ( $J - H$ ) en las bandas del 2MASS. Se indica la posición de las estrellas de secuencia principal (asteriscos azules) y de las gigantes rojas (asteriscos rojos), tomadas de Bessell & Brett (1988). Las líneas sólidas son los vectores de enrojecimiento y la línea punteada delimita la región de las fuentes con exceso infrarrojo según el criterio de Hanson et al. (1997).

Robitaille et al. (2008) proponen un método sencillo para identificar objetos intrínsecamente enrojecidos utilizando datos de *Spitzer* en las bandas de la cámara IRAC. Definiendo  $m_{4.5}$  y  $m_{8.0}$  como las magnitud en las banda de  $4.5 \mu\text{m}$  y  $8.0 \mu\text{m}$ , respectivamente, las fuentes con  $m_{4.5} - m_{8.0} \geq 1$  serían fuentes con exceso infrarrojo local y, por lo tanto, candidatos a YSOs. Esta elección se basa en que estrellas con  $m_{4.5} - m_{8.0} = 0 - 0.5$  requerirían absorciones del MIE de  $A_v \sim 200 - 100$  y

la mayoría de las fuentes del catálogo GLIMPSE<sup>3</sup> no presentan absorciones tan grandes. Este criterio de color corresponde a YSOs con índice espectral  $\alpha \geq -1.2$  y por lo tanto incluye a todas las fuentes de clase I ( $\alpha > 0$ ) y varias fuentes de clase II ( $-2 \leq \alpha \leq 0$ ). Sin embargo, las fuentes enrojecidas seleccionadas también pueden incluir nebulosas planetarias, estrellas AGB y galaxias de fondo. Las nebulosas planetarias representarían no más del 2.4 % de las fuentes según el criterio de color y además son las fuentes más enrojecidas. Las galaxias no superan el 0.4 % de la muestra y las estrellas AGB rondan el 20 %, pudiendo ser identificadas a partir de la emisión en  $24 \mu\text{m}$ .

*Criterio de Allen.* En el trabajo de Allen et al. (2004) se presenta una interpretación de los colores de los YSOs en las bandas de *Spitzer*-IRAC y sus posiciones en un diagrama color-color [3.6]–[4.5] vs [5.8]–[8.0]. Para esto, los autores construyeron una grilla de modelos de distribución espectral de energía (SED) de YSOs, utilizando un rango de parámetros característicos de objetos jóvenes en varias etapas de evolución. La SED obtenida es convolucionada con las respuestas de las bandas de IRAC, a partir de la cual se determina la posición de los YSOs en el diagrama color-color (ver Fig. 3.8).



**Figura 3.8:** Regiones definidas por Allen et al. (2004) características de los YSOs de clase I, II y III en un diagrama CC [3.6]–[4.5] vs [5.8]–[8.0] en las bandas de *Spitzer*-IRAC.

Las fuentes de clase II ocupan una región bien definida en el diagrama. El rango de colores [3.6]–[4.5] depende fundamentalmente de la tasa de acreción  $\dot{M}$  hacia la

<sup>3</sup>GLIMPSE es un relevamiento del plano galáctico realizado con la cámara IRAC a bordo de *Spitzer* (ver Cap. 4).

protoestrella central: a mayor  $\dot{M}$ , mayor emisión del disco, que se traduce en mayor enrojecimiento en [3.6]–[4.5]. Por otro lado, el rango de colores en [5.8]–[8.0] es determinado tanto por  $\dot{M}$  como por el tamaño de los granos de polvo. Para granos más chicos, la emisión del disco disminuye y el color en [5.8]–[8.0] se vuelve más azul. Respecto de las fuentes de clase I, éstas ocupan una región más dispersa en el diagrama color-color. Entre los parámetros que afectan los colores obtenidos, una mayor densidad de la envoltura implica un corrimiento de [3.6]–[4.5] hacia el rojo. Además, una envoltura masiva determina una mayor absorción de silicio en  $\sim 10 \mu\text{m}$ , la cual afecta la banda de IRAC de  $8.0 \mu\text{m}$ . El criterio de Allen et al. (2004) no permite identificar YSOs de clase 0 ya que los flujos de estas fuentes en el infrarrojo medio son inferiores a los límites de detección de los relevamientos del plano galáctico realizados por el telescopio *Spitzer*.

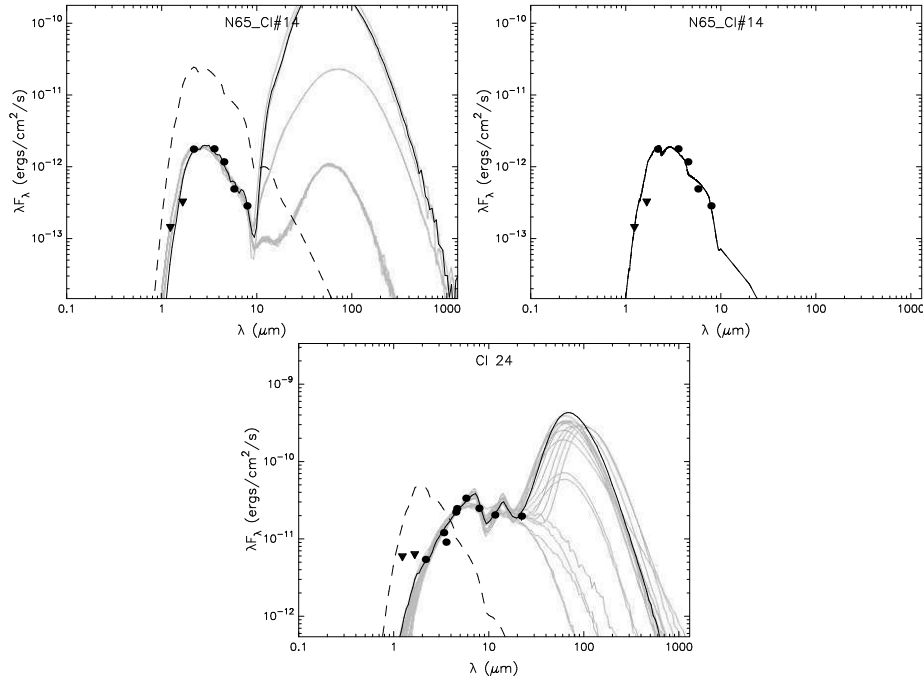
*Ajuste de la SED.* Robitaille et al. (2007) han desarrollado una herramienta disponible online<sup>4</sup> que permite obtener la SED de un YSO a partir de los flujos en al menos tres bandas desde el óptico hasta la banda milimétrica del espectro. Esta herramienta se basa en una grilla de más de 200 000 modelos de transporte de radiación de objetos jóvenes, que barren un amplio rango de parámetros físicos del sistema, tales como la masa, el radio y la temperatura del objeto central, la masa, el tamaño y la tasa de acreción del disco, la masa y la tasa de acreción de la envoltura (ver Robitaille et al. 2006 para una descripción de los parámetros de los modelos). El flujo total del YSO que se detecta es una combinación del flujo proveniente del objeto central, del disco y de la envoltura, atenuado por la extinción del MIE.

El ajuste se realiza ingresando los flujos disponibles de la fuente, junto con un rango de distancia a la fuente y un rango de absorción en el visual ( $A_v$ ). El criterio de ajuste se basa en la minimización del parámetro  $\chi^2$ , el cual permite obtener los modelos que mejor ajustan los flujos ingresados. Adicionalmente, se realiza un ajuste con un modelo de fotosfera estelar, que define un parámetro  $\chi_\star^2$  como estimación de la calidad del ajuste. Esto resulta útil para verificar si la fuente estudiada posee una SED compatible con la de una estrella en secuencia principal con absorción del MIE.

El ajuste de la SED presenta ciertas limitaciones a la hora de establecer la etapa evolutiva de una fuente candidata a YSO. Por un lado, dado que el disco y la envoltura alrededor del objeto central emiten principalmente en el infrarrojo lejano y el submilimétrico, es deseable contar con los flujos en estas bandas para discriminar si la fuente estudiada es efectivamente un YSO. En algunos casos, el ajuste de la SED únicamente con flujos en el infrarrojo cercano no permite discriminar la etapa evolutiva de la fuente ya que se obtienen ajustes aceptables tanto con modelos de YSO como con modelos de fotosfera. Esta situación se muestra en la Fig. 3.9. Por otro lado, los relevamientos públicos en el infrarrojo lejano y en el submilimétrico (por ejemplo, SCUBA o BOLOCAM) poseen una menor resolución angular respecto de las observaciones en el infrarrojo cercano y medio de 2MASS y *Spitzer*-IRAC. Por este motivo, es preciso analizar si los flujos en las longitudes

<sup>4</sup><http://caravan.astro.wisc.edu/protostars/>

de onda largas hacia una determinada fuente deben ser considerados como límites superiores ya que podrían incluir contribuciones de otras fuentes infrarrojas cercanas en el plano del cielo. En el trabajo de Grave & Kumar (2009) se analiza esta cuestión.



**Figura 3.9:** Ajuste de la SED de una fuente con los flujos en las bandas de 2MASS (1.25, 1.65 y 2.67  $\mu\text{m}$ ) y *Spitzer*-IRAC (3.6, 4.5, 5.8 y 8.0  $\mu\text{m}$ ) con modelos de YSO (arriba a la izquierda) y de fotosfera (arriba a la derecha). Los flujos en las bandas de 1.25 y 1.65  $\mu\text{m}$  son límites superiores. En este caso se obtienen ajustes aceptables con ambos modelos por lo que la etapa evolutiva de la fuente no puede ser bien determinada. En la figura de abajo se muestra el ajuste de la SED de una fuente con los flujos de 2MASS, *Spitzer*-IRAC y WISE (3.4, 4.6, 12.0 y 22.0  $\mu\text{m}$ ). La presencia de flujos en el infrarrojo medio permite confirmar la presencia de una envoltura y/o disco circunestelares, características distintivas de objetos estelares en formación. En las tres imágenes la línea negra representa el modelo que mejor ajusta (es decir, el modelo con el menor  $\chi^2$ ) y las líneas grises son los mejores modelos siguientes. La línea punteada muestra la fotosfera estelar de la fuente central del modelo que mejor ajusta, tal como se vería en ausencia de material circunestelar.

Robitaille et al. (2006) han definido una escala evolutiva de los YSOs en función de la masa del objeto central ( $M_\star$ ), la masa del disco ( $M_{disc}$ ), la masa de la envoltura ( $M_{env}$ ) y la tasa de acreción de la envoltura ( $\dot{M}_{env}$ ). Los YSOs de etapa 1 son aquellos con  $\dot{M}_{env}/M_\star > 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$ , es decir, protoestrellas con grandes tasas de acreción; los de etapa 2 son aquellos con  $\dot{M}_{disc}/M_\star > 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$  y  $\dot{M}_{env}/M_\star < 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$ , es decir, objetos jóvenes con discos prominentes; y los de etapa 3 cumplen que  $\dot{M}_{disc}/M_\star < 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$  y  $\dot{M}_{env}/M_\star < 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$ , es decir, fuentes más evolucionadas cuyo flujo es dominado por el objeto central y sólo han retenido poco material circunestelar. A diferencia de la clasificación de Lada (1987), la definición de las etapas evolutivas se basa en las propiedades físicas del



YSO y no en la pendiente de su SED. Sin embargo, para la mayoría de los modelos de la grilla, la clasificación de clases y etapas son equivalentes.

### 3.6. Emisión térmica de regiones de hidrógeno ionizado

La emisión en la banda de radio de una región HII es de origen térmico y es producida por el mecanismo de bremsstrahlung (también llamado emisión libre-libre), el cual se origina en la deflexión que sufren los electrones al interactuar con el campo de los iones. La potencia total emitida por los electrones está dada por:

$$4\pi\epsilon_\nu = \int_{b=0}^{\infty} \int_{v=0}^{\infty} W_\nu(v, b) N_\nu(v, b) dv db, \quad (3.6.1)$$

donde  $\epsilon_\nu$  es el coeficiente de emisión,  $W$  es la energía promedio emitida por unidad de frecuencia por cada interacción y  $N$  es el número de electrones que se acercan a un ion con parámetro de impacto entre  $b$  y  $b+db$  y velocidad entre  $v$  y  $v+dv$ . Para obtener una expresión de  $\epsilon_\nu$ , se asume que la distribución de velocidades de los electrones es maxwelliana. El coeficiente de absorción (u opacidad)  $\kappa_\nu$  se calcula a partir de la ley de Kirchhoff como

$$\kappa_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{B_\nu(T)}, \quad (3.6.2)$$

donde  $B_\nu$  es la función de Planck. A partir de aquí, se obtiene una expresión para la profundidad óptica, es decir, para la integral de la opacidad a lo largo de la línea de la visual (Rohlfs & Wilson, 1996):

$$\tau_\nu = \int_0^s \kappa_\nu ds \sim 8.235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{K}\right)^{-1.35} \left(\frac{\nu}{GHz}\right)^{-2.1} \left(\frac{EM}{cm^{-6}pc}\right), \quad (3.6.3)$$

donde  $T_e$  es la temperatura electrónica y  $EM$  es la medida de emisión, que se define como

$$EM = \int n_e^2 dV, \quad (3.6.4)$$

con  $n_e$  la densidad electrónica.

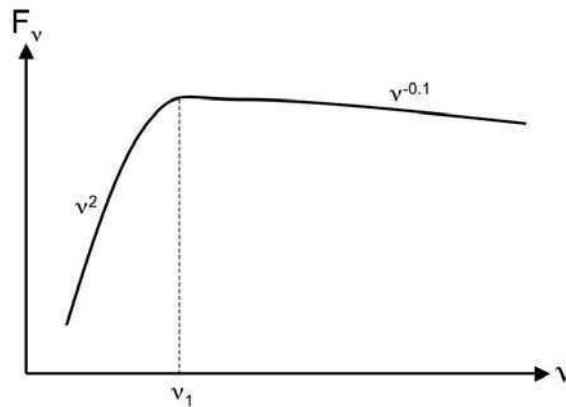
Para el caso de las regiones HII generalmente se considera que la densidad es constante y la ecuación (3.6.3) establece que para frecuencias lo suficientemente altas, tales que  $\tau_\nu \ll 1$  (régimen ópticamente delgado), la región HII es prácticamente transparente y la densidad de flujo  $S_\nu$  tiene la siguiente dependencia con la frecuencia:

$$S_\nu \propto \frac{2kT\nu^2}{c^2} \tau_\nu \propto \nu^{-0.1}. \quad (3.6.5)$$

En el límite de las bajas frecuencias ( $\tau_\nu \gg 1$  o régimen ópticamente grueso), la región HII es opaca y su espectro se aproxima al de un cuerpo negro con  $T \approx T_e \sim 10^4$  K. Por lo tanto, la densidad de flujo tiene una dependencia con la frecuencia del tipo

$$S_\nu \propto \nu^2. \quad (3.6.6)$$

En consecuencia, el espectro de una región HII presenta una frecuencia de quiebre tal que  $\tau_\nu = 1$  (Fig. 3.10). La emisión a bajas frecuencias sólo depende de  $T_e$ , mientras que la emisión a altas frecuencias depende también de  $EM$ . En general, esta frecuencia de quiebre suele ser baja. Para una región HII típica ( $T_e \sim 10^4$  K,  $n_e \sim 100 \text{ cm}^{-3}$  y  $r \sim 30 \text{ pc}$ ) se obtiene  $EM \sim 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$  y de la ecuación (3.6.3) con la condición  $\tau_\nu = 1$ , se obtiene  $\nu_1 \sim 600 \text{ MHz}$  ( $\lambda \sim 50 \text{ cm}$ ).



**Figura 3.10:** Espectro idealizado en la banda de radio de una región HII. Se indica la frecuencia de quiebre ( $\nu_1$ ) que separa los regímenes ópticamente grueso ( $\propto \nu^2$ ) y delgado ( $\propto \nu^{-0.1}$ ).

A partir de la densidad de flujo  $S_\nu$  del continuo de radio en alta frecuencia (para la cual  $\tau_\nu \gg 1$ ), es posible estimar la densidad electrónica  $n_e$  de la región HII, considerando que ésta es constante dentro de una esfera de radio  $R$  (Mezger & Henderson, 1967):

$$n_e[\text{cm}^{-3}] = 3.3 \times 10^2 \left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right)^{0.18} \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.05} \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^{-0.5} \left( \frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right)^{0.5} \left( \frac{R}{\text{arcmin}} \right)^{-1.5}. \quad (3.6.7)$$

Por su parte, la cantidad de fotones  $Q_\star$  necesarios para mantener el equilibrio de ionización en la región HII está dado por:

$$Q_\star = 0.76 \times 10^{47} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.45} \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.1} \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 \left( \frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right) \text{ fotones/s.} \quad (3.6.8)$$

El modelo de densidad constante reproduce aceptablemente el flujo en radio de regiones HII clásicas en las que existe un límite bien definido para la región emisora. Si se tiene en cuenta que la nebulosa posee gradientes de densidad, la dependencia del flujo en la banda de radio con la frecuencia en el régimen ópticamente grueso se aparta de la relación  $S_\nu \propto \nu^2$ . Por ejemplo, para el caso en que la densidad

electrónica tiene una dependencia con el radio del tipo  $n_e \propto r^{-2}$  y considerando que la región emisora se extiende desde el radio de la estrella central hasta el infinito, el flujo sigue una ley del tipo (Panagia & Felli, 1975):

$$S_\nu \propto \nu^{0.6}. \quad (3.6.9)$$

### Efectos de la presencia del viento estelar

Si además del gradiente de densidad se considera que la nebulosa se expande debido a la presencia de un viento estelar,  $n_e$  se relaciona con la tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ), con la velocidad del viento ( $v_\omega$ ) y con el radio  $r$ , según la ecuación:

$$n_e(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_\omega \mu m_H}, \quad (3.6.10)$$

donde  $\mu$  es la masa atómica media por cada electrón y  $m_H$  es la masa del átomo de hidrógeno. Teniendo en cuenta esto, la relación entre la emisión en radio en el entorno cercano de la estrella y los parámetros del viento está dada por (Blomme, 2011):

$$S_\nu [mJy] = 0.023 \frac{1}{D^2} \left( \frac{\dot{M}}{\mu v_\omega} \right)^{4/3} (g\gamma \bar{Z}^2 \nu [GHz])^{2/3}, \quad (3.6.11)$$

donde  $D$  es la distancia en kpc,  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa en unidades de  $10^{-6} M_\odot/\text{año}$ ,  $v_\omega$  está expresada en unidades de  $1000 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\gamma$  es el cociente entre la densidad de electrones y de iones,  $\bar{Z} = \frac{1+4\alpha_{He}}{1+\alpha_{He}}$  con  $\alpha_{He}$  igual a la abundancia de helio y  $g = 9.77 \left[ 1 + 0.13 \log_{10} \left( \frac{T^{3/2}}{Z\nu} \right) \right]$  es el factor de Gaunt, donde  $T$  es la temperatura del viento en K. El factor de Gaunt tiene una dependencia débil con la frecuencia y por lo tanto la emisión térmica del viento ionizado puede ser aproximada por  $S_\nu \propto \nu^{0.6}$ . La aproximación ópticamente gruesa es en general válida para valores característicos de viento estelar, donde la emisión de la nebulosa puede considerarse en este régimen para longitudes de onda menores a algunos micrones (Panagia & Felli, 1975).

## 3.7. Radiación proveniente de remanentes de supernova

Al explotar una estrella como SN, el material eyectado a alta velocidad crea una onda de choque que calienta el MIE hasta millones de grados y acelera partículas. El gas calentado emite rayos X térmicos por debajo de los 10 keV por el mecanismo de *bremsstrahlung térmico*, mientras que las partículas cargadas aceleradas producen emisión no térmica a lo largo de todo el espectro electromagnético (Decourchelle, 2008). El mecanismo responsable de la emisión no térmica en RSNs en las bandas de radio y rayos X es la radiación de sincrotrón, que se produce cuando los electrones acelerados en el frente de choque interactúan con el campo magnético del medio ambiente. Esta emisión está asociada con una población

de electrones con energías del orden de los GeV y TeV, que dan lugar a fotones en las bandas de radio y rayos X, respectivamente.

### 3.7.1. Radiación térmica

En la mayoría de los RSNs de tipo cáscara con emisión en rayos X, ésta es de origen térmico y es consecuencia del calentamiento del plasma a temperaturas de  $10^6 - 10^7$  K debido al paso del frente de choque en el MIE o a la propagación del choque inverso hacia el interior del RSN. El espectro es una combinación de emisión continua debida al mecanismo de bremsstrahlung y de emisión de líneas de especies atómicas altamente ionizadas. A partir del estudio del continuo es posible estimar varios parámetros del plasma, tales como la temperatura electrónica ( $T_e$ ) y la medida de emisión  $EM = \int n_e n_i dV = \int n_e^2 dV$ . La potencia total emitida por unidad de volumen se obtiene de:

$$\frac{dW}{dt dV} = 1.4 \times 10^{-27} Z^2 n_e n_i T_e^{1/2} \bar{g} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.7.1)$$

donde  $n_e$  y  $n_i$  son las densidades de electrones y de iones,  $T_e$  es la temperatura electrónica y  $\bar{g}$  es el factor de Gaunt. Por lo tanto, el ajuste de la pendiente de la emisión térmica continua en la banda de rayos X es una herramienta fundamental en el diagnóstico de los plasmas asociados con RSNs.

Luego del paso de la onda de choque, los átomos neutros que han sido chocados irán lentamente perdiendo sus electrones por colisiones con los electrones libres hasta tanto su estado de ionización esté en equilibrio colisional con la población de electrones. Sin embargo, debido a la baja densidad del plasma en RSNs, las colisiones ionizantes que sufren los iones son escasas y la escala de tiempo característica para establecer el equilibrio de ionización suele ser larga en comparación con su edad, encontrándose los remanentes jóvenes en un estado de no-equilibrio de ionización (NEI). En un plasma NEI, el estado de ionización es inferior al esperado en una situación de equilibrio colisional (CIE, de sus iniciales en inglés) y la fracción de átomos en un determinado estado de ionización  $F_i$  está dado por una ecuación diferencial del tipo:

$$\frac{1}{n_e} \frac{dF_i}{dt} = \alpha_{i-1}(T) F_{i-1} [\alpha_i(T) + R_{i-1}(T)] F_i + R_i(T) F_{i+1}, \quad (3.7.2)$$

donde  $\alpha_i$  es la tasa de ionización para el ion  $i$  y  $R_i$  es la tasa de recombinación. Para un plasma CIE se cumple que  $dF_i/dt = 0$ , mientras que para un plasma NEI,  $dF_i/dt \neq 0$  y las fracciones de ionización deben ser establecidas resolviendo un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas para todas las especies  $i$  en función del tiempo. El estado de ionización de un plasma suele cuantificarse con el parámetro de ionización  $\tau = n_e t$ , donde  $t$  es el tiempo transcurrido desde el paso de la onda de choque. Típicamente un RSN está en equilibrio colisional de ionización (CIE) cuando  $\tau \gtrsim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  (Masai, 1994). En general, los valores de  $\tau$  medidos a partir de observaciones espectroscópicas en rayos X se encuentran en el rango entre  $10^9$  y  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  (Vink, 2012).

Muchos RSNs presentan un centro lleno cuya emisión en rayos X también es de naturaleza térmica. En estos casos el origen de la emisión no ha sido firmemente establecido y se han propuesto varios modelos para explicarlo: conducción térmica (Cox et al., 1999), evaporación de grumos moleculares fríos que no fueron destruidos por el paso del frente de choque (White & Long, 1991) o efectos de proyección (Petruk, 2001).

### 3.7.2. Radiación de sincrotrón

Existen en el universo varias fuentes capaces de emitir radiación de sincrotrón. Este tipo de emisión es creada por una población no-térmica de electrones relativistas moviéndose en un campo magnético. Los RSNs de tipo cáscara presentan las condiciones óptimas para que se produzca ya que la onda de choque creada por la explosión es capaz de transferir eficientemente parte de su energía a los electrones del plasma y acelerarlos a muy altas velocidades como también comprimir las líneas de campo magnético. El espectro de la radiación de sincrotrón abarca desde las ondas de radio hasta los rayos X, siendo la emisión en la banda de radio la que caracteriza a un RSN. En algunos pocos remanentes, en la banda de rayos X la emisión no térmica de la cáscara domina completamente a la emisión térmica.

En presencia de un campo magnético  $B$ , un electrón con energía  $E$  irradia un espectro continuo con una dependencia en frecuencia del tipo  $\nu^{1/3}$ , hasta una frecuencia máxima dada por:

$$h\nu_{max}[keV] = 1.92 \left( \frac{E}{100 TeV} \right)^2 \left( \frac{B}{10 \mu G} \right). \quad (3.7.3)$$

La potencia total en un intervalo entre  $\nu$  y  $\nu + d\nu$  está dada por:

$$P(\nu)d\nu \approx 2.94 \times 10^{-22} B_{\perp} \left( \frac{\nu}{\nu_{max}} \right)^{1/2} e^{-\nu/\nu_{max}} d\nu \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}, \quad (3.7.4)$$

donde  $B_{\perp}$  es la componente del campo magnético perpendicular a la velocidad del electrón. Para obtener la distribución espectral de la radiación sincrotrónica de una población de electrones, hay que evaluar la emisividad por unidad de frecuencia, por unidad de volumen y de ángulo sólido:

$$\epsilon(\nu) = \int_E P(\nu, E) N(E) dE, \quad (3.7.5)$$

donde  $P(\nu, E)$  es la potencia total emitida por un electrón y  $N(E)dE$  es el número total de electrones por unidad de volumen y de ángulo sólido, moviéndose en dirección al observador con energía entre  $E$  y  $E + dE$ . Si la población de electrones sigue una ley de potencias del tipo

$$N(E)dE = K E^{-\delta} dE, \quad (3.7.6)$$

se define el índice  $\alpha$  como:

$$\alpha = \frac{1 - \delta}{2}. \quad (3.7.7)$$

Integrando la ecuación (3.7.5), se obtiene finalmente una expresión para el flujo  $S_\nu$  que tiene la siguiente dependencia con la frecuencia  $\nu$ :

$$S_\nu \propto \nu^\alpha. \quad (3.7.8)$$

En general, la aceleración de electrones en el choque de RSNs es el resultado del proceso de Fermi de primer orden (también llamado aceleración por choque difusivo), en el cual las partículas son aceleradas repetidamente hacia adelante y hacia atrás a través del frente de choque. Si el choque es isotrópico, es de esperar que la emisión presente un índice espectral  $\alpha = -0.5$  (Bell, 1978). Mediciones en la banda de radio del índice espectral de RSNs de tipo cáscara muestran que su valor medio es de  $\sim -0.55$  (Green, 2009), similar al predicho por el mecanismo de Fermi.

La existencia de radiación de sincrotrón en rayos X está asociada con el extremo más energético del espectro de energía de los electrones. En esta banda, es común caracterizar la emisión de sincrotrón a partir del índice fotónico  $\Gamma = 1 + \alpha$ , por lo que se espera obtener  $\Gamma \sim 1.5$ . Sin embargo, las observaciones de varios remanentes muestran que  $\Gamma \sim 2 - 3.5$ , lo cual se explica por la presencia de un quiebre en la distribución de energía entre la banda de radio y los rayos X. En consecuencia, el flujo no térmico en la banda de rayos X es menor al esperado por extrapolación de la emisión en radio. Existen tres mecanismos que podrían explicar dicho fenómeno (Reynolds & Keohane, 1999): el caso *limitado por pérdidas*, el caso *limitado por edad* y el caso *limitado por escape*. En el caso limitado por pérdidas, la emisión es debida a los electrones más cercanos al máximo de la distribución. Este máximo se da para energías para las cuales la aceleración ganada es comparable con las pérdidas radiativas por emisión de sincrotrón o Compton inverso. En el caso limitado por edad, la distribución de energía de los electrones puede presentar un quiebre si el choque no ha actuado por un tiempo suficiente para que los electrones adquieran las energías más altas. Finalmente, el caso limitado por escape es consecuencia de un cambio en el coeficiente de difusión que permite que las partículas más energéticas escapen del choque.

La radiación de sincrotrón no sólo está relacionada con la aceleración de los electrones en el frente de choque. La emisión de las nebulosas de viento de pulsares (NVPs) en la banda de radio y en rayos X se debe a radiación de sincrotrón de los electrones acelerados por el viento del púlsar cuando interactúan con el campo magnético ambiente. En la banda de radio, el índice espectral está comprendido entre  $-0.3 \lesssim \alpha \lesssim 0$ , por lo que estas nebulosas presentan un espectro más chato que el de los RSNs de tipo cáscara. En rayos X el índice fotónico encontrado a partir de observaciones de NVPs en nuestra Galaxia vale  $1 \lesssim \Gamma \lesssim 2$  (Kargaltsev & Pavlov, 2008).



# Capítulo 4

## Datos utilizados

Los datos utilizados en esta Tesis se obtuvieron a partir de observaciones propias, datos de archivo no publicados y relevamientos públicos. En este Capítulo se describen brevemente las principales características de los instrumentos utilizados para las observaciones y se listan los relevamientos públicos disponibles en la web.

### 4.1. El telescopio ASTE

El Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE, Ezawa et al. 2004) es un radiotelescopio que opera en la banda submilimétrica del espectro. El mismo consta de una antena de 10 metros de diámetro, ubicada en Pampa La Bola (Chile), a una altura de 4860 metros sobre el nivel del mar (Fig. 4.1). La resolución angular de la antena es de  $22''$  a 345 GHz. El rango de frecuencias en las que opera el telescopio se encuentra entre los 324 y los 370 GHz, permitiendo observar varias transiciones de distintas moléculas presentes en el MIE.



**Figura 4.1:** Imagen del Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE).



ASTE permite observar en los modos *position switching* y *on-the-fly* (OTF). En el primer modo, la fuente y el fondo se observan de manera alternada para eliminar la emisión atmosférica. Este modo es el más indicado para observaciones largas de apuntamientos individuales o para el muestreo de áreas pequeñas del cielo. En el modo OTF, el telescopio realiza una observación continua del cielo y es útil para observación de líneas intensas en grandes áreas del cielo. Una descripción detallada del instrumento se encuentra en <http://alma.mtk.nao.ac.jp/aste/>. En el Cap. 6 se detallan las observaciones obtenidas y el procesamiento de las mismas.

## 4.2. El Very Large Array

El arreglo interferométrico Very Large Array (VLA) está ubicado en Nuevo México (USA) y está formado por 27 antenas de 25 metros de diámetro cada una, dispuestas en forma de “Y” (Fig. 4.2). Este instrumento permite observar en el continuo de radio o en línea espectral para varios intervalos de frecuencia. En la Tabla 4.1 se indican las bandas de frecuencia para las observaciones en el continuo.



**Figura 4.2:** Imagen del Very Large Array (VLA).

El VLA puede variar su resolución angular a través del movimiento de las antenas. Existen cuatro arreglos básicos (llamados configuraciones) denotados como A, B, C y D. Adicionalmente, hay tres configuraciones llamadas híbridas y denotadas B∩A, B∩C y D∩C, en las cuales las antenas del brazo norte son desplegadas en la configuración siguiente más larga que las antenas de los brazos sudeste y sudoeste. La resolución angular del instrumento está dada por  $HPBW[\prime\prime] = 1.85 \times \nu_0^{-1} \times 3.285^{n-1}$ , donde  $n$  toma los valores 1, 2, 3 y 4 para las configuraciones A, B, C y D, respectivamente. En la Tabla 4.1 se indica la máxima resolución angular en cada una de las bandas de frecuencia. Una descripción más completa del instrumento se encuentra en <http://www.vla.nrao.edu/>. En los capítulos respectivos se describen las observaciones utilizadas.

**Tabla 4.1:** Bandas de frecuencia para observaciones en el continuo de radio con el VLA.  $\Theta_{max}$  es la máxima resolución angular para cada banda.

Nombre	Frecuencia [GHz]	$\lambda$ [cm]	$\Theta_{max}$ [']
P	0.30 – 0.34	90	6.0
L	1.30 – 1.70	20	1.4
C	4.5 – 5.0	6	0.4
X	8.0 – 8.8	3.6	0.24
U	14.6 – 15.3	2	0.14
K	22.0 – 24.0	1.3	0.08
Q	40.0 – 50.0	0.7	0.05

### 4.3. El telescopio espacial Chandra

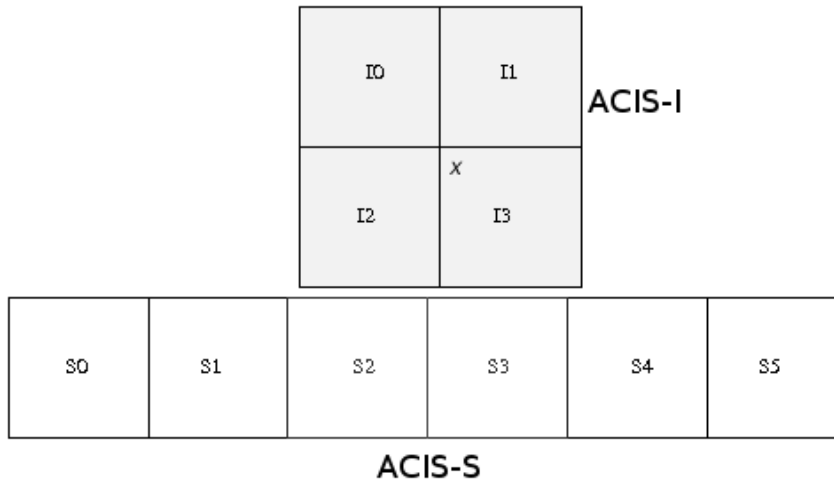
El telescopio espacial Chandra (Fig. 4.3) fue puesto en órbita en 1999 y es el observatorio de rayos X más sofisticado construido hasta la fecha. Fue diseñado con el objetivo de mejorar considerablemente las características de las misiones existentes hasta ese momento en sensibilidad, resolución angular y resolución espectral en el rango entre 0.1 y 10 keV. Está equipado con varios instrumentos científicos que permiten realizar observaciones de campo amplio de fuentes extendidas con alta resolución angular ( $\sim 0.5''$ ) y moderada resolución espectral, como también apuntamientos hacia fuentes puntuales con muy alta resolución espectral y temporal.



**Figura 4.3:** Imagen del telescopio espacial *Chandra*.

Chandra posee dos cámaras colocadas en su plano focal: la High Resolution Camera (HRC) y la Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS). La cámara ACIS ofrece la posibilidad de obtener simultáneamente imágenes con alta resolución angular y moderada resolución espectral. ACIS está formada por 10 CCDs de  $1024 \times 1024$  píxeles cada uno, con un tamaño de píxel de  $23.985 \mu\text{m}$  ( $= 0.492''$ ).

Los CCDs de la cámara ACIS están dispuestos en dos arreglos. Cuatro de ellos forman un arreglo cuadrado de  $2 \times 2$  (llamado ACIS-I), usado para imágenes, con un campo de vista total de  $16.9' \times 16.9'$ . Los seis CCDs restantes forman un arreglo lineal de  $1 \times 6$  llamado ACIS-S, que es usado para imágenes o para lectura de las redes de difracción HETG o LETG, que pueden ser utilizadas para espectroscopía de alta resolución. En la Fig. 4.4, se muestra un esquema de la cámara ACIS y de la disposición de los CCDs.



**Figura 4.4:** Esquema de la cámara ACIS a bordo del telescopio espacial Chandra. Se indican los arreglos ACIS-I y ACIS-S y el nombre de los CCDs.

## 4.4. Relevamientos del medio interestelar

### El Galactic Ring Survey

El Galactic Ring Survey (GRS, Jackson et al. 2006) fue realizado entre 1998 y 2005 usando el telescopio de 14 m del Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO). Se observó la línea del  $^{13}\text{CO}$  en su transición rotacional  $J=1-0$  ( $\nu_0 = 110.2$  GHz). Este relevamiento cubre la región entre  $18^\circ 0 < l < 55^\circ 7$  y  $|b| < 1^\circ 0$  con una resolución angular de  $46''$ . Los datos están disponibles en forma de 20 cubos en formato FITS de  $l \times b = 2^\circ \times 2^\circ$ . Para  $l \leq 40^\circ 0$ , el rango de velocidades se extiende entre  $-5$  y  $135$   $\text{km s}^{-1}$  (referidos al estándar local de reposo, LSR), que corresponde a 659 canales. Para  $l \geq 40^\circ 0$ , el rango cubierto es entre  $-5$  y  $80$   $\text{km s}^{-1}$  y corresponde a 424 canales. En ambos casos, la resolución espectral es de  $0.21$   $\text{km s}^{-1}$ . La sensibilidad final es de  $0.27$  K por canal.

### El VLA Galactic Plane Survey

El VLA Galactic Plane Survey (VGPS, Stil et al. 2006) es un relevamiento del plano galáctico en la línea de 21 cm del hidrógeno neutro, realizado con el interferómetro Very Large Array (VLA). La región observada se extiende en longitudes Galácticas  $18^{\circ}0 < l < 67^{\circ}0$  y latitudes  $|b| < 1^{\circ}0$  (para  $l < 46^{\circ}0$ ),  $|b| < 1^{\circ}9$  (para  $46^{\circ}0 < l < 59^{\circ}0$ ) y  $|b| < 2^{\circ}3$  (para  $59^{\circ}0 < l < 67^{\circ}0$ ). La resolución angular es de  $1'$ , la resolución espectral de  $1.28 \text{ km s}^{-1}$  y el ruido por canal es de 2 K.

### El Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey

El Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey (MAGPIS, Helfand et al. 2006) es un relevamiento del plano galáctico en la banda de 20 cm, entre otros, realizado con el VLA. El área observada se extiende entre  $5^{\circ}0 < l < 48^{\circ}5$  y  $|b| < 0^{\circ}8$ . La resolución angular de las imágenes es de  $6''$ .

### El Bolocam Galactic Plane Survey

El Bolocam Galactic Plane Survey (BGPS, Aguirre et al. 2011) es un relevamiento en el continuo a 1.1 mm del plano Galáctico. Fue realizado entre 2005 y 2007 con el bolómetro Bolocam, instalado en el telescopio de 10 m del Caltech Submillimeter Observatory en Mauna Kea. La región observada abarca  $-10^{\circ}5 < l < 90^{\circ}0$  y  $|b| < 0^{\circ}5$  y apuntamientos adicionales hacia ciertas regiones de la Galaxia. Su resolución angular es de  $33''$ .

### El Two Micron All Sky Survey

El Two Micron All Sky Survey (2MASS, Skrutskie et al. 2006) es un relevamiento de todo el cielo en las bandas J ( $1.25 \mu\text{m}$ ), H ( $1.65 \mu\text{m}$ ) y Ks ( $2.17 \mu\text{m}$ ). Fue realizado con dos telescopios de 1.3 m construidos especialmente para el proyecto e instalados en Mount Hopkins (USA) y en Cerro Tololo (Chile). Los productos científicos incluyen un atlas digital del cielo en las tres bandas con una resolución angular de  $4''$  y un catálogo de fuentes puntuales con información de posición y flujo de más de 300 millones de fuentes.

### GLIMPSE

El Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE, Benjamin et al. 2003) es un relevamiento del plano Galáctico realizado con la cámara IRAC a bordo del telescopio espacial *Spitzer*, en las bandas de 3.6, 4.5, 5.8 y  $8.0 \mu\text{m}$ . La resolución angular se encuentra entre  $1''5$  y  $1''9$ . GLIMPSE I cubre las regiones correspondientes a  $10^{\circ}0 < l < 65^{\circ}0$  y  $295^{\circ}0 < l < 350^{\circ}0$  y  $|b| < 1^{\circ}0$ , mientras que GLIMPSE II cubre las longitudes galácticas de  $-10^{\circ}0 < l < 10^{\circ}0$ . Los productos científicos incluyen imágenes en las cuatro bandas y catálogos de fuentes puntuales.

## MIPSGAL

MIPSGAL (Carey et al., 2009) es un relevamiento del plano Galáctico en 24 y 70  $\mu\text{m}$  realizado con el instrumento MIPS a bordo del telescopio espacial *Spitzer*. La resolución angular es de 6'' y 18'' en 24 y 70  $\mu\text{m}$ , respectivamente. A la fecha, sólo se encuentran disponibles las imágenes en ambas bandas y se encuentra en preparación un catálogo de fuentes puntuales.

## Wide-field Infrared Survey Explorer

Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE, Wright et al. 2010) es una misión lanzada por la NASA, que produjo un mapa de todo el cielo utilizando un telescopio infrarrojo en las bandas de 3.4, 4.6, 12.0 y 22.0  $\mu\text{m}$ . La resolución angular se encuentra entre 6'' y 12''.

# Capítulo 5

## Los remanentes de supernova G20.0-0.2 y G24.7+0.6

Los RSNs G20.0-0.2 y G24.7+0.6 se caracterizan por ser de tipo pleriónico en la banda de radio, es decir por poseer nebulosas alimentadas por el viento de un pulsar (NVPs). En ambos casos el pulsar responsable de la emisión no ha sido detectado hasta el día de hoy. Interesantemente, también en la banda de radio, estos RSNs presentan indicios de la existencia de una cáscara alrededor de la componente pleriónica, con morfologías muy distorsionadas que podrían atribuirse a la interacción de la onda de choque con el medio interestelar (MIE).

En este Capítulo se estudian los RSNs G20.0-0.2 y G24.7+0.6 con el objetivo de confirmar si son puramente pleriónicos o si pertenecen al grupo de los RSNs de tipo compuesto y detectar el objeto compacto creado tras la explosión. Se estudian también la distribución del gas molecular en sus alrededores para investigar los efectos de la expansión de los remanentes en el MIE y la actividad de formación estelar con el objetivo de determinar si la expansión de los remanentes pudo haber disparado el nacimiento de nuevas estrellas.

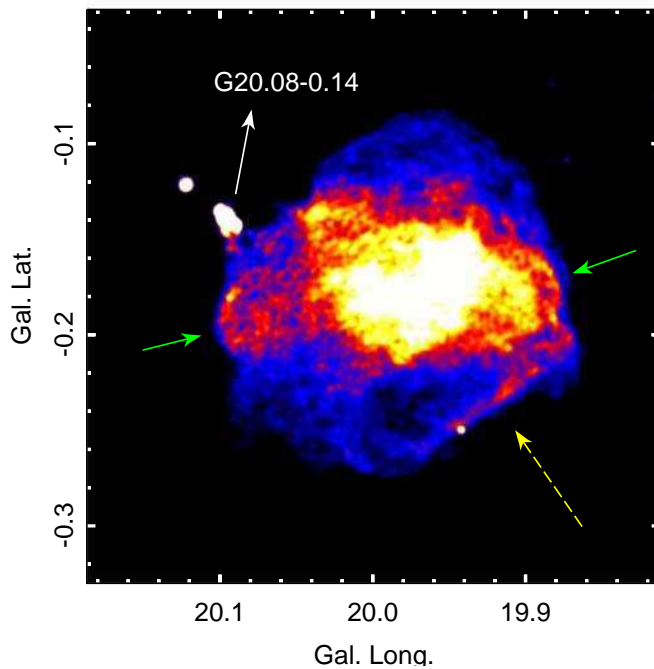
### 5.1. El remanente de supernova G20.0-0.2

Los resultados de esta Sección han sido publicados en el artículo *An X-ray study of the supernova remnant G20.0-0.2 and its surroundings*, Petriella, Paron & Giacani, 2013, A&A, 554, 73 y en las actas de la 55 Reunión Anual de la AAA (2012, BAAA, 55, 195).

#### 5.1.1. Presentación de la región

El RSN G20.0-0.2 (de aquí en más G20) ha sido clasificado como un plerión por Becker & Helfand (1985) debido a su morfología de centro lleno, la presencia de polarización en 6 cm y un índice espectral chato en radio ( $\alpha \sim 0.0$ ,  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ). En la Fig. 5.1, se muestra una imagen de la emisión en 20 cm extraída del MAGPIS. El remanente presenta una morfología compleja, compuesta por varias estructuras tales como filamentos, arcos y grumos. La emisión está dominada por un centro

brillante elíptico de aproximadamente  $3'8 \times 2'0$ , cuyo semieje mayor está orientado en dirección paralela al plano Galáctico. Este centro está rodeado de emisión más difusa. Cerca de los bordes y en direcciones opuestas, aparecen dos estructuras arqueadas (indicadas en la figura con flechas verdes). Es interesante notar la presencia de un borde claramente aplanado (flecha amarilla), delineado por un filamento en radio, lo cual sugiere que el frente de choque pudo haber encontrado un medio denso en esta dirección. Si bien es usual que la morfología observada en RSNs de centro lleno sea compleja (ver, por ejemplo, los RSNs G328.4+0.2, Gelfand et al. 2007, y G0.9+0.1, Dubner et al. 2008), la presencia de filamentos y bordes aplanados es una característica común en remanentes de tipo cáscara.



**Figura 5.1:** Emisión del continuo de radio en 20 cm hacia G20 extraída del MAGPIS. Se indica la posición del complejo de regiones HII G20.08-0.14. Las flechas verdes muestran las estructuras arqueadas y la flecha amarilla indica la posición del borde aplanado y del filamento en radio.

En la parte superior de la imagen, se observa el complejo de regiones HII ultra-compactas G20.08-0.14 (Wood et al., 1988), que se aprecia como una radio-fuente compacta y brillante lindando con el remanente. Se han detectado varios máseres y líneas moleculares hacia estas regiones HII (Avedisova, 2002; Galván-Madrid et al., 2009), todas con velocidades entre  $\sim 40$  y  $\sim 45$   $\text{km s}^{-1}$  (respecto del estándar local de reposo, LSR). Anderson et al. (2009) descubrieron una nube molecular cuya posición coincide con G20.08-0.14 a una velocidad de  $\sim 42$   $\text{km s}^{-1}$ . A partir de un análisis del espectro de absorción del HI, concluyen que este complejo de regiones HII se encuentra a la distancia cinemática de  $\sim 12.6$  kpc. En la Sección 5.1.7 se determina que el RSN G20 se encuentra a una distancia de  $\sim 4.5$  kpc, por lo que el complejo de regiones HII y el remanente son fuentes no relacionadas.

En el rango de las altas energías el RSN G20 casi no ha sido estudiado. Hands et al. (2002) realizaron un relevamiento de algunas regiones del plano Galáctico con el satélite *XMM-Newton* y reportaron la detección de emisión difusa en rayos X en dirección a G20. Este remanente se encuentra parcialmente dentro de la caja de error de la fuente de rayos  $\gamma$  Fermi-LAT J1828.3-1124c, por lo que Nolan et al. (2012) sugirieron una conexión entre ambos.

En esta Sección, se realiza el primer estudio de la emisión en rayos X de G20 utilizando observaciones de archivo no publicadas obtenidas con el telescopio espacial *Chandra*, con el objetivo de determinar si el remanente es puramente pleriónico o de tipo compuesto e identificar el púlsar responsable de la emisión. Se analizan también la distribución del gas molecular y la emisión infrarroja para encontrar indicios de la interacción entre el frente de choque del remanente y el MIE. Finalmente, se indaga sobre posibles procesos de formación estelar alrededor de G20 con el objetivo de establecer el rol jugado por el remanente en el nacimiento de nuevas estrellas.

### 5.1.2. Procesamiento de las observaciones de *Chandra*

El archivo fundamental de una observación de rayos X es el archivo de eventos, que contiene una lista de todos los eventos válidos para el análisis científico. Por cada evento válido, se registra el tiempo de llegada del fotón, la posición en el detector (que luego es transformada en coordenadas celestes) y la intensidad del pulso generado en el CCD (que luego es transformada en energía del fotón). Como se dispone de toda la información de cada evento registrado, es posible construir imágenes, curvas de luz y espectros de la fuente a partir de operaciones de filtrado aplicadas sobre el archivo de eventos. Todo el procesamiento de los datos se realiza utilizando diversas tareas dentro del entorno de CIAO, desarrollado por el Chandra X-ray Observatory (CXC).

Los datos de Chandra se presentan en dos directorios llamados primario y secundario, que corresponden a dos niveles de procesamiento realizado por el Chandra X-ray Center (CXC) a través de un procedimiento estándar conocido como *standard data processing* (SDP, o directamente el *pipeline*). El directorio secundario contiene los archivos de nivel 1, que corresponden a datos que ya han sido calibrados pero no reducidos y por lo tanto no son aptos para el uso científico. El *pipeline* genera los archivos de nivel 1 a partir de las observaciones crudas adquiridas por el telescopio y realiza una serie de transformaciones para eliminar los efectos del satélite y de los instrumentos, convirtiendo los datos en cantidades con sentido físico. El directorio primario contiene los archivos de nivel 2, que son generados a partir de los archivos de nivel 1 y representan un nivel superior en el procesamiento. Los archivos de nivel 2 incluyen el filtrado de rayos cósmicos y la transformación de las posiciones en coordenadas celestes. Estos archivos son aptos para la extracción de los productos científicos (imágenes, espectros y curvas de luz) ya que contienen sólo eventos válidos.

G20 fue observado por el satélite *Chandra* el 5 de noviembre de 2005 (Ob-



sid: 5563), utilizando la cámara ACIS-I en modo *vfaint*<sup>1</sup>, obteniendo un tiempo total de exposición de 34.71 ks. Estas observaciones fueron analizadas utilizando la versión 4.4 de CIAO y la versión 4.4.8 de CALDB, que contenía los últimos archivos de calibración disponibles en el momento en que se analizaron las observaciones. Dado que los archivos y los algoritmos de calibración son actualizados regularmente, se construyó un nuevo archivo de eventos de nivel 2 con la tarea `chandra-repro`. Debido a que las observaciones en rayos X pueden verse afectadas por eyecciones solares, se filtró los periodos de alto *count-rate* definiendo intervalos de buen tiempo (*good time intervals*, GTI). Para esto, se construyó una curva de luz para las altas energías ( $> 10$  keV) con la tarea `lc-curve` y se estimó el *count-rate* medio de la observación. Se filtró los intervalos temporales en los que el *count-rate* superaba el valor medio en más de  $3\sigma$  y se generó un nuevo archivo de eventos de nivel 2, con un tiempo de observación neto de 34.45 ks.

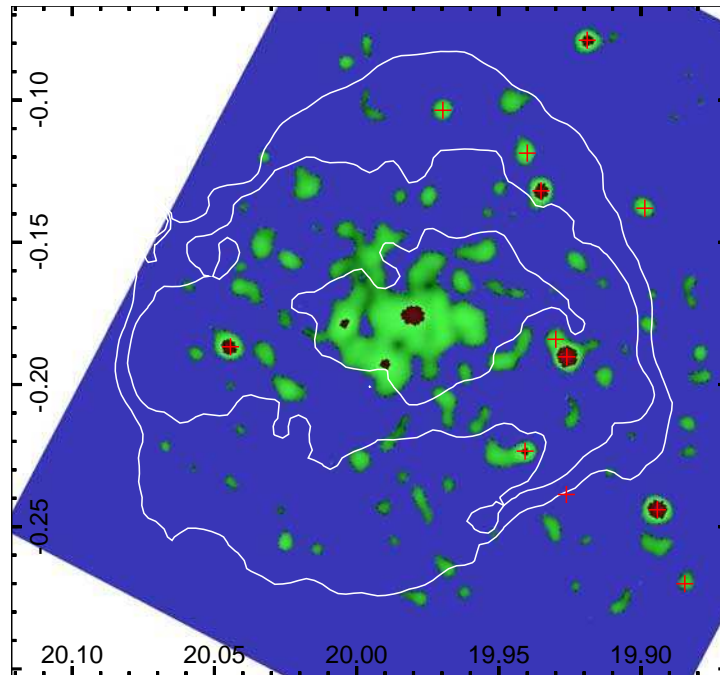
### 5.1.3. Morfología de la emisión en rayos X

Se analizó el archivo de eventos de nivel 2 obtenido siguiendo los pasos detallados en la sección anterior, y se observó la presencia de emisión extendida para energías mayores a  $\sim 1.0$  keV. Para resaltar dicha emisión sobre el fondo, se construyeron imágenes variando el rango de energía y la escala espacial (o *binning*). La mejor imagen se logró en la banda de energía entre 2.0 y 7.0 keV. Esta imagen fue convolucionada con una función gaussiana utilizando la tarea `aconvolve` de CIAO, obteniendo una imagen final con una escala espacial de 0.05 minutos de arco por píxel. En la Fig. 5.2, se muestra la imagen final de la emisión en rayos X de G20 superpuesta con algunos contornos de la emisión en radio. Se observa la presencia de emisión difusa confinada en una elipse de  $1'.8 \times 1'.1$  y contenida dentro del centro brillante en radio de G20. Además, aparece elongada en la misma dirección que la emisión en 20 cm, es decir, en dirección paralela al plano Galáctico. La posición y la morfología de la emisión X sugieren que podría ser la contraparte en altas energías de la NVP detectada en radio. Si bien se observan NVPs con morfologías diferentes en las bandas de radio y rayos X, los modelos de emisión de dichas nebulosas (ver, por ejemplo, Gaensler & Slane 2006) predicen que la extensión de la emisión en radio es mayor que la extensión en X, como en este caso. Esto se debe a que los electrones más energéticos se enfrían más rápidamente, es decir, emiten rayos X a través de radiación de sincrotrón antes de alcanzar las regiones más externas de la NVP, las cuales son accesibles a los electrones menos energéticos responsables de la emisión en radio.

En la Fig. 5.2 se observan varios grupos por fuera de la emisión extendida en rayos X. Algunos de ellos podrían ser fuentes puntuales que aparecen ensanchadas debido al *binning* y/o al suavizado. Hacia el centro de la emisión X, se observa la presencia de una fuente puntual, previamente catalogada como CXO J182807.4-113516 en el Chandra Source Catalog (Evans et al., 2010) y localizada en  $l = 19^\circ 980$ ,  $b = -0^\circ 175$  (R.A. =  $18^h 28^m 7^s .43$ , Dec. =  $-11^\circ 35' 16''.32$ , J2000). Ésta es la

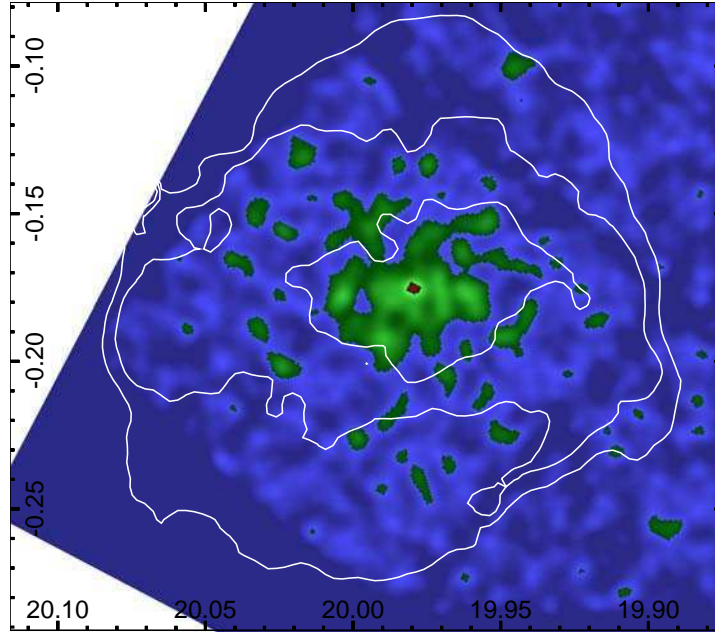
<sup>1</sup>La cámara ACIS posee tres modos de adquisición llamados Graded, Faint y Very Faint. Para fuentes extendidas o muy débiles, el formato Very Faint conlleva una reducción significativa del fondo a bajas energías y es la opción indicada para la observación de RSNs.

única fuente puntual que se encuentra embebida en la emisión difusa en rayos X y su posición sugiere que podría ser el púlsar creado en la explosión que dio origen a G20.



**Figura 5.2:** Imagen color de la emisión en rayos X en el rango de energía entre 2.0 y 7.0 keV. Las cruces indican los candidatos a fuentes puntuales seleccionadas con la tarea `wavdetect`. Los contornos 1.0, 1.7, y 3.0 mJy/haz representan la emisión del continuo de radio en 20 cm. Las coordenadas son galácticas.

Para resaltar aún más la emisión extendida, se generó una imagen sin fuentes puntuales, siguiendo el procedimiento descrito en el Ciao Science Threads. Dado que el Chandra Source Catalog compila las fuentes puntuales detectadas según procedimientos estándar, se decidió realizar una detección de fuentes con la tarea `wavdetect`. Posteriormente, se analizó el conjunto de fuentes detectadas para descartar por inspección visual aquellas que podrían ser emisión extendida. Las fuentes seleccionadas como puntuales se indican en la Fig. 5.2 con cruces rojas. Para cada fuente puntual, se definió las regiones de fuente y fondo con la tarea `roi` y se reemplazó la región fuente con una media de la emisión de la región fondo, utilizando la tarea `dmfilth`. La Fig. 5.3 muestra la emisión en rayos X sin fuentes puntuales hacia G20 entre 2.0 y 7.0 keV. La fuente central CXO J182807.4-113516 no ha sido sustraída.



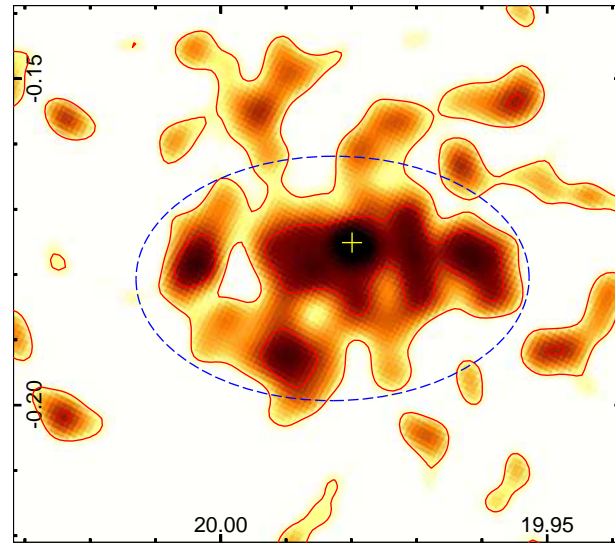
**Figura 5.3:** Imagen color de la emisión en rayos X en el rango de energía entre 2.0 y 7.0 keV con las fuentes puntuales sustraídas siguiendo el procedimiento descrito en el texto. La fuente puntual CXO J182807.4-113516 se observa en el centro de la emisión extendida y no ha sido sustraída. Los contornos 1.0, 1.7, y 3.0 mJy/haz representan la emisión del continuo de radio en 20 cm. Las coordenadas son galácticas.

#### 5.1.4. Estudio espectral de la emisión en rayos X

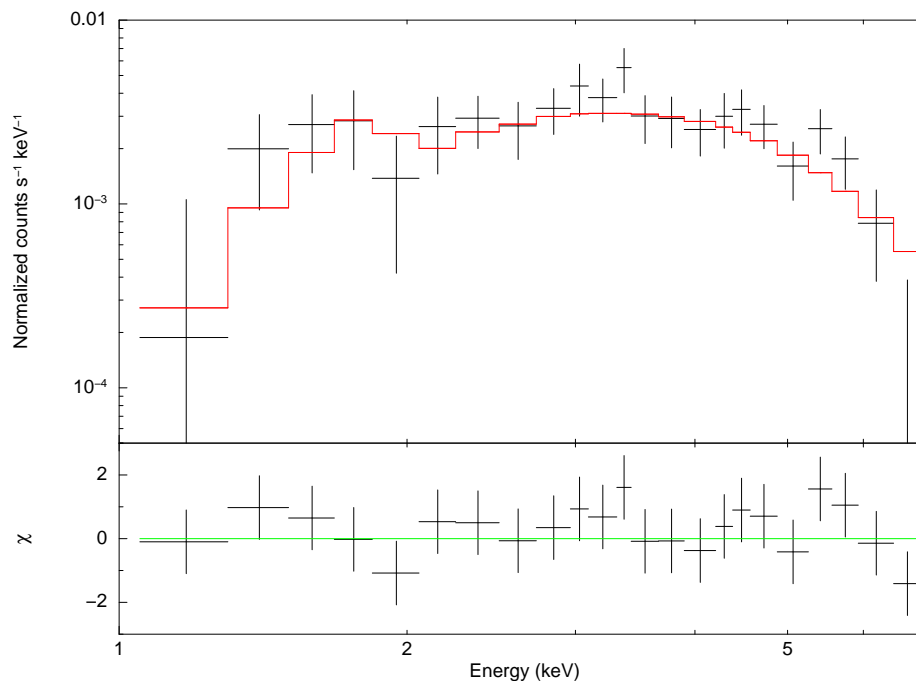
Para realizar un estudio espectral de la emisión detectada en rayos X, se extrajo un espectro de una región elíptica de  $1'8 \times 1'1$  (ver Fig. 5.4). La fuente puntual CXO J182807.4-113516 fue excluida de la región de extracción definiendo un círculo de  $6''$  de radio. El fondo se eligió hacia una zona del detector libre de emisión extendida y de fuentes puntuales. Los espectros fueron generados con la tarea `specextract` de CIAO y agrupados con un mínimo de 15 cuentas por canal. Se extrajeron en total 1059 cuentas entre 1.0 y 7.0 keV. Los espectros fueron analizados utilizando Xspec, versión 12.7.1.

La Fig. 5.5 muestra que el espectro presenta un continuo sin evidencia de líneas de emisión. Para estudiar su naturaleza, se ajustó este espectro con distintos modelos de emisión térmica y no térmica. Para explorar la posibilidad de que la radiación difusa observada en la banda de rayos X tenga un origen sincrotrónico, se utilizó una ley de potencias (modelo *power law* de Xspec). Para ello, primero se fijó la densidad de columna de hidrógeno entre el telescopio y la fuente en  $N(H) = 4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , el cual fue calculado con las observaciones de gas neutro y molecular en este trabajo (ver más adelante, Sección 5.1.6). El mejor ajuste se obtiene para un índice fotónico de  $\Gamma_X = 1.87$ , valor similar al observado en otras NVPs (Kargaltsev & Pavlov, 2010). Si se deja el  $N(H)$  como un parámetro libre, el ajuste no varía considerablemente y el valor de la densidad de columna resulta

$N(H) = 3.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , que está, dentro de los errores, en acuerdo con el valor obtenido con los datos de gas neutro y molecular.



**Figura 5.4:** Imagen de la emisión en rayos X entre 2.0 y 7.0 keV hacia la emisión extendida. La cruz amarilla indica la posición de la fuente puntual CXO J182807.4-113516. La elipse marca la región utilizada para la extracción del espectro. Las coordenadas son Galácticas.



**Figura 5.5:** Espectro de la emisión extendida hacia G20 entre 1.0 y 7.0 keV (panel superior). La línea roja es el mejor ajuste con una ley de potencias y con una absorción debida a una columna de hidrógeno de  $4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . En el panel inferior se muestran los residuos.

Por otro lado, para probar si la emisión en la banda de rayos X puede tener un origen térmico, se ajustó con un modelo de plasma en equilibrio colisional de ionización (CIE, de sus iniciales en inglés). En este caso, el modelo utilizado es el *apec* y el mejor ajuste lo produce una temperatura electrónica extremadamente alta para un RSN ( $T_e \sim 19$  keV) cuando la abundancia se fija al valor solar. Dejando la abundancia como parámetro libre, se obtiene  $T_e \sim 7$  keV. Si bien este valor es más cercano a la temperaturas electrónicas de RSNs, la abundancia obtenida es por demás baja ( $\sim 10^{-9}$ ). Para el caso de un plasma en no equilibrio (NEI, de sus iniciales en inglés), se utilizó el modelo *nei* de XSpec. Fijando la abundancia al valor solar, se obtiene  $T_e \sim 5$  keV, valor que se aproxima al esperado en remanentes jóvenes (Vink, 2012). En la Tabla 5.1, se muestran los parámetros de ajuste para los modelos analizados.

**Tabla 5.1:** Parámetros de ajuste de la emisión difusa en rayos X entre 1.0 y 7.0 keV. El símbolo (\*) indica que el parámetro se dejó fijo. Para el modelo *nei*, la abundancia es la solar (tomada de Anders & Grevesse 1989).  $F$  es el flujo no absorbido. La luminosidad no absorbida  $L$  fue calculada para una distancia de 4.5 kpc (ver Sección 5.1.7). Los errores citados son del 90 %.

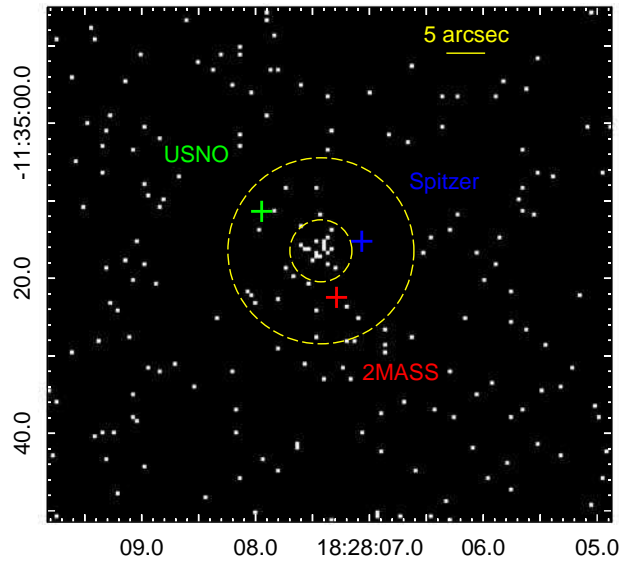
Modelo	$\chi^2/d.o.f.$	$N_H$ [ $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ ]	$\Gamma_X$	$T_e$ [keV]	$F$ (1.0 – 7.0 keV) [ $\times 10^{-13}$ erg/cm $^2$ /s]	$L$ (1.0 – 7.0 keV) [ $\times 10^{33}$ erg/s]
power law	62.16/62	4*	$1.87^{+0.41}_{-0.44}$	-	$5.29^{+0.93}_{-0.85}$	$1.28^{+0.23}_{-0.20}$
power law	61.97/61	$3.41^{+2.70}_{-1.65}$	$1.64^{+1.07}_{-0.83}$	-	$4.63^{+4.75}_{-1.37}$	$1.12^{+1.15}_{-0.88}$
nei	64.84/61	4*	-	$4.97^{+4.06}_{-1.79}$	$5.11^{+0.71}_{-0.71}$	$1.24^{+0.17}_{-0.17}$
nei	64.83/60	$4.1^{+2.41}_{-1.35}$	-	$4.82^{+7.01}_{-2.40}$	$5.51^{+4.08}_{-1.62}$	$1.34^{+0.98}_{-0.39}$

En conclusión, el análisis espectral no permite excluir un origen térmico para la emisión. Sin embargo, sobre la base de las propiedades en radio, un origen no térmico parece más probable. Si este fuera el caso, la emisión en rayos X sería la contraparte en altas energías de la NVP observada en radio.

### 5.1.5. CXO J182807.4-113516, un candidato a púlsar

Tal como se ve en la Fig. 5.3, CXO J182807.4-113516 es la única fuente puntual en rayos X embebida en la emisión difusa. Su posición muy cerca del centro geométrico del remanente sugiere que podría ser la estrella de neutrones que se ha formado en la explosión que dio origen a G20 y que actualmente está energizando la NVP. En esta sección, se realiza un estudio más detallado de esta fuente puntual con el objetivo de investigar su naturaleza.

Como primer paso para intentar clasificar a CXO J182807.4-113516, se buscó su contraparte en el óptico e infrarrojo. Para ello se recurrió a los catálogos de fuentes puntuales USNOb1.0, 2MASS y GLIMPSE. La fuente puntual óptica más cercana es USNOb1.0 0784-0429139, localizada a  $\sim 9''$ . En el infrarrojo cercano, la fuente 2MASS 18280728-1135224 se encuentra a  $\sim 6''$  de CXO J182807.4-113516. En el infrarrojo medio, la fuente de GLIMPSE SSTGLMC G019.9794-00.1736 se localiza a  $\sim 6''$  de la fuente puntual en X. En la Fig. 5.6, se muestran las posiciones de estas fuentes puntuales. En todos los casos, la distancia entre estas fuentes y



**Figura 5.6:** Imagen en alta resolución entre 3.0 y 8.0 keV hacia la fuente puntual CXO J182807.4-113516. Se indican las posiciones de las fuentes USNOb1.0 0784-0429139 (verde), 2MASS 18280728-1135224 (rojo) y SSTGLMC G019.9794-00.1736 (azul). Se indican las regiones utilizadas para extraer las cuentas de CXO J182807.4-113516 (círculo interior) y del fondo (corona). Las coordenadas son ecuatoriales (J2000).

CXO J182807.4-113516 supera en más de tres veces la suma del error en la posición de la fuente de rayos X y los errores en la posición de las fuentes óptica/infrarrojas (ver la Tabla 5.2).

**Tabla 5.2:** Coordenadas de las fuentes puntuales óptica e infrarrojas más cercanas a CXO J182807.4-113516: USNOb1.0 0784-0429139, 2MASS 18280728-1135224 y SSTGLMC G019.9794-00.1736.  $\Delta(\text{RA}, \text{Dec})$  corresponde al valor mayor entre los errores en RA y Dec reportados en los respectivos catálogos.  $d$  indica la distancia a la fuente CXO J182807.4-113516.

Fuente	RA, Dec	$\Delta(\text{RA}, \text{Dec})$ ["]	$d$ ["]
CXO J182807.4-113516	277.030960, -11.587867	$\sim 1.3$	—
USNOb1.0 0784-0429139	277.033112, -11.586489	$\sim 0.08$	9.20
2MASS 18280728-1135224	277.030374, -11.589571	$\sim 0.09$	6.49
SSTGLMC G019.9794-00.1736	277.029444, -11.587562	$\sim 0.3$	5.57

En ausencia de una contraparte en otra banda del espectro, se realizó un estudio de la emisión en rayos X de CXO J182807.4-113516. Aún cuando el bajo número de cuentas ( $< 20$ ) no permite realizar un análisis espectral o temporal profundo, es posible obtener información aproximada de la naturaleza de esta fuente. CXO J182807.4-113516 es claramente una fuente con espectro duro, ya que todos los

fotones se originan entre 3.0 y 8.0 keV. Se calculó el cociente de dureza  $H$  (definido como el cociente entre el número de cuentas en dos bandas de energía) en los rangos 5.0 – 8.0 keV y 3.0 – 5.0 keV. El número de cuentas neto (es decir, con el fondo restado) se obtuvo con la tarea `dmextract` en una región circular de radio 4'' para la fuente y en una corona de radios interior y exterior de 4'' y 12'' para el fondo, respectivamente. En la Fig. 5.6, se muestran ambas regiones. Se obtuvo  $11.82 \pm 3.75$  cuentas entre 3.0 y 5.0 keV y  $6.33 \pm 2.73$  cuentas entre 5.0 y 8.0 keV. Por lo tanto,  $H = 0.54 \pm 0.29$ . Este valor de  $H$  puede ser comparado con los valores predichos asumiendo distintos modelos de emisión. Para esto, se utilizó la herramienta W3PIMMS<sup>2</sup> que predice el *count-rate* en algún rango de energía y para algún modelo de emisión, de tal forma que reproduzca el *count-rate* total medido. Se midió el *count-rate* entre 3.0 y 8.0 keV a partir del número total de cuentas y el tiempo neto de observación, obteniendo  $\sim 0.00053$  cts/s.

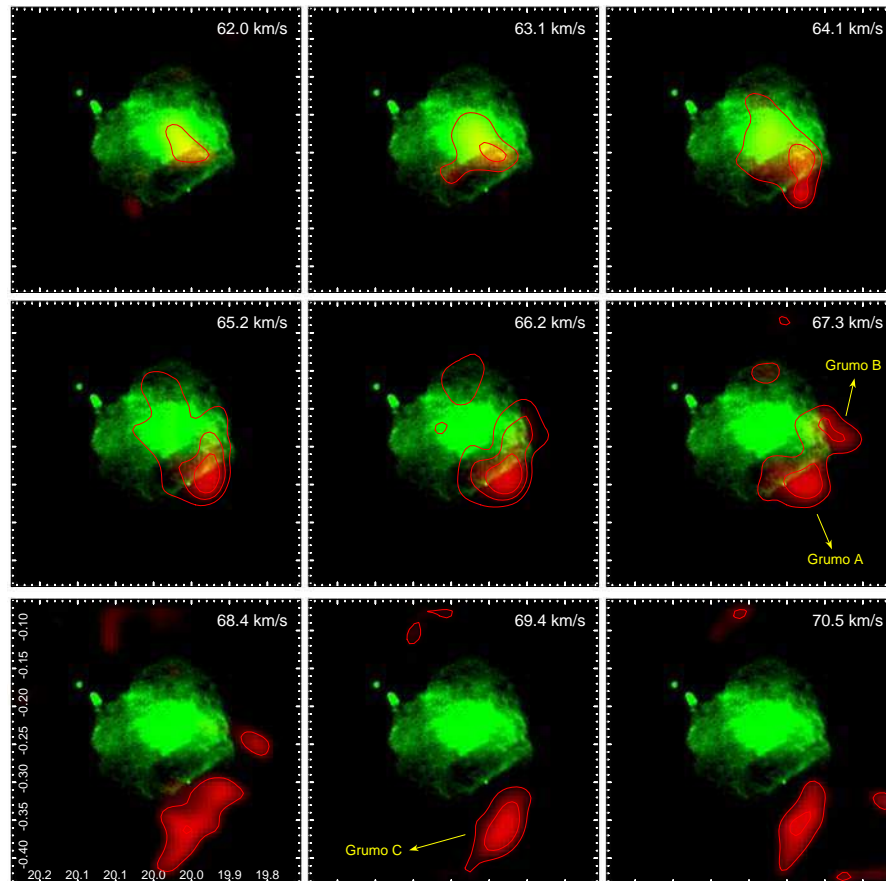
La emisión en rayos X de un púlsar puede ser de origen térmico si proviene de la superficie de la estrella de neutrones o de origen no térmico si proviene de la magnetósfera (Gaensler & Slane, 2006). Entonces, considerando un cuerpo negro con  $T = 0.1$  keV (valor característico de púlsares) y suponiendo que la densidad de columna de hidrógeno es igual a la de la emisión difusa ( $N_H = 4 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>), el valor de  $H$  obtenido con W3PIMMS es  $\sim 8 \times 10^{-9}$ , mucho menor al valor medido. El espectro no térmico de un púlsar es bien descrito por una ley de potencias con índice fotónico en el rango  $1.0 \lesssim \Gamma_X \lesssim 2.0$  (Kargaltsev & Pavlov, 2010). Con este modelo, los valores de  $H$  obtenidos con W3PIMMS son  $\sim 0.59$  (para  $\Gamma_X = 1.0$ ) y  $\sim 0.39$  (para  $\Gamma_X = 2.0$ ), que están en buen acuerdo con el valor medido de  $0.54 \pm 0.29$ .

Se estimó el flujo de CXO J182807.4-113516 entre 0.5 y 8.0 keV usando la herramienta W3PIMMS y con este valor se calculó la luminosidad para una distancia de 4.5 kpc, obteniendo  $\sim 0.7 \times 10^{32}$  erg/s (para  $\Gamma_X = 1.0$ ) y  $\sim 1.2 \times 10^{32}$  erg/s (para  $\Gamma_X = 2.0$ ). A partir del ajuste espectral con la ley de potencias, se estimó la luminosidad del remanente entre 0.5 y 8.0 keV en  $\sim 1.8 \times 10^{33}$  erg/s para una distancia de 4.5 kpc. Las luminosidades de G20 y de CXO J182807.4-113516 se encuentran dentro de los valores medidos hacia otras NVPs y sus púlsares (Kargaltsev & Pavlov, 2010). Por lo tanto, es probable que CXO J182807.4-113516 sea el púlsar creado en la explosión que dio origen a G20 y responsable de la emisión difusa en rayos X y la emisión del centro brillante en radio.

### 5.1.6. Distribución del gas molecular

Se estudió el gas molecular alrededor de G20 utilizando datos del Galactic Ring Survey (GRS) de la transición <sup>13</sup>CO J=1–0. Luego de inspeccionar todo el cubo de datos, se encontró una estructura de gas molecular posiblemente en contacto con el RSN entre 62 y 71 km s<sup>-1</sup> (todas las velocidades están referidas al estándar local de reposo, LSR). En la Fig. 5.7, se muestra la distribución del <sup>13</sup>CO en este rango de velocidades. Cada panel representa una integración de la emisión cada 1.05 km s<sup>-1</sup>. Se observa una nube molecular con una forma arqueada hacia el borde más

<sup>2</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>



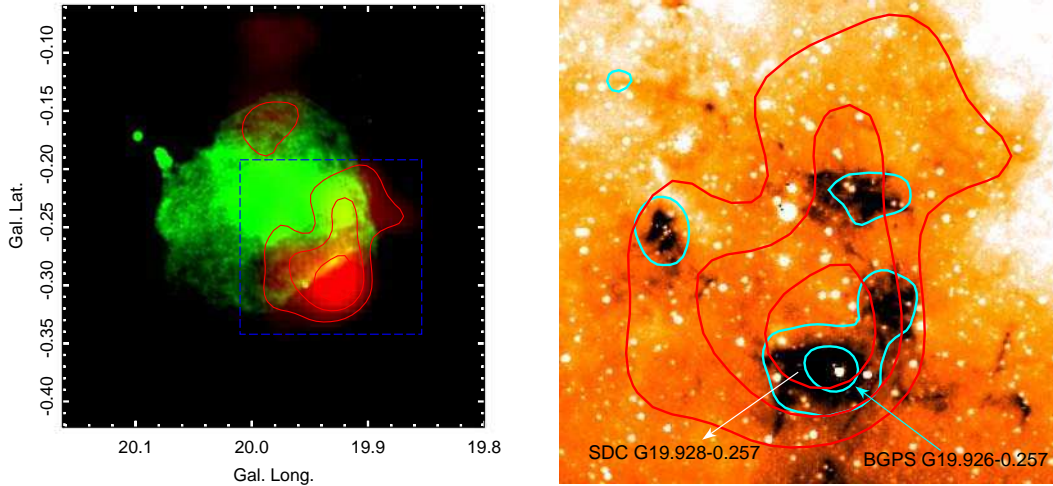
**Figura 5.7:** Imagen en dos colores hacia G20.0-0.2. En rojo con contornos: emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada cada  $1.05 \text{ km s}^{-1}$  en el rango de velocidad entre 62 y  $71 \text{ km s}^{-1}$  (los niveles de contorno son  $2.7$ ,  $4.0$  y  $5.3 \text{ K km s}^{-1}$ ). En verde: emisión del continuo de radio en  $20 \text{ cm}$ . Se indican los grupos moleculares A y B que forman la nube molecular posiblemente en contacto con el remanente. Un tercer grupo (C) se observa en dirección del borde chato pero no estaría en contacto con el RSN. Las coordenadas son galácticas.

chato del remanente. Esta nube está compuesta por tres grupos moleculares. El grupo A se localiza justo sobre el borde chato, mientras que el grupo B aparece en contacto con el borde derecho de G20. Por último, el grupo C también se halla hacia el borde chato y en un intervalo de velocidad distinto del A, pero no parece estar en contacto con el remanente.

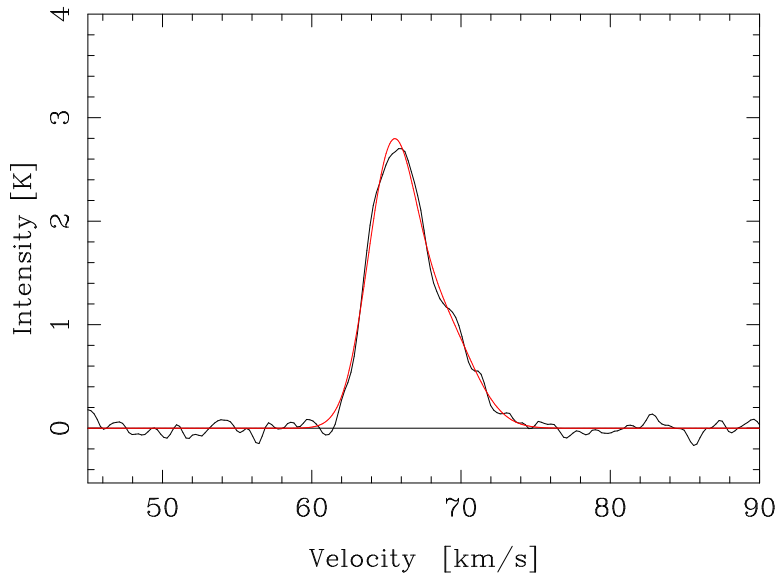
Respecto de la emisión en el milimétrico e infrarrojo, se observa que la posición del grupo molecular A coincide con la de la fuente continua milimétrica de Bolocam BGPS G19.926-0.257. Además, esta fuente se encuentra dentro de la nube oscura infrarroja de Spitzer SDC G19.928-0.257. En la Fig. 5.8, se ve la excelente correspondencia espacial entre el grupo molecular A, la fuente milimétrica y la nube oscura, lo cual sugiere una asociación entre ellas.

Analizando los espectros  $^{13}\text{CO}$  de la nube molecular, se halló una distribución espectral interesante. La Fig. 5.9 muestra un espectro promediado en una región sobre el borde chato del remanente, centrada en  $l = 19^{\circ}944$ ,  $b = -0^{\circ}245$ . El





**Figura 5.8:** *Izquierda:* imagen en dos colores hacia G20. En verde: emisión del continuo de radio en 20 cm. En rojo: emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 64.3 y 68.6  $\text{km s}^{-1}$  (los niveles de contorno son 10.0, 14.6 y 19.0  $\text{K km s}^{-1}$ ). El rectángulo azul indica la región de la figura adyacente. *Derecha:* emisión de la banda de *Spitzer*-IRAC en  $8.0 \mu\text{m}$ . Los contornos rojos son del  $^{13}\text{CO}$  y los contornos celestes son la emisión en el continuo milimétrico a 1.1 mm del BGPS (contornos de 0.1 y 0.5  $\text{Jy/haz}$ ).



**Figura 5.9:** Espectro del  $^{13}\text{CO}$  promediado en una región sobre el borde chato del RSN, centrada en  $l = 19^{\circ}944$ ,  $b = -0^{\circ}245$ . El ajuste con dos funciones gaussianas se muestra en rojo.

espectro es asimétrico y presenta un ala espectral hacia velocidades mayores. La curva roja en la figura es el resultado del ajuste con dos funciones gaussianas, con velocidades centrales de 65.3 y 68.5  $\text{km s}^{-1}$  y ancho a altura mitad (FWHM)  $\Delta v$  de 3.8 y 5.0  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. Esta asimetría puede ser evidencia de movimientos turbulentos en el gas, posiblemente producidos por el frente de choque

del RSN (ver, por ejemplo, Falgarone et al. 1994a).

Considerando equilibrio termodinámico local (ETL) y utilizando las ecuaciones definidas en la Sección 3.2, se estimó la densidad de columna de  $H_2$  y la masa de los grumos moleculares A y B, considerando una distancia de 4.5 kpc, una temperatura de excitación de 10 K y una abundancia de He del 25 % (masa molecular media  $\mu = 2.8$ ). La forma de las nubes en el plano del cielo fue aproximada por la de elipses y para el cálculo de la masa se consideró un elipsoide cuyo tercer eje se eligió como el promedio de los ejes en el plano del cielo. Los parámetros físicos de las nubes se muestran en la Tabla 5.3.

**Tabla 5.3:** Parámetros físicos de los grumos moleculares A y B: velocidad central respecto del LSR ( $v_c$ ), ancho en velocidad ( $\Delta v$ ), tamaño, densidad de columna de  $H_2$  ( $N$ ), masa ( $M$ ) y densidad numérica ( $n$ ). El tamaño lineal, la masa y la densidad numérica fueron calculadas para una distancia de 4.5 kpc.

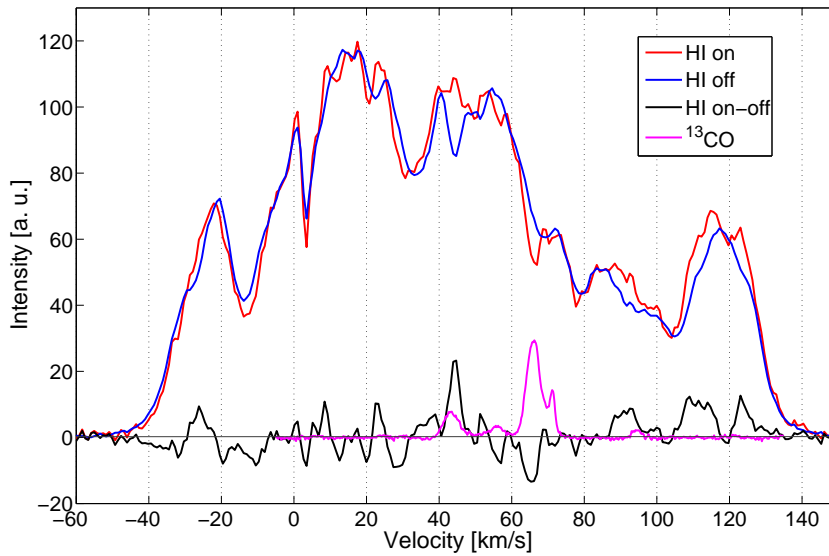
Grumo	$v_c$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v$ [km s <sup>-1</sup> ]	Tamaño [arcmin (pc)]	$N(H_2)$ [ $\times 10^{21}$ cm <sup>-2</sup> ]	$M$ [ $M_\odot$ ]	$n$ [cm <sup>-3</sup> ]
A	$\sim 66$	6	2.8 $\times$ 3.8 (3.7 $\times$ 5.0)	9.9	12 700	550
B	$\sim 69$	4	4.3 $\times$ 2.2 (5.6 $\times$ 2.9)	4.0	4500	230

Se calculó la densidad de columna total de hidrógeno  $N(H)$ , un parámetro fundamental en el modelado de la emisión X. Para esto, se integró las emisiones del HI y del  $H_2$  entre 0 y 66 km s<sup>-1</sup>, en una región delimitada por el contorno de 3.0 mJy/haz de la emisión del continuo de radio, que coincide con el centro brillante y con la emisión en rayos X (ver Fig. 5.1). Utilizando las ecuaciones del Cap. 3, se calculó las densidades de columna del gas neutro ( $N(HI)$ ) y molecular ( $N(H_2)$ ). La densidad de columna total se estimó como  $N(H) = N(HI) + 2N(H_2)$  y se obtuvo  $N(H) \sim 4 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>.

### 5.1.7. Determinación de la distancia

Se obtuvo la distancia cinemática a la nube utilizando el modelo de rotación Galáctica de Fich et al. (1989) (ver Apéndice). A partir de la velocidad central de la nube ( $\sim 66$  km s<sup>-1</sup>), se obtienen las distancias cercana y lejana de 4.5 y 11.5 kpc. Para resolver la ambigüedad, se recurrió el método de Roman-Duval et al. (2009). Las nubes moleculares no sólo están compuestas por gas molecular, sino que también contienen HI que en general se encuentra a una temperatura menor que el HI Galáctico presente entre las nubes ( $\sim 100$  K). Por lo tanto, una nube molecular en la distancia cercana absorbe la radiación proveniente del HI a mayor temperatura localizado a la misma velocidad pero en la distancia lejana. En consecuencia, el espectro de HI hacia una nube molecular cercana presenta una absorción a una velocidad que coincide con la velocidad de la línea de emisión molecular.

Para verificar este método, se construyó un espectro de absorción de HI hacia el grumo molecular A, el cual presenta evidencia de interacción con el RSN. Los datos



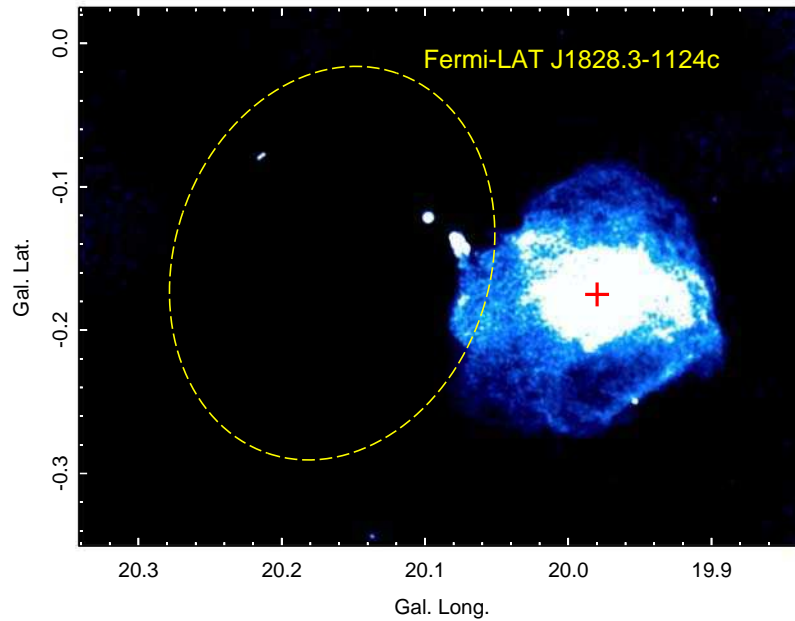
**Figura 5.10:** Espectros del HI y del  $^{13}\text{CO}$  hacia el grupo A: espectro de emisión del  $^{13}\text{CO}$  (magenta), espectro *on* del HI (rojo), espectro *off* del HI (azul) y espectro de absorción *on-off* del HI (negro). La presencia de una absorción del HI y de una línea de emisión del  $^{13}\text{CO}$  en  $\sim 65 \text{ km s}^{-1}$  favorecen la distancia cinemática cercana de 4.5 kpc para la nube molecular.

de HI fueron extraídos del VLA Galactic Plane Survey (VGPS). El espectro de emisión del  $^{13}\text{CO}$  y del HI (espectro *on*) fueron obtenidos de una región rectangular contenida dentro del contorno de  $19 \text{ K km s}^{-1}$  (ver Fig. 5.8) y por fuera del remanente para evitar los efectos de absorción de la radiación del HI por parte de G20. El espectro del fondo de HI (espectro *off*) se construyó a partir del promedio de tres espectros de HI en regiones cercanas al grupo A y libres de emisión de  $^{13}\text{CO}$ . El espectro final de absorción resulta de la resta entre los espectros *on* y *off*. En la Fig. 5.10, se muestran los resultados obtenidos. Resulta evidente la presencia de una absorción en el HI en  $\sim 65 \text{ km s}^{-1}$ , es decir, coincidiendo con la emisión del gas molecular. A partir de este análisis, la distancia cercana para el grupo A resulta ser la más favorable. Teniendo en cuenta los movimientos no circulares del gas de  $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$  (Burton, 1992), la incerteza en la distancia obtenida de la curva de rotación es de  $\sim 0.3 \text{ kpc}$ . En consecuencia, la nube molecular y el remanente se encuentran a una distancia de  $4.5 \pm 0.3 \text{ kpc}$ .

Existe evidencia adicional que favorece la distancia cercana de 4.5 kpc para el gas molecular. Como se ve en la Fig. 5.8, existe una correspondencia entre el grupo molecular A, la fuente milimétrica BGPS G19.926-0.257 y la nube oscura SDC G19.928-0.257. Dado que las nubes oscuras son nubes que absorben la radiación infrarroja de la Galaxia, usualmente se encuentran en las regiones cercanas (Schlingman et al., 2011).

### 5.1.8. G20.0-0.2, ¿una fuente de rayos $\gamma$ ?

La fuente de rayos  $\gamma$  Fermi-LAT J1828.3-1124c pertenece a la categoría de las llamadas “oscuras” por no tener una identificación certera. El único objeto localizado dentro de su círculo de error proyectado en el plano del cielo es el RSN G20 (Fig. 5.11), por lo que se ha sugerido una asociación entre la fuente Fermi-LAT y el remanente (Nolan et al., 2012).



**Figura 5.11:** Emisión del RSN G20.0-0.2 en 20 cm. La elipse muestra la extensión (nivel de confianza de 95 %) de la fuente de rayos  $\gamma$  de Fermi-LAT J1828.3-1124c. La cruz indica la posición de la fuente puntual en rayos X CXO J182807.4-113516.

Existen dos mecanismos principales para explicar la emisión de rayos  $\gamma$  proveniente de RSNs: el hadrónico y el leptónico. El mecanismo hadrónico se basa en la interacción de protones acelerados por la onda de choque con protones del MIE, en la cual se producen piones. Posteriormente, el decaimiento de los piones neutros ( $\pi^0$ ) origina rayos  $\gamma$  en la banda de los GeV y TeV. En este caso, es de esperar la presencia de material molecular denso cuya posición coincida con la fuente de altas energías y que haya sido alcanzado por el frente de choque del remanente. En el rango de velocidades entre 62 y 71 km s<sup>-1</sup>, correspondientes a la distancia de G20, no se encontró ninguna nube molecular sobre el borde del remanente en dirección a la fuente Fermi-LAT que pudiera servir como blanco para producir piones neutros que al decaer pudieran emitir fotones  $\gamma$ . Este resultado descartaría un origen hadrónico para la emisión  $\gamma$  de la fuente Fermi-LAT J1828.3-1124c.

En el mecanismo leptónico, los fotones  $\gamma$  se producen por efecto Compton inverso debido a las colisiones entre las partículas del viento relativista eyectado por un púlsar y los fotones infrarrojos del medio ambiente. Para el caso de G20, la mera existencia de la componente pleriónica (detectada en radio y en rayos X) asegura la presencia de un púlsar alimentándola. El centroide de la fuente

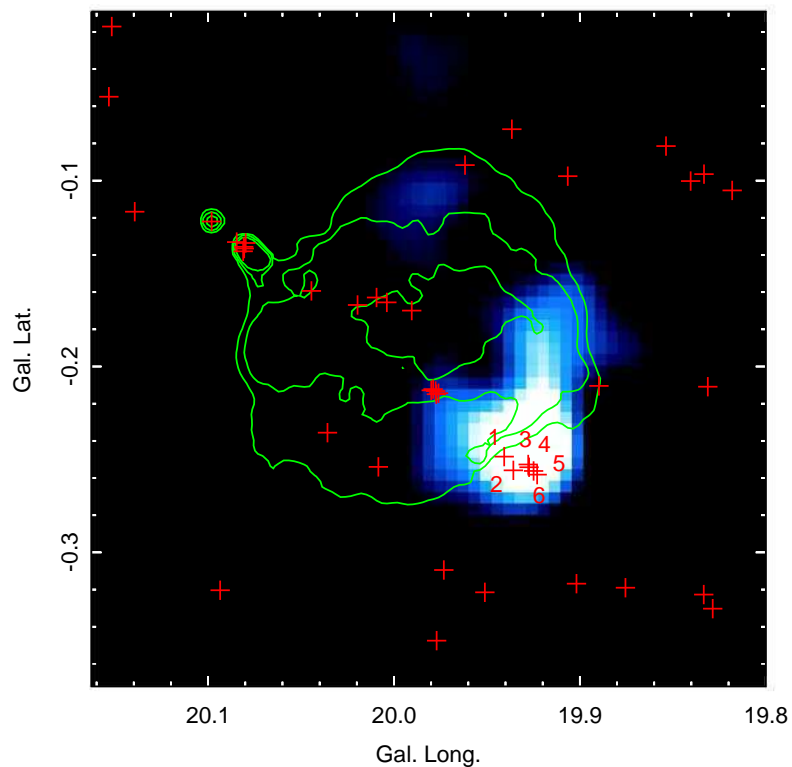
Fermi-LAT J1828.3-1124c está ubicado a  $\sim 10'$  del centro de la NVP, pero esta diferencia en posición ya ha sido encontrada en casos firmes de asociación, tales como el púlsar de Vela PSR J0835-4510 y la fuente HESS J0835-455 (Blondin et al., 2001) y el púlsar PSR B1823-13 y la fuente HESS J1825-137 (Aharonian et al., 2005). En estos casos, el desplazamiento entre la emisión  $\gamma$  y la NVP ha sido atribuido a inhomogeneidades en el MIE y a la distribución asimétrica de las emisiones en las distintas bandas del espectro. La confirmación de un origen leptónico necesita de mejores observaciones en rayos  $\gamma$  que permitan establecer con precisión la posición y morfología de Fermi-LAT J1828.3-1124c.

### 5.1.9. Formación estelar

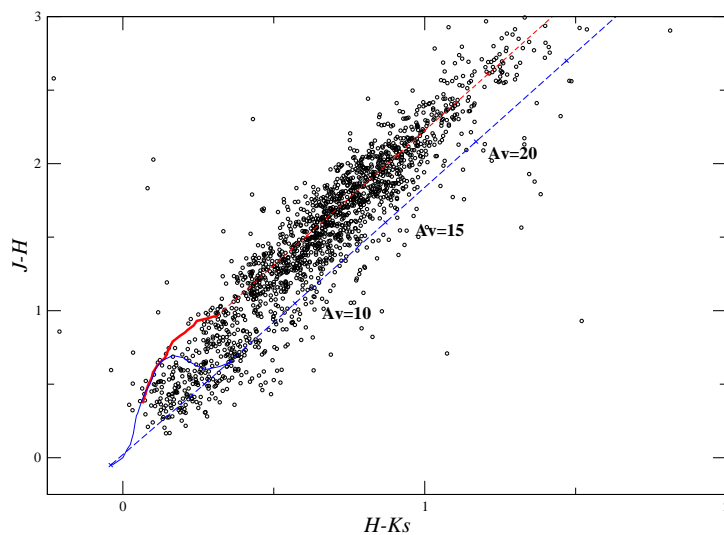
Para explorar la actividad de formación estelar alrededor de G20, se identificaron los candidatos a objeto estelar joven (YSO) a partir de un diagrama color-color [3.6]–[4.5] vs [5.8]–[8.0] en las bandas de *Spitzer*-IRAC (ver Sección 3.5.1). Para esto se buscaron las fuentes del catálogo GLIMPSE I con detección en las 4 bandas y se aplicaron los criterios de Allen et al. (2004). En la Fig. 5.12 se muestra la distribución de los candidatos a YSO más jóvenes (clase I). Se observan varios grupos de fuentes distribuidos a lo largo de todo el remanente. Es interesante notar un grupo de YSOs que se localiza justo sobre la nube en contacto con G20, que coincide con la fuente milimétrica BGPS G19.926-0.257 y la nube infrarroja oscura SDC G19.928-0.257. La presencia de gas molecular, varios YSOs embebidos en él, abundante polvo (trazado por la fuente milimétrica) y una nube oscura confirman que esta región es un sitio de formación estelar activa.

Dado que la identificación de YSOs utilizando el criterio de Allen et al. (2004) puede llevar a la selección de otras fuentes además de objetos estelares jóvenes, se ajustó sus distribuciones espectrales de energía (SEDs) utilizando la herramienta de Robitaille et al. (2007), descrita en la Sección 3.5.1. Se consideraron los flujos en las bandas de 2MASS, *Spitzer*-IRAC y WISE. La distancia se seleccionó en el rango entre 4.2 y 4.8 kpc. Para acotar la absorción visual, se construyó un diagrama color-color ( $J - H$ ) vs ( $H - K_s$ ) con las fuentes de 2MASS que presentan la mejor calidad fotométrica (AAA) hacia el grupo A. Las fuentes 2MASS se extrajeron de una región circular centrada en  $l \sim 19^\circ 93$ ,  $b \sim -0^\circ 24$  con radio de  $9'$ . El diagrama se muestra en la Fig. 5.13. Las líneas de enrojecimiento definen una región en el diagrama donde se espera encontrar estrellas de secuencia principal y gigantes rojas con enrojecimiento normal del MIE. La gran mayoría de fuentes normalmente enrojecidas se encuentra entre 7 y 17 mag, por lo que se eligió este rango de absorción para el ajuste de la SED de los YSOs.

Del ajuste de las SEDs, se determinó un conjunto de “modelos seleccionados” como aquellos con  $\chi^2$  tal que  $\chi^2 - \chi_{min}^2 < \beta N$ , donde  $\chi_{min}^2$  es el valor para el modelo que mejor ajusta y  $N$  es el número de flujos utilizados para cada fuente. El parámetro  $\beta$  es un número entero, usualmente elegido entre 2 y 3. Si bien esta elección es arbitraria, resulta útil para una primera estimación de los parámetros del YSO (ver Robitaille et al. 2007; Watson et al. 2008). En este caso se eligió  $\beta = 2$ . Para identificar la etapa evolutiva de los YSOs, se utilizó el esquema de Robitaille et al. (2006) que define tres etapas en función de los parámetros de



**Figura 5.12:** Emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 64.3 y 68.6 km/s. Los contornos verdes son la emisión del RSN en 20 cm. Las cruces rojas son los candidatos a YSO de clase I. Se numeró a los YSOs que se localizan sobre la nube en contacto con el remanente.



**Figura 5.13:** Diagrama color-color ( $J - H$ ) vs ( $H - K_s$ ) de 2MASS hacia el grupo A.

ajuste (Sección 3.5.1). Además, se incluye el parámetro  $\chi_{\star}^2$ , que se obtiene del ajuste de los flujos con un modelo de fotosfera estelar. La Tabla 5.4 muestra algunos resultados del ajuste de las fuentes localizadas sobre el gas molecular. Se verificó que las fuentes fueran intrínsecamente enrojecidas, siguiendo un criterio adaptado de Robitaille et al. (2008) (ver Sección 3.5.1). Para esto se calculó el valor de  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$ , donde  $\varepsilon = \sqrt{(\Delta_{4.5})^2 + (\Delta_{8.0})^2}$  y  $\Delta_{4.5}$  and  $\Delta_{8.0}$  son los errores en las magnitudes en las bandas de 4.5 y 8.0  $\mu\text{m}$ , respectivamente. Las fuentes intrínsecamente enrojecidas cumplen  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon \geq 1$ .

Los resultados del ajuste de la SED muestran que para todas las fuentes los modelos seleccionados según el criterio del  $\chi^2$  corresponden a la etapa 1. Además, en todos los casos  $\chi_{min}^2 \gg \chi_{\star}^2$  por lo que el ajuste con modelos de YSO es superior al ajuste con una fotosfera estelar. Estos resultados confirman que estas fuentes infrarrojas serían YSOs en las primeras etapas de su vida. Dado que 5 de estas fuentes sólo poseen flujos en las 4 bandas de IRAC, los modelos seleccionados son varios por lo que no es posible acotar sus parámetros físicos. Por el contrario, la fuente 6 posee también flujos medidos en las bandas de 2MASS y en las bandas de WISE. Los flujos en las bandas de 12 y 22  $\mu\text{m}$  de WISE resultan muy útiles para detectar la presencia de la envoltura de gas y polvo alrededor de la protoestrella central. El modelo que mejor ajusta corresponde al de una protoestrella de  $\sim 14.8 M_{\odot}$  acretando material de la envoltura ( $M_{env} \sim 950 M_{\odot}$ ) a una tasa de  $\sim 1.5 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{año}$ . Las altas tasas de acreción indican que esta fuente posiblemente sea un objeto de clase 0 con una edad menor a  $10^5$  años.

**Tabla 5.4:** Resultado del ajuste de la SED de los candidatos a YSO de clase I localizados sobre la nube en contacto con el remanente.  $N$  es el número de flujos disponibles para el ajuste,  $\chi_{min}^2$  es el  $\chi^2$  del modelo que mejor ajusta,  $\chi_{\star}^2$  corresponde al ajuste por fotosfera estelar. El valor de  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$  se define en el texto La última columna muestra el número de modelos seleccionados para cada una de las etapas evolutivas.

Fuente	$N$	$\chi_{min}^2/N$	$\chi_{\star}^2/N$	$m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$	Etapas (E1, E2, E3)
1	4	0.7	57.5	1.6	248, 0, 0
2	4	1.0	72.8	0.9	31, 0, 0
3	4	0.01	31.1	0.9	959, 376, 7
4	4	2.5	92.1	0.4	14, 0, 0
5	4	0.9	138.4	0.9	18, 0, 0
6	10	63.6	>9999	1.4	1, 0, 0

### 5.1.10. Resumen de los resultados

Se investigó por primera vez la emisión en la banda de rayos X del RSN G20.0-0.2. Se descubrió emisión difusa en el rango de energía entre 1.0 y 7.0 keV, que presenta muy buena correlación espacial con la emisión más brillante en la banda de radio. A partir del análisis espectral en rayos X, se halló que tanto un mecanismo

no térmico como uno térmico fuera del equilibrio producen ajustes aceptables. El modelo no térmico sugiere un origen sincrotrónico con índice fotónico  $\Gamma_X \sim 1.9$ , similar a los valores medidos hacia otras NVPs. Para el modelo térmico, la temperatura de plasma obtenida es de  $\sim 5$  keV, similar a la de remanentes jóvenes.

Teniendo en cuenta la correlación espacial encontrada entre las emisiones en las bandas de radio y de rayos X y las características del remanente en radio propias de una NVP, se concluye que un origen no térmico para los rayos X es el más probable. Además, la presencia de la fuente puntual CXO J182807.4-113516, localizada en el centro geométrico del RSN y con una luminosidad estimada de  $(0.7 - 1.2) \times 10^{32}$  erg/s en el rango de energía entre 0.5 y 8.0 keV, similar a la de otros púlsares asociados con nebulosas sincrotrónicas, sugiere que es un buen candidato a ser el objeto compacto que alimenta la NVP.

A partir del estudio de la distribución del gas molecular en los alrededores de G20, se encontró una nube molecular en contacto con el borde más chato del RSN y que presenta signos espectrales de gas perturbado, posiblemente debido a la interacción entre el frente de choque del remanente y la nube. A partir de esta asociación, se determinó una distancia de  $4.5 \pm 0.3$  kpc para el RSN G20. Se encontró una excelente correlación entre la emisión más intensa de la nube molecular, la fuente continua milimétrica BGPS G19.926-0.257 y la nube oscura infrarroja SDC G19.928-0.257. Además se identificaron varios candidatos a YSOs de clase I distribuidos sobre el máximo de emisión del gas molecular. La presencia de gas molecular, varios YSOs sobre él, abundante polvo y una nube oscura sugieren que ésta es una región activa de formación estelar.

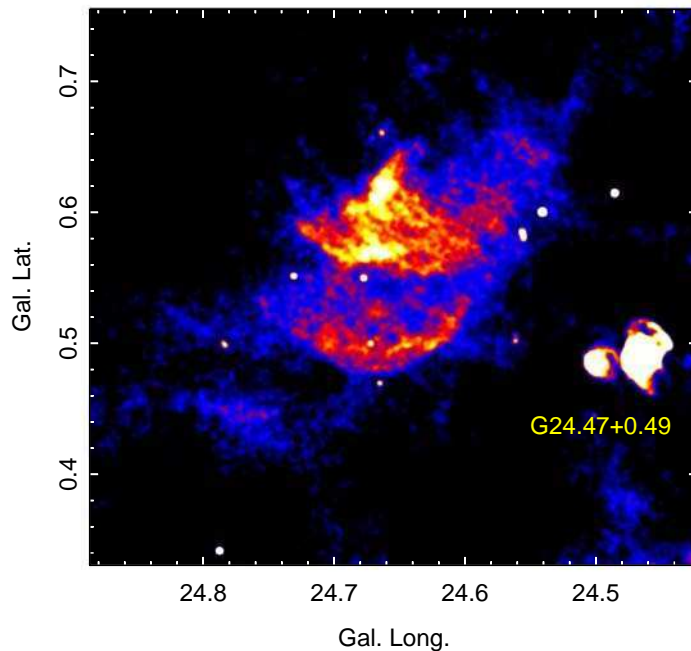


## 5.2. El remanente de supernova G24.7+0.6

Los resultados de esta Sección han sido publicados en las actas de la XIII Latin American Regional IAU Meeting (2011, RMxAC, 40, 194) y en las actas de la 54 Reunión Anual de la AAA (2010, BAAA, 53, 221).

### 5.2.1. Presentación de la región

G24.7+0.6 (de aquí en más G24) es un remanente de supernova (RSN) que en la banda de radio presenta emisión sincrotrónica decreciendo desde el centro hacia el borde, con un índice espectral  $\alpha \sim -0.17$  ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ) y polarizada ( $\sim 5\%$  en 4.76 GHz). Sobre la base de estos resultados, Reich et al. (1984) propusieron que G24 pertenece al grupo de los RSNs de centro lleno. Los autores estimaron una edad de  $\sim 12000$  años y una distancia de  $\sim 4.4$  kpc utilizando la relación  $\Sigma - D$ , donde  $\Sigma$  es el brillo superficial y  $D$  es el diámetro del remanente. A partir de nuevas observaciones con mejor resolución angular, Becker & Helfand (1987) detectaron dos cáscaras incompletas de emisión más débil alrededor del centro brillante. Estos autores sugirieron que la componente central sería una nebulosa de viento alimentada por un púlsar (NVP) aún no detectado y que las cáscaras posiblemente se originaron en el frente de choque creado por la explosión expandiéndose sobre el MIE.



**Figura 5.14:** Emisión del continuo de radio en 20 cm hacia G24.7+0.6, extraída del MAGPIS. Se indica el complejo de regiones HII G24.47+0.49.

En la Fig. 5.14, se muestra una imagen de G24 en la banda de 20 cm extraída del MAGPIS. Esta imagen revela la compleja morfología del RSN. Más allá del centro con emisión intensa, se observan claramente las dos cáscaras de emisión

(una interna, rodeando el centro brillante, y una externa más débil) y posiblemente por fuera de éstas una tercer cáscara, cuya emisión tiende a confundirse con el fondo. Varias de las fuentes puntuales de la imagen poseen espectros en radio característicos de emisión térmica y serían regiones HII compactas (Becker & Helfand, 1987). En la imagen se indica la posición del complejo de regiones HII G24.47+0.49, que se encuentra a 14' de distancia del centro de G24. Hacia él se ha detectado un máser de H<sub>2</sub>O (Churchwell et al., 1990) y varias líneas moleculares (Wu et al., 1998; Anderson et al., 2009) con velocidades sistémicas de  $\sim 102$  km s<sup>-1</sup>. A partir de un estudio de perfiles de absorción de HI, Anderson & Bania (2009) han sugerido que el complejo de regiones HII se encuentra en la distancia cinemática cercana de 5.9 kpc.

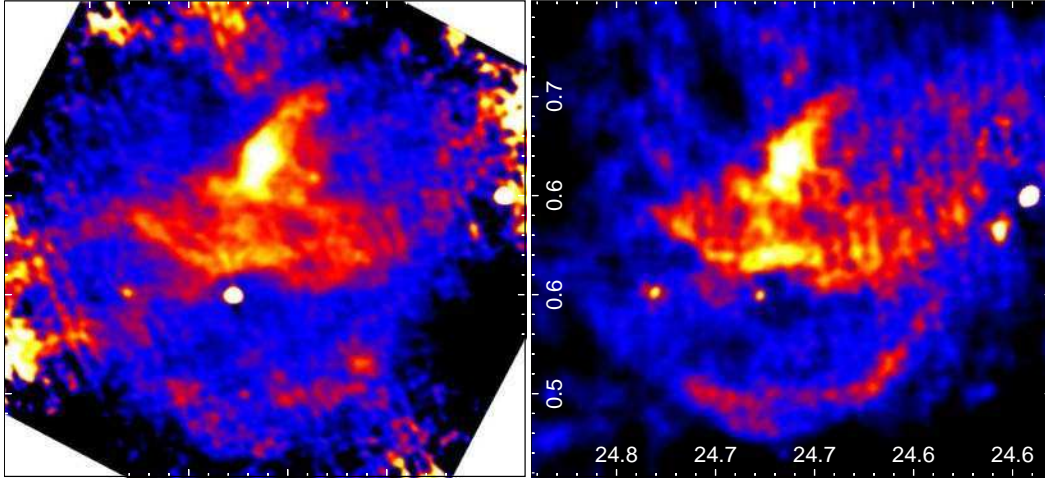
En la banda de los rayos X, G24 fue observado por el satélite *Einstein* y se ha reportado la detección de emisión difusa (Leahy, 1989). El flujo medido entre 0.2 y 4.0 keV es de  $3.9 \times 10^{-13}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, lo cual permite estimar un límite superior para la luminosidad de  $\sim 2 \times 10^{34}$  erg s<sup>-1</sup>, considerando una distancia de 5 kpc.

### 5.2.2. Estudio del continuo de radio

Para investigar la naturaleza de la emisión en radio de G24 y determinar si las cáscaras forman parte de la NVP o están asociadas con el frente de choque del remanente, se realizó un estudio del índice espectral  $\alpha$  entre 1.4 y 4.8 GHz. En caso de formar parte de la nebulosa, es de esperar que la cáscara presente un  $\alpha$  entre  $\sim -0.3$  y 0.0 (Gaensler & Slane, 2006), mientras que si es radiación sincrotrónica producida por partículas aceleradas en el frente de choque,  $\alpha$  tendría un valor cercano a  $\sim -0.5$  (ver Sección 3.7.2).

Para llevar a cabo este estudio, lo ideal es contar con observaciones en ambas bandas adquiridas con el mismo instrumento para equiparar el cubrimiento de las visibilidades y obtener resoluciones angulares similares. Por este motivo, se reprocesaron datos de archivo de observaciones de G24 realizadas el 11 de agosto de 1984 con el VLA en su configuración D en 1.4 y 4.8 GHz (código de proyecto: AB271). La resolución angular aproximada que se espera obtener en la imagen final es de 40'' a 1.4 GHz y 12'' a 4.8 GHz. Por este motivo, para la emisión a 1.4 GHz se utilizaron también datos de archivo obtenidos el 26 de Junio de 1985 en la configuración BnC (código de proyecto: AB333) para recuperar una imagen con una resolución angular de 14''. Cabe mencionar que las técnicas de procesamiento de imágenes se actualizan constantemente, por lo que las imágenes reprocesadas a partir de datos de archivo cuentan con una mayor calidad que las publicadas anteriormente.

Todo el procesamiento y la reconstrucción de las imágenes se realizó siguiendo procedimientos estándar de calibración con el paquete Miriad. Para la calibración de la densidad de flujo se utilizó la fuente 3C286 y como calibradora de fase de las visibilidades la fuente 1741-038. Para los datos en 1.4 GHz, las visibilidades correspondientes a las configuraciones D y BnC fueron concatenadas para formar una única base de datos. La imagen final obtenida en 1.4 GHz tiene una resolución angular de 14'' $\times$ 9'' y una sensibilidad de 0.3 mJy/haz, mientras que en 4.8 GHz la resolución angular es de 14'' y la sensibilidad de 0.7 mJy/haz. Ambas imágenes



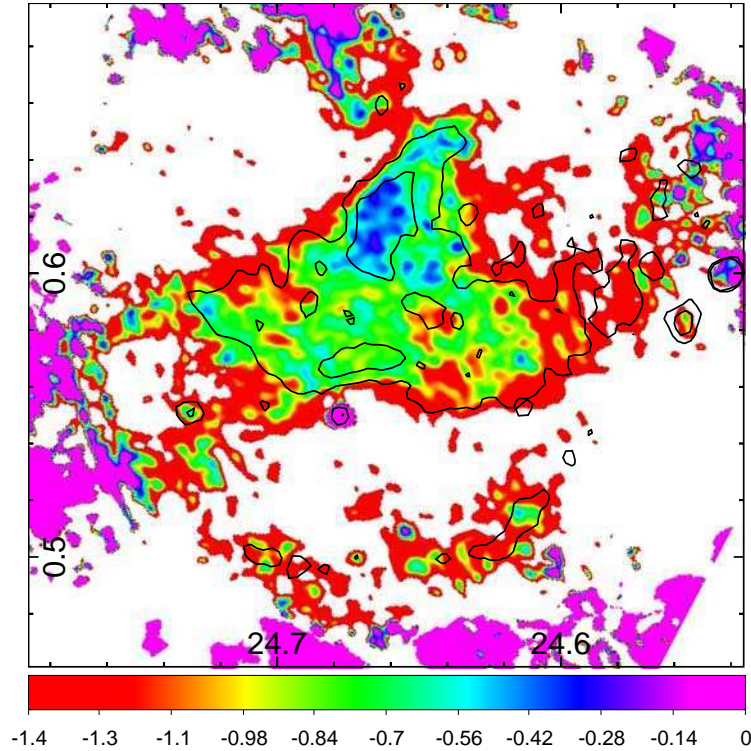
**Figura 5.15:** Imágenes de la emisión en el continuo de radio del RSN G24.7+0.6 en las bandas de 4.8 GHz (izquierda) y 1.4 GHz (derecha), obtenidas recalibrando los datos de archivo. Las coordenadas son galácticas.

fueron corregidas por el haz primario y se muestran en la Fig. 5.15. La extensión total del remanente en 4.8 GHz es prácticamente la misma que el campo de vista del instrumento, de modo que la cáscara externa no recupera las estructuras más extensas y por ende su densidad de flujo. Por lo tanto, sólo se estudiará la región del centro lleno y de la cáscara interna, cuya extensión es más pequeña que las estructuras más grandes que pueden ser recuperadas sin pérdida de densidad de flujo en las configuraciones utilizadas ( $\sim 15'$  a 1.4 GHz y  $\sim 4'$  a 4.8 GHz).

Se construyó un mapa de las variaciones espectrales cortando las imágenes a  $3\sigma$  del ruido. El valor de  $\alpha$  se calculó a partir de la ecuación:

$$\alpha = \frac{\log(S_{1.4}/S_{4.8})}{\log(1.4/4.8)}, \quad (5.2.1)$$

donde  $S_{1.4}$  y  $S_{4.8}$  son las densidades de flujo en 1.4 y 4.8 GHz, respectivamente. En la Fig. 5.16 se muestra el mapa del índice espectral entre 1.4 y 4.8 GHz. Las regiones azules presentan un  $\alpha$  entre  $-0.2$  y  $-0.3$ , mientras que las regiones verdes  $\alpha < -0.5$ . Resulta clara la presencia de una región con espectro chato que coincide con la parte central y más brillante del remanente, con un índice espectral de  $\sim -0.2$  en la región correspondiente al máximo de emisión en radio, y de  $\sim -0.3$  hacia los bordes, confirmando los resultados encontrados por Reich et al. (1984). Por su parte, la cáscara interna presenta  $\alpha \lesssim -0.5$ , indicando que la emisión se debe a radiación de sincrotrón de electrones acelerados en el frente de choque, confirmando lo sugerido por Becker & Helfand (1987). Este estudio permite clasificar a G24 como un RSN de tipo compuesto ya que presenta la componente pleriónica de espectro chato y una cáscara de espectro más duro a su alrededor.



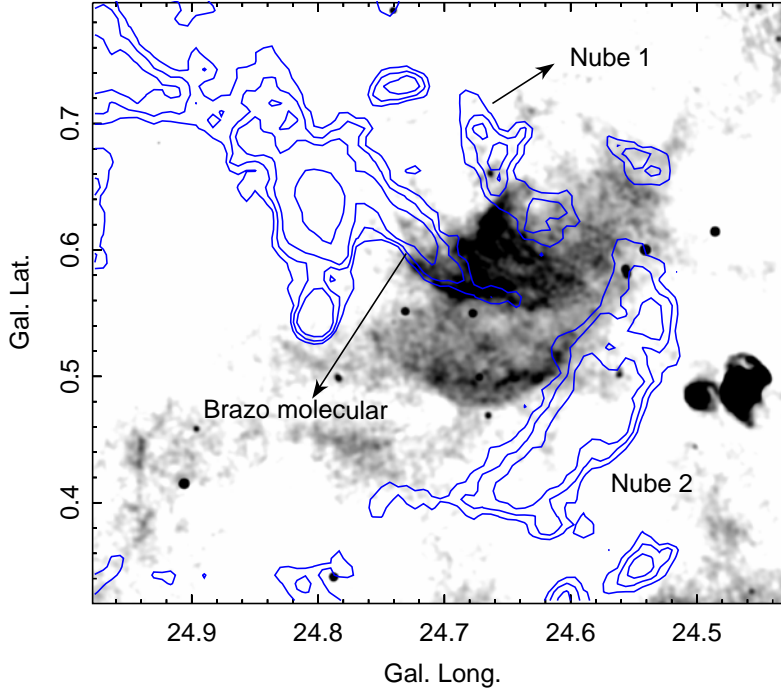
**Figura 5.16:** Mapa espectral del RSN G24.7+0.6 entre 1.4 y 4.8 GHz. Los contornos 0.03 y 0.05 mJy/haz corresponden a la emisión en 4.8 GHz.

### 5.2.3. Distribución del gas molecular

Para el estudio del gas molecular hacia esta región, se analizó la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 utilizando los datos del Galactic Ring Survey (GRS). Se buscaron estructuras de gas molecular que pudieran presentar evidencia morfológica de interacción con el RSN. La Fig. 5.17 muestra la emisión de esta molécula integrada en el rango de velocidades entre 38 y 50  $\text{km s}^{-1}$  (todas las velocidades están referidas al estándar local de reposo, LSR). Se observa: una nube molecular (nube 1) en contacto con el centro brillante del RSN; una segunda nube (nube 2) que presenta una excelente correspondencia con el borde oeste de G24; y una tercera estructura de gas molecular con forma alargada (brazo molecular) en contacto con la cáscara interna del RSN que rodea al centro brillante.

El acuerdo morfológico entre el RSN y las estructuras encontradas sugieren una asociación física entre ellos, por lo tanto G24 y el gas molecular están a la misma distancia. Tomando  $\sim 44 \text{ km s}^{-1}$  como la velocidad sistémica del gas y utilizando el modelo de rotación galáctica de Fich et al. (1989) (ver Apéndice), se obtienen las distancias cinemáticas cercana y lejana de 3 y 12 kpc, respectivamente. Teniendo en cuenta que la distancia cercana está en mejor acuerdo con la distancia al RSN estimada por Reich et al. (1984), se adopta una distancia de  $\sim 3.5 \pm 0.4 \text{ kpc}$  para el gas molecular y el RSN, donde se han considerado para el error los movimientos no circulares del gas de  $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$  (Burton, 1992).

Para estimar los parámetros físicos del gas, se consideró equilibrio termodinámico



**Figura 5.17:** Contornos de la emisión del  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  integrado entre 38 y 50  $\text{km s}^{-1}$  (los niveles de contorno son 1.6, 2.5, 4.0 y 5.0  $\text{K km s}^{-1}$ ), superpuestos con la emisión en 20 cm.

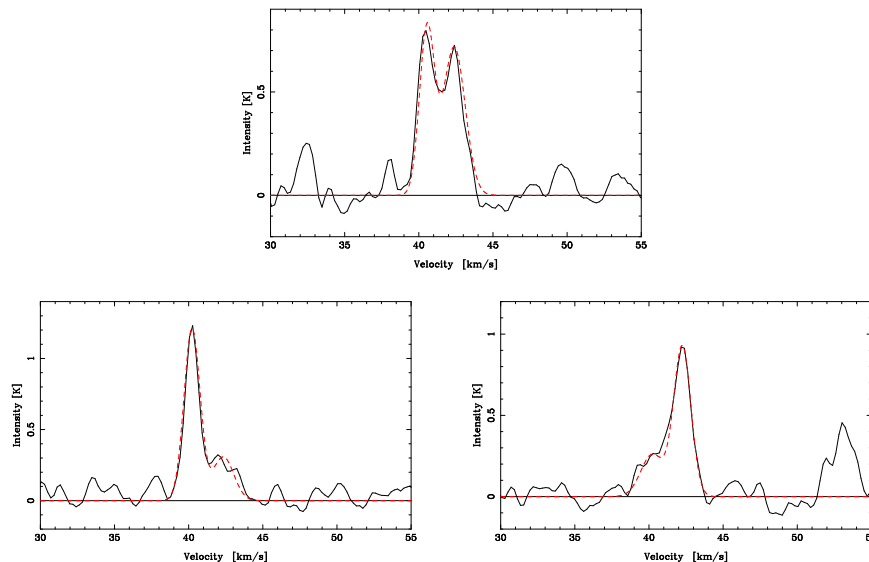
mico local (ETL) y se utilizaron las ecuaciones de la Sección 3.2. Para las nubes 1 y 2, la densidad de columna del  $^{13}\text{CO}$  se estimó promediando la emisión dentro del contorno de 1.6  $\text{K km s}^{-1}$ , mientras que para el brazo molecular dentro del contorno de 2.5  $\text{K km s}^{-1}$ . Para el cálculo de la masa se aproximaron las nubes por elipsoides y se tomó la profundidad como el promedio de los semiejes proyectados en el plano del cielo. En la Tabla 5.5 se listan los resultados obtenidos.

**Tabla 5.5:** Parámetros de las estructuras del  $^{13}\text{CO}$  en contacto con G24.7+0.6: velocidad central respecto del LSR ( $v_c$ ), ancho en velocidad ( $\Delta v$ ), tamaño, masa ( $M$ ) y densidad ( $n$ ). Para el tamaño lineal, la masa y la densidad se consideró una distancia de 3.5 kpc.

Estructura	$v_c$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$\Delta v$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	Tamaño ['(pc)]	$M$ [ $M_\odot$ ]	$n$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]
Nube 1	42	3.6	$4 \times 2$ ( $4 \times 2$ )	700	170
Nube 2	45	3.5	$8 \times 3$ ( $8 \times 3$ )	2100	150
Brazo	42	3.3	$6 \times 1.5$ ( $6 \times 1.5$ )	600	120

Para hallar evidencia adicional de interacción entre el gas molecular y el RSN, se analizaron los espectros de la emisión del  $^{13}\text{CO}$  hacia las estructuras moleculares. Sólo la nube 1 presenta picos múltiples y asimetrías en sus espectros (Fig. 5.18), lo que estaría indicando que el movimiento del gas posee una componente turbulenta

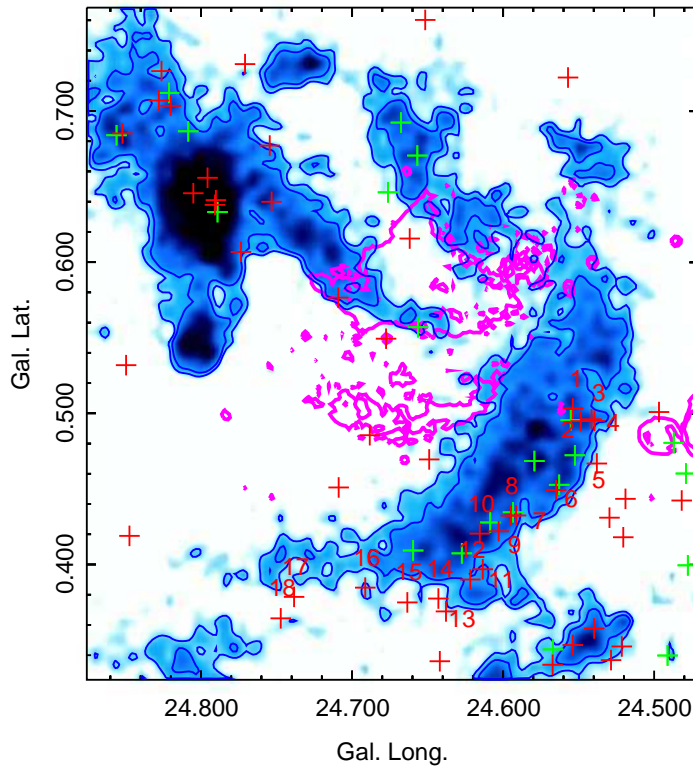
(Falgarone et al., 1994b), posiblemente inyectada por el remanente. En la nube 2 y en el brazo molecular no se halló evidencia espectral de gas perturbado, sin embargo esto no descarta la interacción con el remanente. Existen varios casos de RSNs en los cuales la interacción con el medio ha sido bien establecida en base a las coincidencias morfológicas entre el frente de choque y el gas molecular, tales como los RSN G109.1-1.0 (Tatematsu et al., 1987) y G54.4-0.3 (Junkes et al., 1992a).



**Figura 5.18:** Espectros representativos del  $^{13}\text{CO}$  hacia la nube 1. Las líneas rojas representan ajustes con funciones gaussianas, mostradas para resaltar picos dobles y espectros no simétricos.

#### 5.2.4. Formación estelar alrededor de G24.7+0.6

Para investigar la actividad de formación estelar alrededor del RSN, se siguió un procedimiento similar al utilizado para el RSN G20.0-0.2. Se identificaron las fuentes candidatas a YSO a partir de un diagrama color-color  $[3.6]-[4.5]$  vs  $[5.8]-[8.0]$  en las bandas de *Spitzer*-IRAC aplicando el criterio de Allen et al. (2004). En la Fig. 5.19, se muestra la distribución de los candidatos a YSO más jóvenes, es decir los de clase I. En esta figura también se indican las nubes oscuras infrarrojas (IRDCs) de *Spitzer* catalogadas por Peretto & Fuller (2009). Se observa una mayor densidad de YSOs de clase I sobre la emisión del gas molecular. Un grupo de ellos se localiza en el máximo de emisión del brazo molecular, en una región alejada del RSN y que posiblemente no ha sido alcanzada por el frente de choque. Además, se observan dos YSOs sobre la emisión más intensa de la nube 1. Finalmente, un grupo numeroso de YSOs aparece a lo largo de la nube 2 y su distribución acompaña la forma elongada de la nube. Sobre esta nube se observan varias IRDCs, las cuales, como se mencionó anteriormente, son las precursoras de los YSOs de gran masa (Rathborne et al., 2006, 2007). La presencia de los YSOs de clase I y de las IRDCs sobre la nube 2 son un claro signo de actividad de formación estelar.



**Figura 5.19:** Emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 38 y 50  $\text{km s}^{-1}$ , con contornos azules. Las cruces rojas son los candidatos a YSO de clase I, seleccionados según el criterio discutido en el texto. Se enumeraron los YSOs localizados sobre la nube 2. Las cruces verdes son las nubes infrarrojas de *Spitzer*. Los contornos violeta corresponden a la emisión en radio del RSN G24.

Para confirmar la naturaleza de los candidatos a YSOs localizados sobre la nube 2, se ajustó la distribución espectral de energía (SED) con la herramienta de Robitaille et al. (2007) en las bandas de 2MASS, *Spitzer*-IRAC y WISE. Se eligió un rango de distancia entre 3.1 y 3.9 kpc y una absorción visual entre 10 y 20 mag. Ésta última fue obtenida de un diagrama color-color ( $J - H$ ) vs ( $H - K_s$ ) con las fuentes de 2MASS hacia la nube 2 que presentan la mejor calidad fotométrica (AAA). Las fuentes 2MASS se extrajeron de una región circular centrada en  $l \sim 24^\circ 59$ ,  $b \sim -0^\circ 49$ , con un radio de  $10'$ . En la Tabla 5.6 se muestran algunos resultados del ajuste de la SED. Se indica los valores de  $\chi^2$  del mejor ajuste ( $\chi_{min}^2$ ) y del ajuste por un modelo de fotosfera ( $\chi_\star^2$ ). Se muestran también las etapas de Robitaille et al. (2006) correspondientes a los modelos seleccionados bajo el criterio  $\chi^2 - \chi_{min}^2 < 2N$ , donde  $N$  es el número de flujos utilizados en el ajuste. Al igual que en el estudio del RSN G20.0-0.2, se reporta también el valor de  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$ , utilizado como criterio de selección de fuentes intrínsecamente enrojecidas.

La Tabla 5.6 muestra que los ajustes de casi todas las fuentes cumplen  $\chi_{min}^2 \ll \chi_\star^2$ , lo cual confirma que se obtienen mejores ajustes con modelos de YSOs que con modelos de fotosfera estelar. En todos estos casos los modelos seleccionados

**Tabla 5.6:** Resultado del ajuste de la SED de los candidatos a YSO de clase I localizados sobre la nube 2.  $N$  es el número de flujos disponibles para el ajuste,  $\chi_{min}^2$  es el  $\chi^2$  del modelo que mejor ajusta,  $\chi_{\star}^2$  corresponde al ajuste por fotosfera estelar.  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$ , identificar objetos intrínsecamente enrojecidos. La última columna muestra el número de modelos seleccionados para cada una de las etapas evolutivas.

Fuente	$N$	$\chi_{min}^2/N$	$\chi_{\star}^2/N$	$m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$	Etapas (E1, E2, E3)
1	9	7.0	94.0	2.0	16, 28, 0
2	6	0.2	6.0	1.0	81, 10, 0
3	4	0.1	71.0	1.5	277, 0, 0
4	4	0.01	50.0	1.7	599, 518, 15
5	4	0.03	6.0	1.0	696, 647, 39
6	9	4.8	267.0	1.9	8, 0, 0
7	4	0.05	107.0	2.5	253, 0, 0
8	4	0.01	91.0	2.3	786, 18, 0
9	5	0.6	13.0	1.0	131, 22, 0
10	4	0.05	141.0	2.2	316, 5, 0
11	6	1.2	1.0	0.6	2, 0, 0
12	6	1.7	2.0	0.8	15, 0, 0
13	4	0.04	18.0	1.1	248, 11, 0
14	4	0.01	26.0	1.3	731, 12, 0
15	7	13.0	69.0	1.6	0, 0, 8
16	9	1.0	12.0	1.0	101, 547, 0
17	4	1.4	116.0	3.1	31, 0, 0
18	4	0.01	48.0	1.6	566, 4, 0

corresponden a las etapas 1 y 2 de Robitaille et al. (2007), es decir protoestrellas con envolturas y/o discos de acreción. La excelente correspondencia entre el gas molecular, los YSOs y las nubes oscuras infrarrojas confirman que la nube 2 posee actividad de formación estelar. La excepción son las fuentes 11 y 12, para las cuales el ajuste con fotosfera estelar es igualmente bueno que el ajuste con modelos de YSO. Además estas dos fuentes presentan  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon < 1$ , es decir no cumplen el criterio de color de selección de fuentes intrínsecamente enrojecidas. Por lo tanto, es posible que las fuentes 11 y 12 no sean YSOs sino estrellas más evolucionadas con enrojecimiento normal del MIE.

### 5.2.5. Resumen de los resultados

A través del estudio del continuo de radio de G24 con datos de archivo del VLA procesados en 1.4 y 4.8 GHz, se confirmó que este RSN posee una componente



pluriónica con un índice espectral que varía entre  $-0.2$  y  $-0.3$ , similar al esperado en una NVP. Además se comprobó que la cáscara interna tiene un índice más duro ( $\lesssim -0.5$ ), indicando que la emisión sincrotrónica se origina en el frente de choque del remanente. Debido a que el campo de vista del instrumento cuando opera a 4.8 GHz no cubre la cáscara externa, no se pudo estimar su índice espectral.

Se investigó la distribución del gas molecular en los alrededores de G24 y se hallaron tres estructuras de gas molecular con signos morfológicos de interacción con el remanente: una nube molecular (nube 1) hacia el centro lleno, que presenta espectros ensanchados que podrían deberse a la presencia de movimientos turbulentos posiblemente inyectados por el RSN; una nube (nube 2) en contacto con la cáscara externa del remanente; y un brazo molecular que delinea la cáscara interna. A partir del estudio del gas molecular, se acotó la distancia a G24 en  $\sim 3.5 \pm 0.4$  kpc.

Se identificaron las fuentes candidatas a YSOs de clase I, las cuales se distribuyen preferentemente sobre la nube 2 y en coincidencia con varias nubes oscuras infrarrojas. Por lo tanto, esta nube molecular presenta fuertes indicios de actividad de formación estelar.

### 5.3. Discusión

Los RSNs G20.0-0.2 (G20) y G24.7+0.6 (G24) presentan en la banda de radio una morfología compleja, con frentes de choque muy distorsionados. A partir del estudio de la distribución del gas molecular en sus alrededores, se descubrieron nubes moleculares en contacto con los RSNs. La interacción entre los remanentes y las nubes densas del MIE podría ser responsable de la morfología observada.

Se identificaron varios candidatos a YSOs sobre las nubes moleculares impactadas por el frente de choque de los RSNs. Los YSOs hallados están además asociados con nubes oscuras infrarrojas, las cuales son precursoras de las estrellas de gran masa. Este escenario plantea la posibilidad de que haya habido formación estelar disparada por la expansión de los RSNs sobre el gas molecular. A continuación se analiza dicha posibilidad.

Como se mencionó en el Cap. 2, los RSNs han sido propuestos como posibles agentes desencadenantes de formación estelar debido a su capacidad de modificar las condiciones de las nubes del medio en las cuales impactan y cambiarlas de estables a inestables. En el caso de G20 y G24, si la formación estelar fue disparada por el frente de choque, sus edades deberían ser mayores a la de los YSOs identificados. Los candidatos a YSOs de clase I hallados alrededor de los dos remanentes estudiados tienen edades típicas de  $\sim 10^5$  años. Para el caso de G24, su edad ha sido estimada en  $\sim 12\,000$  años. Para el caso de G20, no se ha reportado su edad en la literatura pero es esperable que sea menor a  $\sim 10^5$  años, tiempo en el cual los RSNs se disipan en el MIE y su emisión en radio disminuye a niveles difíciles de detectar. Por lo tanto, debido a sus cortas edades, es poco probable que G20 y G24 hayan disparado el nacimiento de los YSOs de clase I identificados en sus alrededores.

El escenario anterior plantea el interrogante sobre cuál es el agente responsable

de la formación estelar alrededor de G20 y G24. La presencia de NVPs en los dos RSNs es un claro signo de la presencia de un púlsar alimentando la emisión. Dado que los púlsares son los objetos compactos que se forman luego de la explosión de estrellas de gran masa, se concluye que las estrellas progenitoras de G20 y G24 deberían haber tenido más de  $8 M_{\odot}$  en secuencia principal. Como las estrellas de gran masa se forman en cúmulos, las explosiones de SN por colapso nuclear ocurren en ambiente altamente modificados no sólo por los fuertes vientos de la estrella progenitora, sino también por los vientos de las estrellas compañeras (Westerlund, 1969). Estos vientos actúan por períodos de tiempo de algunos  $10^6$  años, duración característica de la etapa de secuencia principal de una estrella de tipo O. Es posible sugerir entonces que la actividad de formación estelar alrededor de G20 y G24 pudo haber sido disparada por los vientos de la estrella progenitora y/o de las estrellas compañeras de gran masa.

Existen varios casos en los que la actividad de formación estelar alrededor de RSNs ha sido atribuido a la acción de los vientos de la estrella progenitora. Por ejemplo, los remanentes IC443 (Xu et al., 2011) y G54.1+0.3 (Koo et al., 2008) poseen componentes pleriónicas y sus edades han sido estimadas en 3000 – 30 000 años y  $\lesssim 3000$  años, respectivamente. En este caso, el nacimiento de los YSOs ha sido atribuido a los vientos de la estrella progenitora. El RSN G59.5+0.1 sólo presenta la cáscara en radio, pero Xu & Wang (2012) sugieren que pudo formarse por el colapso de una estrella O debido a su cercanía con una asociación de estrellas OB. Según estos autores este RSN (con una edad de  $\sim 8.4 \times 10^4$  años) pudo haber disparado el nacimiento de los YSOs más jóvenes de clase 0 detectados a su alrededor, pero el nacimiento de los YSO de clase I y II posiblemente se deba a la acción de la estrella progenitora de la explosión.

A pesar de que existe evidencia observacional de regiones de formación estelar alrededor de varios RSNs, al presente es difícil establecer el rol que ha jugado el remanente en el nacimiento de estrellas nuevas. Debido a su corta vida ( $\lesssim 10^5$  años), es poco probable que los RSNs puedan disparar el nacimiento de los objetos de clase I y II que se detectan en sus alrededores, ya que los tiempos de vida de estos YSOs son mayores a  $10^5$  años y un mecanismo de formación estelar disparada implica que el agente disparador actúe antes del nacimiento de las estrellas nuevas. La identificación de fuentes de clase 0 (con edades típicas  $\lesssim 10^4$  años) es un buen punto de partida para investigar la formación estelar disparada por RSNs. Sin embargo, la identificación de YSOs muy jóvenes alrededor de un remanente no alcanza para probar una relación genética entre ambos. En las conclusiones finales de esta Tesis se discute esta cuestión con más detalle.



# Capítulo 6

## Estudio de tres regiones HII galácticas

En este Capítulo se estudia el medio interestelar hacia tres regiones HII: un complejo de regiones HII alrededor del remanente de supernova G18.8+0.3 y las regiones HII N65 y G35.673-00.847. Se investiga la distribución del gas molecular en sus entornos y la actividad de formación estelar.

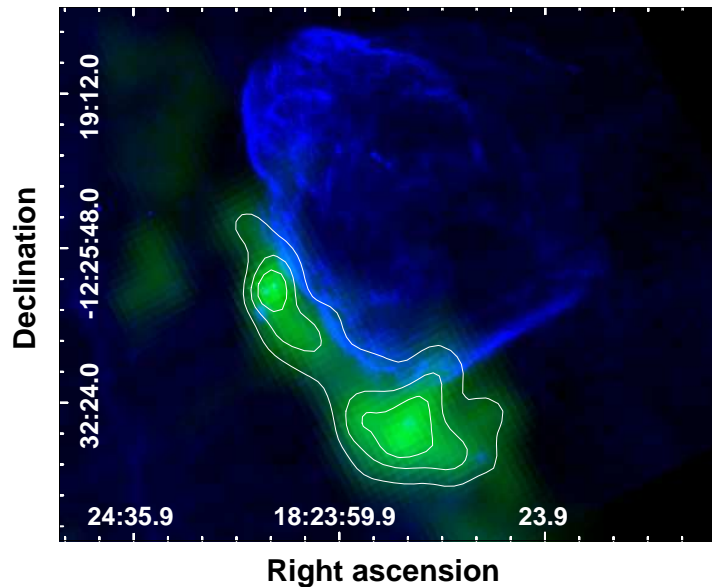
### 6.1. El complejo de regiones HII alrededor del remanente de supernova G18.8+0.3

Los resultados de esta Sección han sido publicados en el artículo *The molecular clump towards the eastern border of SNR G18.8+0.3*, Paron, Ortega, Petriella, Rubio, Dubner & Giacani, 2012, A&A, 547, 60.

#### 6.1.1. Presentación de la región

El remanente de supernova (RSN) G18.8+0.3 posee en la banda de radio una morfología peculiar, con sus bordes este y sur claramente chatos y emisión decreciendo en intensidad hacia el oeste. Estas observaciones sugieren que el remanente ha evolucionado en un medio con un gradiente de densidad: hacia el oeste, el medio interestelar (MIE) sería poco denso, por lo que el frente de choque se expande más libremente; en dirección opuesta, el RSN ha encontrado una nube molecular y la interacción entre el frente de choque y el MIE ha producido un aumento en la emisión de sincrotrón y la distorsión observada en la morfología (Arnal et al., 1993). A partir de observaciones del  $^{12}\text{CO}$  y  $^{13}\text{CO}$ , Dubner et al. (1999) concluyeron que la explosión que dio origen al RSN ocurrió cerca del borde de una nube molecular preexistente. En base a la velocidad sistémica de  $\sim 19 \text{ km s}^{-1}$  de esta nube, los autores han estimado las distancias cinemáticas de 1.9 y 14.1 kpc utilizando el modelo de rotación galáctica. En un trabajo más reciente, Dubner et al. (2004) han resuelto la ambigüedad de la distancia en favor de la distancia lejana de 14 kpc, la cual se encuentra dentro del rango de 6.9 y 15 kpc establecido por Tian et al. (2007) en base a los espectros de absorción de HI y  $^{13}\text{CO}$ .

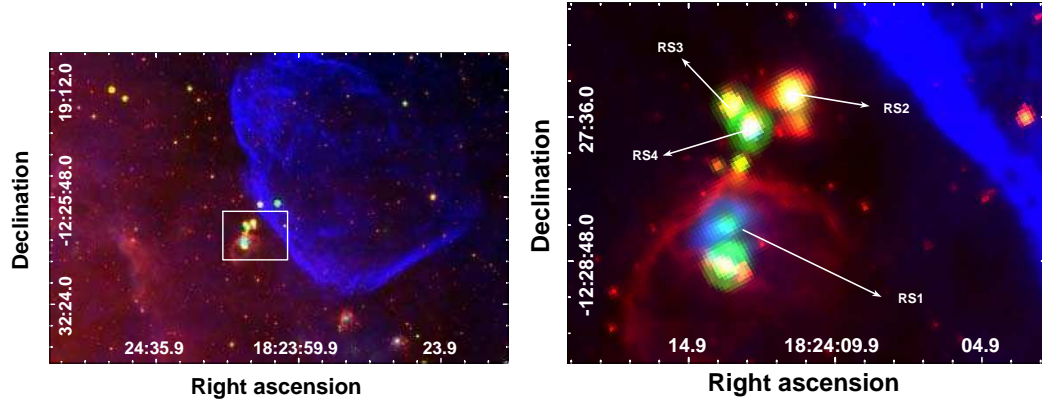
En la Fig. 6.1 se muestra una imagen de la emisión en radio en 20 cm de G18.8+0.3 (extraída del MAGPIS) superpuesta con la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 17 y 22  $\text{km s}^{-1}$ , extraída del Galactic Ring Survey (todas las velocidades están referidas al LSR). La imagen muestra claramente la excelente correspondencia morfológica entre el RSN y el gas molecular. El frente de choque del remanente presenta dos bordes chatos que forman un ángulo recto entre sí y, delineando a los mismos, una nube molecular. Esta nube está formada por dos máximos de emisión: uno aparece en contacto con el borde este, mientras que el segundo se extiende hacia el borde sur. Esta distribución del gas molecular es un claro indicio de la interacción entre el RSN y el MIE, como se ha sugerido en los trabajos anteriores mencionados.



**Figura 6.1:** Imagen de la emisión en el continuo de radio a 20 cm del RSN G18.8+0.3 (en azul) junto con la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 17 y 22  $\text{km s}^{-1}$  (en verde con contornos). Se observa la excelente correspondencia entre el frente de choque del RSN y la nube molecular hacia los bordes este y sur.

En la Fig. 6.2 se muestra la emisión infrarroja hacia el remanente en las bandas de  $8.0 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC y de  $24 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-MIPS, junto con la emisión en 20 cm hacia la región estudiada en este trabajo (indicada con el recuadro). Se observan varias fuentes compactas en radio, algunas de las cuales han sido ya clasificadas. La fuente RS1 fue catalogada como la región HII G18.751+0.254 en el HII Region Discovery Survey de Anderson et al. (2011). Hacia esta fuente se ha detectado una línea de recombinación con una velocidad de  $19.1 \text{ km s}^{-1}$ , lo cual confirma que se encuentra inmersa en el material molecular en contacto con el RSN G18.8+0.3. Como se observa en el detalle de la Fig. 6.2, la emisión en el continuo de radio de esta región HII está rodeada por una cáscara en  $8.0 \mu\text{m}$  con un radio de  $\sim 0.5'$  y hacia el centro presenta emisión intensa en  $24 \mu\text{m}$ , algo desplazada respecto de RS1. La presencia de una cáscara en  $8.0 \mu\text{m}$  rodeando emisión en el

continuo de radio y emisión del polvo en  $24 \mu\text{m}$  son características comunes a las burbujas infrarrojas de polvo (ver Sección 2.2). Por lo tanto, es probable que la región HII RS1 contenga una estrella excitatriz cuyo flujo de fotones UV no sólo ha ionizado el gas que la rodea, sino que ha excitado los PAHs en la región de foto-disociación, dando lugar a la cáscara infrarroja.



**Figura 6.2:** *Izquierda:* imagen en tres colores hacia el RSN G18.8+0.3. En azul se muestra la emisión en el continuo de radio a 20 cm mientras que en rojo y en verde las emisiones en  $8.0$  y  $24 \mu\text{m}$ , respectivamente. El rectángulo indica la región detallada en el recuadro de la *derecha*, donde se han indicado las fuentes en radio RS1, RS2, RS3 y RS4.

La fuente RS4 ha sido catalogada como una región HII compacta (Giveon et al., 2005) y se encuentra en la misma posición que la fuente en el continuo submilimétrico a  $870 \mu\text{m}$  G18.76+0.26. Hacia esta fuente, se ha observado emisión de la línea de  $\text{NH}_3$  (1,1) a una velocidad de  $\sim 20.8 \text{ km s}^{-1}$  (Schuller et al., 2009), y en consecuencia se ha sugerido que se encuentra a una distancia de  $\sim 14 \text{ kpc}$ . Las radio-fuentes RS2 y RS3 no han sido clasificadas al día de hoy pero su emisión compacta en el continuo de radio sugiere que muy probablemente sean regiones HII jóvenes, tal como se discute en la Sección 6.1.3.

En resumen, el complejo molecular hacia el borde este del RSN G18.8+0.3 es una región muy rica, poblada por varias regiones HII. El espectro de absorción de HI de Tian et al. (2007) hacia esta región (la región 6 de su trabajo) presenta las mismas características que los espectros de absorción de HI hacia varias regiones sobre el remanente, lo cual sugiere que el complejo de regiones HII se encuentra a la misma distancia que G18.8+0.3 y que el gas molecular asociado. De modo que la distancia adoptada es de  $14 \pm 1 \text{ kpc}$ , donde para el error se tuvieron en cuenta los movimientos no circulares del gas.

### 6.1.2. Observaciones del gas molecular

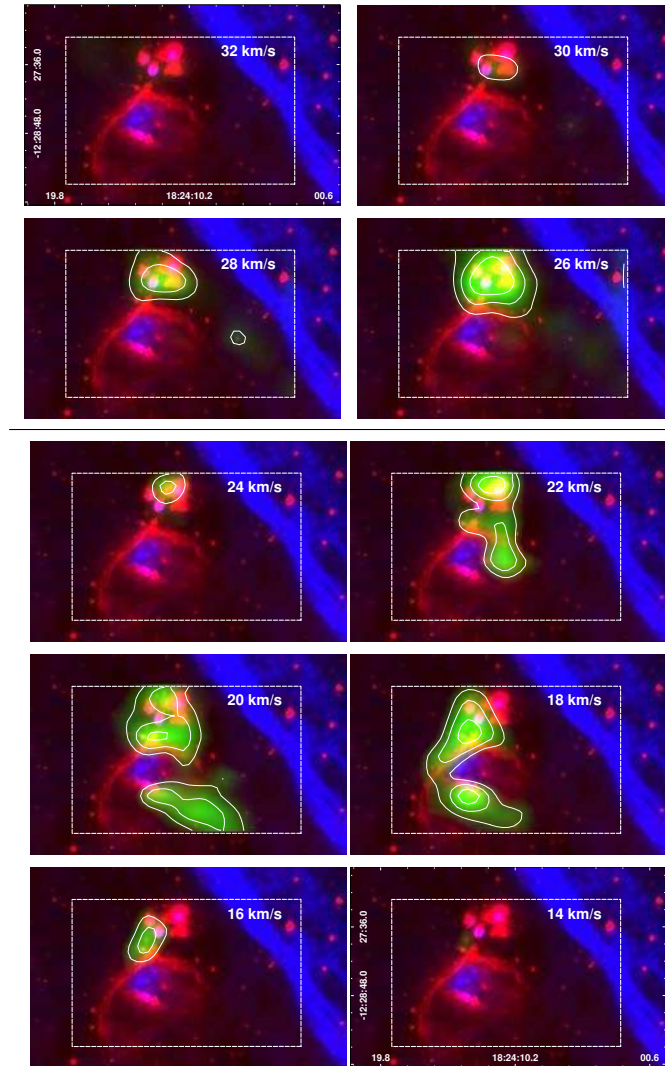
Las observaciones moleculares hacia el borde este de G18.8+0.3 se obtuvieron el 12 y 13 de junio de 2011 con el telescopio ASTE. Se observaron simultáneamente las transiciones  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 ( $\nu_0 = 345.796 \text{ GHz}$ ) y  $\text{HCO}^+$  J=4-3 ( $\nu_0 = 356.734 \text{ GHz}$ ) hacia una región de  $240'' \times 150''$  centrada en R.A. =  $18^{\text{h}}24^{\text{m}}10^{\text{s}}.9$ ,

Dec. =  $-12^{\circ}28'22''.0$  (J2000). También se observaron las transiciones  $^{13}\text{CO}$  J=3–2 ( $\nu_0 = 330.588$  GHz) y CS J=7–6 ( $\nu_0 = 342.883$  GHz) hacia una región de  $120'' \times 120''$  centrada en R.A. =  $18^{\text{h}}24^{\text{m}}10^{\text{s}}.9$ , Dec. =  $-12^{\circ}27'20''.0$  (J2000). El espaciado entre apuntamientos fue de  $20''$  y el tiempo de integración de 30 y 60 segundos por apuntamiento, respectivamente. Todas las observaciones fueron adquiridas en el modo *position switching*. Se utilizó el espectrómetro digital XF con un ancho de banda y resolución espectral de 128 MHz y 125 KHz, respectivamente. La resolución en velocidad es de  $0.11 \text{ km s}^{-1}$  y el tamaño del haz de  $22''$  (HPBW) para todas las observaciones. La temperatura del sistema osciló entre 150 y 200 K durante la adquisición de los datos. En todas las líneas se reporta la temperatura de brillo, que se obtuvo corrigiendo la temperatura de antena con la eficiencia del haz principal ( $\sim 0.65$ ). Las observaciones fueron reducidas utilizando el paquete NEWSTAR y los espectros fueron analizados con XSpec<sup>1</sup>. Para incrementar la relación señal/ruido de los datos, los espectros fueron suavizados con funciones de Hanning. Se utilizaron polinomios de primer y tercer orden para el ajuste y sustracción de la línea de base.

En la Fig. 6.3 se muestra un mapa de velocidades de la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3–2 integrada cada  $2 \text{ km s}^{-1}$  entre  $14$  y  $32 \text{ km s}^{-1}$ .

---

<sup>1</sup>XSpec es un paquete de reducción de observaciones de líneas espectrales desarrollado por Per Bergman en el Onsala Space Observatory

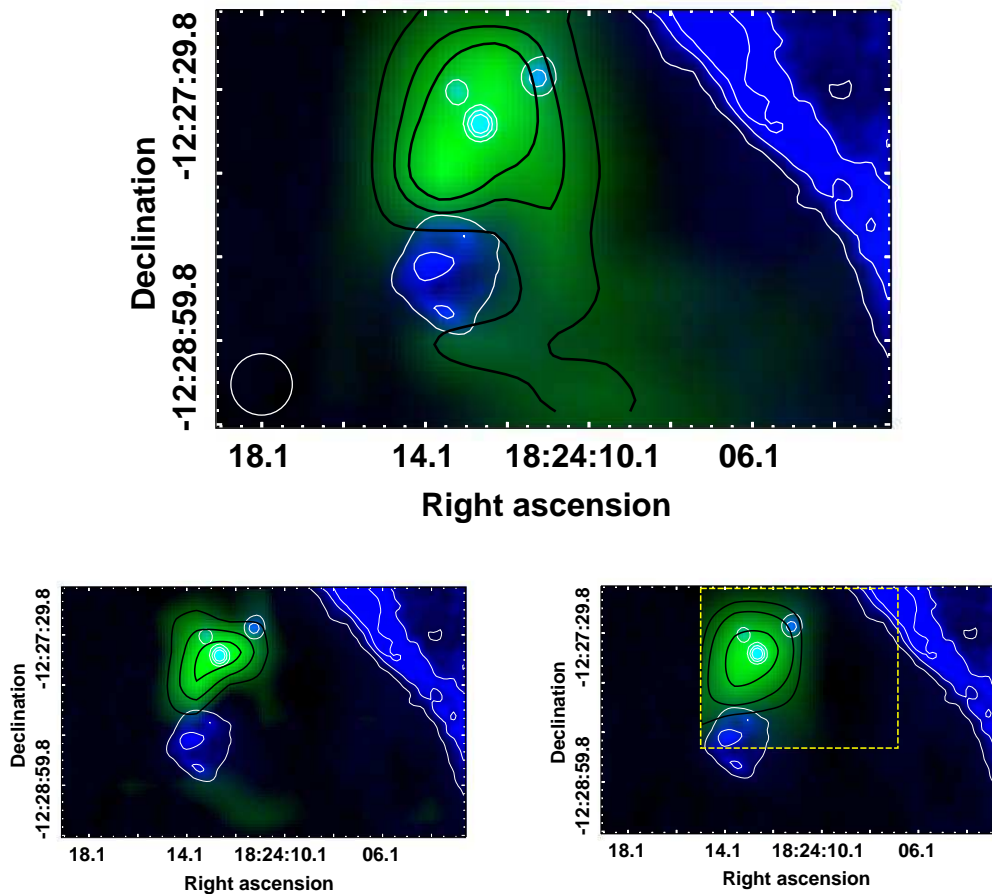


**Figura 6.3:** Mapa de velocidades de la emisión del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  integrada cada  $2 \text{ km s}^{-1}$  entre  $14$  y  $32 \text{ km s}^{-1}$  (en verde). La emisión en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  y en  $20 \text{ cm}$  se muestran en rojo y azul, respectivamente. Los niveles de contorno de los paneles entre  $32$  y  $26 \text{ km s}^{-1}$  son  $1.8$ ,  $3.6$  y  $7.0 \text{ K km s}^{-1}$ , mientras que entre  $24$  y  $14 \text{ km s}^{-1}$  son de  $11.5$ ,  $15.0$  y  $19.5 \text{ K km s}^{-1}$ . El rectángulo indica la región observada con ASTE. Las coordenadas son ecuatoriales.

Se observan varios grupos de gas molecular en la región estudiada, que forman una cáscara alrededor de la región HII G18.751+0.254 (fuente RS1 en la Fig. 6.2, en azul en la Fig. 6.3). El grupo con emisión más intensa coincide con la región donde se localizan las fuentes RS2, RS3 y RS4. Hacia esta región densa se detecta también emisión del  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  y del  $^{13}\text{CO}$   $J=3-2$  (ver Fig. 6.4). En base a la distribución del  $^{12}\text{CO}$ , se concluye que la región HII RS1 ha evacuado una cavidad de gas molecular a su alrededor creando una cáscara molecular incompleta. Las fuentes RS2, RS3 y RS4 aún se encuentran embebidas en la porción más densa del material molecular que forma esta cáscara. Es interesante notar que las nuevas observaciones muestran que el RSN G18.8+0.3 no se encuentra en contacto

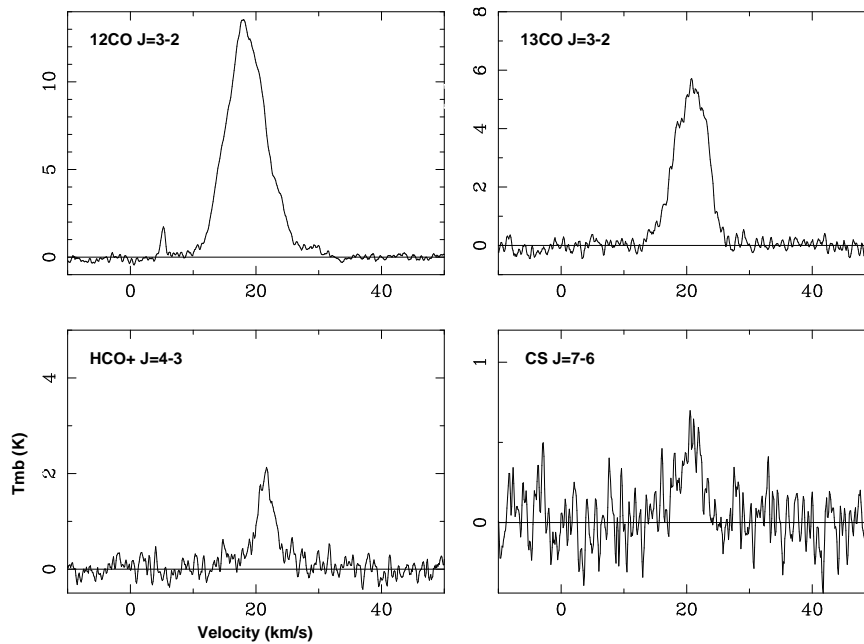


con el gas molecular analizado, por lo que es posible que el frente de choque del remanente todavía no haya alcanzado esta región.



**Figura 6.4:** En verde con contornos negros se muestra la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3–2 (arriba),  $\text{HCO}^+$  J=4–3 (abajo a la izquierda) y  $^{13}\text{CO}$  J=3–2 (abajo a la derecha), integrada entre 10 y 30  $\text{km s}^{-1}$ . Los niveles de contornos son: 46, 65 y 80  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $^{12}\text{CO}$ , 4, 6, y 8  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $\text{HCO}^+$  y 15, 20 y 30  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $^{13}\text{CO}$ . En las tres imágenes la emisión en el continuo de radio a 20 cm se muestra en azul con contornos blancos. El rectángulo indica la región observada en la línea del  $^{13}\text{CO}$ .

En la Fig. 6.5 se muestran los espectros de cada una de las especies moleculares obtenidos hacia el máximo de emisión del grumo molecular. Se ajustaron estos espectros con funciones gaussianas, cuyos parámetros de listan en la Tabla 6.1. Se observa que la línea del  $\text{HCO}^+$  es considerablemente más angosta que las líneas de CO. Esto sugiere que el gas denso trazado por el  $\text{HCO}^+$  posee una distribución diferente a la del  $^{12}\text{CO}$  y  $^{13}\text{CO}$ . Respecto del CS, se detecta emisión muy débil. El espectro de CS de la figura tiene una relación señal/ruido de 2.2.



**Figura 6.5:** Espectro de las especies moleculares hacia el máximo de emisión del grumo molecular.

**Tabla 6.1:** Parámetros observados y derivados del ajuste de las líneas moleculares de la Fig. 6.5:  $T_{mb}$  es la temperatura de brillo del pico,  $v_{LSR}$  es la velocidad central de la línea respecto del LSR,  $\Delta v$  es el ancho de la línea (FWHM) e  $I = \int T_{mb} dv$  es la emisión integrada a lo largo del perfil de línea. Los errores corresponden a  $1\sigma$  del ajuste con la función gaussiana.

Línea	$T_{mb}$ (K)	$v_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	$I$ (K km s <sup>-1</sup> )
<sup>12</sup> CO J=3-2	12.9 ± 0.1	18.5 ± 0.5	7.4 ± 0.1	104.7 ± 1.7
<sup>13</sup> CO J=3-2	5.5 ± 0.2	20.7 ± 0.5	6.0 ± 0.2	35.0 ± 1.8
HCO <sup>+</sup> J=4-3	1.8 ± 0.3	21.5 ± 0.7	3.6 ± 0.5	9.0 ± 1.6

### Densidades de columna y abundancias

Para estimar las densidades de columna y abundancias de las especies moleculares se consideró equilibrio termodinámico local (ETL). Las profundidades ópticas se obtuvieron del cociente entre las temperaturas del pico de los isótopos del CO a partir de la ecuación (Scoville et al., 1986):

$$\frac{{}^{12}T_{mb}}{{}^{13}T_{mb}} = \frac{1 - \exp(-\tau_{12})}{1 - \exp(-\tau_{12}/X)}, \quad (6.1.1)$$

donde  ${}^{12}T_{mb}$  y  ${}^{13}T_{mb}$  son las temperaturas del pico del <sup>12</sup>CO y del <sup>13</sup>CO, respectivamente,  $\tau_{12}$  es la profundidad óptica del <sup>12</sup>CO y  $X = [{}^{12}\text{CO}]/[{}^{13}\text{CO}]$  es el

cociente de las abundancias. Tomando de Milam et al. (2005)  $[^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}] = (6.21 \pm 1.00)D_{GC} + (18.71 \pm 7.37)$ , donde  $D_{GC} = 6.9$  kpc es la distancia entre la fuente y el centro Galáctico, se obtiene  $[^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}] = 61 \pm 14$ . Por lo tanto, de la ecuación anterior se deduce que la profundidad óptica del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 es  $\tau_{12} \sim 30$ , mientras que la del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 es  $\tau_{13} \sim 0.5$ . Esto muestra que en esta región la línea del  $^{12}\text{CO}$  es ópticamente gruesa, mientras que la del  $^{13}\text{CO}$  es delgada.

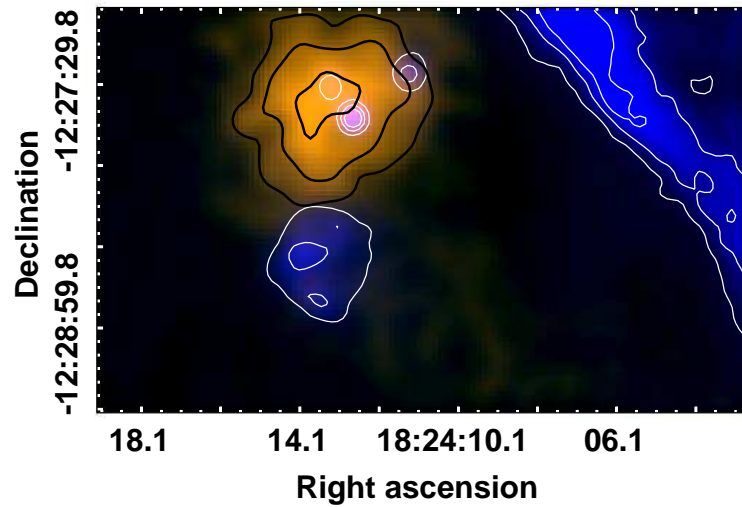
Como el  $^{12}\text{CO}$  es ópticamente grueso, la temperatura de excitación se calcula con la ecuación (3.2.8):  $T_{ex}(3 \rightarrow 2) = 16.6 [\ln(1 + 16.6/(T(^{12}\text{CO}) + 0.036))]^{-1}$ , donde  $T(^{12}\text{CO})$  es la temperatura de brillo del máximo de la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 y todas las temperaturas están expresadas en K. Tomando de la Tabla 6.1  $T(^{12}\text{CO}) = 12.9$  K, se estimó una temperatura de excitación de  $\sim 20$  K. La densidad de columna del  $^{12}\text{CO}$  se calculó con la ecuación (3.2.9), utilizando la aproximación de la ecuación (3.2.13) para el cálculo de la integral de la profundidad óptica. Se obtuvo  $N(^{12}\text{CO}) \sim 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ . Para la densidad de columna del  $^{13}\text{CO}$ , se utilizó la ecuación (3.2.10). Como esta línea aparece ópticamente delgada, se aproximó la integral de la profundidad óptica por la ecuación (3.2.4). Se obtuvo  $N(^{13}\text{CO}) \sim 1.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Finalmente, considerando que la línea del  $\text{HCO}^+$  es ópticamente delgada y tomando una temperatura de excitación entre 20 y 50 K, se estimó una densidad de columna de  $(3 - 5) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  a partir de la ecuación (3.2.12), con la aproximación de la ecuación (3.2.4).

Para estimar la abundancia relativa de estas moléculas respecto del  $\text{H}_2$  se debe contar con una medición de la densidad de columna de  $\text{H}_2$ . Esto último se obtuvo a partir de la emisión en el continuo milimétrico. Se encontró que la emisión más intensa del  $^{12}\text{CO}$  coincide con la fuente Bolocam en el continuo milimétrico a 1.1 mm BGPS 18.763+00.261 (Rosolowsky et al., 2010). En la Fig. 6.6 se muestra una imagen de la emisión en 1.1 mm junto con la emisión en radio a 20 cm. La coincidencia posicional entre la fuente BGPS y el gas molecular muestra que la emisión debida al polvo en 1.1 mm se origina en la región más densa del grumo molecular estudiado y posee una extensión de  $41'' \times 29''$ . Para estimar la masa del polvo se utilizó la ecuación de Rosolowsky et al. (2010):

$$M = 0.13D^2 F_{1.1} \frac{e^{13/T_d} - 1}{e^{13/20} - 1} M_{\odot}, \quad (6.1.2)$$

donde  $D$  es la distancia en kpc,  $F_{1.1}$  es la densidad de flujo en 1.1 mm en Jy y  $T_d$  es la temperatura del polvo en K. Considerando que el gas y el polvo están acoplados, la temperatura del polvo puede tomarse igual a la del gas. Para la densidad de flujo  $F_{1.1}$ , se utilizó el valor catalogado para una apertura de  $80''$  y corregido por un factor de 1.5 (Dunham et al., 2011), apropiada para las dimensiones de esta fuente BGPS. Por lo tanto, tomando  $D = 14 \pm 1$  kpc,  $T_d = 20$  K y  $F_{\nu} = 2.21$  Jy se obtiene una masa de polvo de  $57 \pm 8 M_{\odot}$ . Considerando el valor cañónico de la Galaxia de 0.01 para el cociente entre la masa de polvo y de gas, se obtiene que la masa de  $\text{H}_2$  asociada con la fuente BGPS es  $M(\text{H}_2) = 5700 \pm 800 M_{\odot}$ . La densidad de columna de  $\text{H}_2$  se estimó a partir de la relación  $N(\text{H}_2) = 2 \times 10^{22} F_{1.1} \text{ cm}^{-2}$  y resulta igual a  $\sim 4.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

Teniendo en cuenta la densidad de columna de  $\text{H}_2$ , las abundancias relativas de las especies moleculares observadas resultan ser:  $X(^{12}\text{CO}) \sim 3.4 \times 10^{-5}$ ,  $X(^{13}\text{CO})$



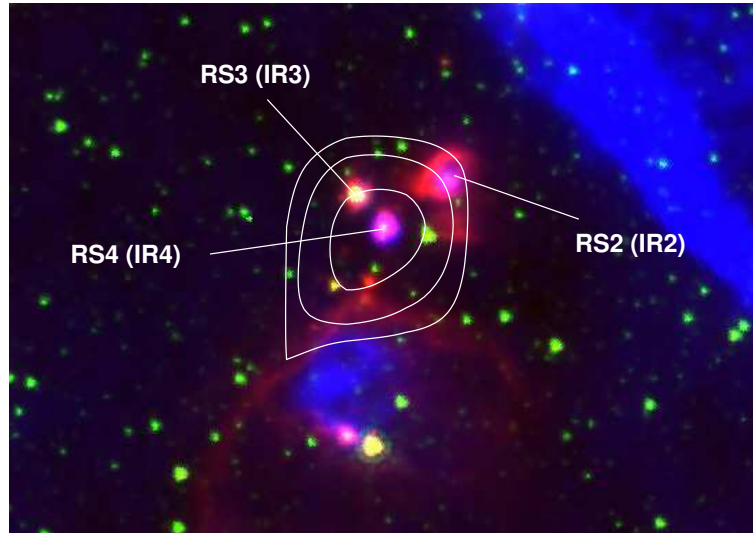
**Figura 6.6:** Emisión del polvo en 1.1 mm (en naranja con contornos negros) junto con la emisión en el continuo de radio (en azul con contornos blancos).

$\sim 4.1 \times 10^{-7}$  y  $X(\text{HCO}^+) \sim (0.7 - 1) \times 10^{-10}$ . Estos valores son comparables con los reportados por Cortes et al. (2010) y Cortes (2011) hacia regiones de formación estelar de alta masa.

### 6.1.3. La naturaleza de las fuentes compactas en radio

Como se mostró en las secciones previas, hay tres fuentes compactas en radio (RS2, RS3 y RS4) embebidas en el grumo molecular más denso de la región observada con ASTE. En la Fig. 6.7 se muestra una imagen de tres colores en las bandas de  $4.5 \mu\text{m}$  (en verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (en rojo) de *Spitzer* y la emisión en radio a 20 cm (en azul), junto con contornos de la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 integrada entre 10 y 30  $\text{km s}^{-1}$ . Las radio fuentes se ubican en proyección sobre el gas molecular y la más intensa (RS4) se localiza justo sobre el máximo de emisión. En la figura se observa que las tres fuentes poseen emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  asociada, que sugiere que la emisión en el continuo de radio tiene un origen térmico. Como ya se mencionó, RS4 ha sido identificada como una región HII compacta (Giveon et al., 2005). Muy probablemente las fuentes RS2 (G018.765+0.262) y RS3 (G018.762+0.270) también sean regiones HII jóvenes. En la fuente RS2, la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  muestra una cáscara alrededor de la fuente en radio, mientras que en la fuente RS3 las emisiones en  $8.0 \mu\text{m}$  y en radio poseen la misma forma compacta.

Se buscaron fuentes infrarrojas asociadas con las radio-fuentes en el catálogo de WISE y se encontró que las fuentes J182411.60-122726.0 (IR2), J182413.49-122730.0 (IR3) y J182412.89-122742.2 (IR4) están relacionadas con RS2, RS3 y RS4, respectivamente. Para confirmar la naturaleza de estas fuentes, se realizó un ajuste de la distribución espectral de energía (SED) con los flujos de las bandas de WISE, utilizando la herramienta de Robitaille et al. (2007) (ver Sección 3.5.1). El rango de distancia se eligió entre 13 y 15 kpc y la absorción en el visual ( $A_v$ ) entre



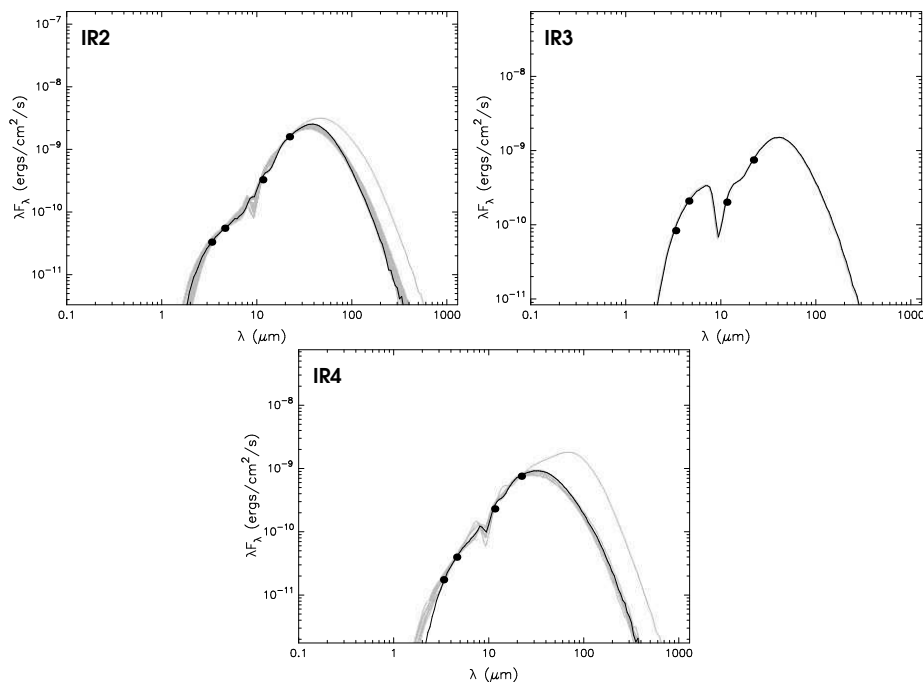
**Figura 6.7:** Imagen en tres colores (azul = continuo de radio a 20 cm, verde =  $4.5 \mu\text{m}$  y rojo =  $8.0 \mu\text{m}$ ) hacia la región estudiada. Se indican las fuentes compactas en radio RS2, RS3 y RS4 y entre paréntesis el nombre asignado a la fuente infrarroja asociada: WISE J182411.60-122726.0 (IR2), J182413.49-122730.0 (IR3) y J182412.89-122742.2 (IR4). Los contornos son la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 integrado entre 10 y 30  $\text{km s}^{-1}$ .

14 y 50 mag. El límite inferior de  $A_v$  se eligió considerando una absorción típica de 1 mag/kpc, mientras que el límite superior se obtuvo de la relación de Frerking et al. (1982) (ver Sección 3.4.1):  $A_v \sim 1.06 \times 10^{-21} N(\text{H}_2)$  mag  $\text{cm}^2$ . Tomando  $N(\text{H}_2) = 4.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  de la sección anterior, se obtuvo  $A_v \sim 50$  mag.

Siguiendo procedimientos ya descritos en el Capítulo anterior, para cada fuente se seleccionó un conjunto de “modelos seleccionados” como aquellos cuyo  $\chi^2$  cumple la condición  $\chi^2 - \chi_{min}^2 < 3N$ , donde  $\chi_{min}^2$  es el  $\chi^2$  del modelo que mejor ajusta los flujos y  $N$  es el número de flujos utilizados para cada fuente. En la Fig. 6.8 se muestran las SEDs de las tres fuentes correspondientes al modelo que mejor ajusta y a los modelos seleccionados. En la Tabla 6.2 se reporta la masa ( $M$ ), la edad y la tasa de acreción de la envoltura ( $\dot{M}_{env}$ ) obtenidos del ajuste con el modelo que mejor ajusta y el rango de valores obtenido con los modelos seleccionados.

Los resultados del ajuste indican que las tres fuentes son protoestrellas de gran masa, con un flujo intenso de radiación UV capaz de ionizar el medio a sus alrededores, tal como lo demuestra la detección de emisión en el continuo de radio. Las fuentes IR3 e IR4 son las más jóvenes ya que todavía conservan la envoltura de la cual están acretando material a tasas elevadas. IR2 probablemente ya ha concluido la etapa de acreción, como lo demuestra el ajuste con modelos con  $\dot{M}_{env} = 0$ . Por otro lado, la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  de IR2 forma una cáscara alrededor de la emisión en radio de RS2, indicando una incipiente región de foto-disociación. Por lo tanto, las edades de las tres fuentes serían de  $\sim 10^5$  años. Estas edades resultan ser superiores a la del RSN G18.8+0.3. Esto, sumado a que es probable que el frente de choque del remanente no haya alcanzado el grumo denso, descarta la posibilidad de que el nacimiento de estas estrellas jóvenes sea consecuencia de

la expansión del RSN sobre el gas molecular.



**Figura 6.8:** Distribuciones espectrales de energía para las fuentes IR2, IR3 e IR4. Los círculos son los flujos en las bandas de WISE. Las líneas negra y grises representan el modelo que mejor ajusta (correspondiente a  $\chi^2_{min}$ ) y los modelos seleccionados según el criterio discutido en el texto, respectivamente.

**Tabla 6.2:** Parámetros físicos de las fuentes IR2, IR3 e IR4 obtenidos del modelo que mejor ajusta y rango de valores para los modelos seleccionados.  $N$  es el número de modelos seleccionados,  $M_\star$  es la masa del objeto central y  $\dot{M}_{env}$  es la tasa de acreción de la envoltura.

Fuente	$\chi^2_{min}$	$N$	$M_\star$		Edad		$\dot{M}_{env}$	
			[ $M_\odot$ ]		[ $\times 10^5$ años]		[ $\times 10^{-5} M_\odot/\text{año}$ ]	
			Mejor	Rango	Mejor	Rango	Mejor	Rango
IR2	0.1	42	19	18 – 21	7	1 – 10	0	0 – 0.1
IR3	5.2	1	17	-	1	-	9.3	-
IR4	0.4	11	13	10 – 16	2	0.5 – 4	5.6	1 – 8

Si el RSN no ha disparado la actividad de formación estelar en el grupo denso, ¿existe la posibilidad de que otra fuente sea responsable del nacimiento de RS2, RS3 y RS4? Como se vio anteriormente, RS1 posee características similares a la de las burbujas infrarrojas de polvo y se descubrió una cáscara de gas molecular a su alrededor. Interesantemente, el grupo más denso de esta cáscara se localiza

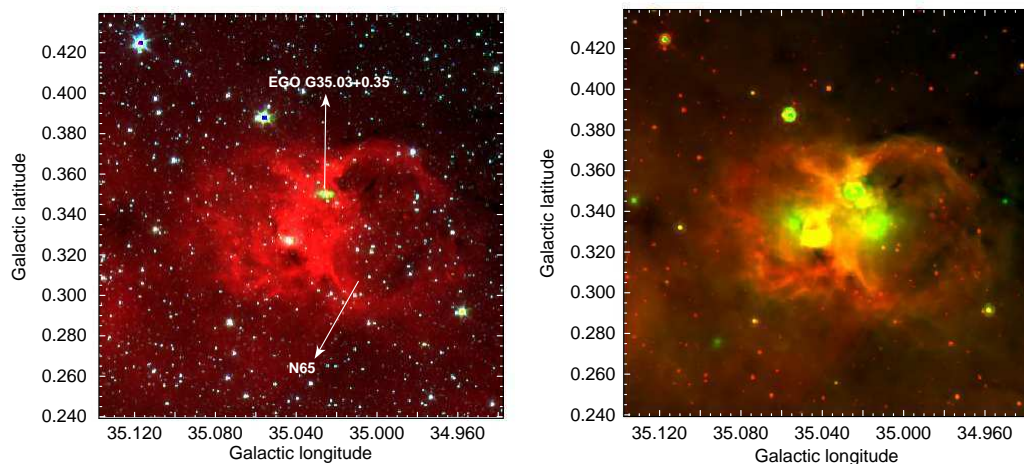
justo por fuera de la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$ , que mapea la región de foto-disociación. Dado que estas burbujas son agentes disparadores de formación estelar (Churchwell et al., 2007; Watson et al., 2008), existe la posibilidad de que la formación de RS2, RS3 y RS4 esté asociada con la expansión de RS1, es decir con la región HII G18.751+0.254. Sin embargo, es preciso una estimación de la edad de esta región HII para establecer si pudo disparar la formación estelar en sus alrededores.

## 6.2. La región HII N65

Los resultados de esta Sección han sido publicados en el artículo *The environment of the infrared dust bubble N65: a multiwavelength study*, Petriella, Paron & Giacani, 2010, A&A, 513, 44, y en el acta de la 52 Reunión Anual de la AAA (2009, BAAA, 52, 147).

### 6.2.1. Presentación de N65

N65 es una región HII catalogada originalmente por Churchwell et al. (2006) como una burbuja infrarroja de polvo (ver Sección 2.2), centrada en  $l = 35^{\circ}000$ ,  $b = +0^{\circ}.332$  (R.A. =  $18^{\text{h}}54^{\text{m}}02^{\text{s}}$ , Dec. =  $+01^{\circ}59'30''$ ) con un radio de  $2'.6$ . La Fig. 6.9 (izquierda) muestra una imagen en tres colores de N65 en las bandas de *Spitzer*-IRAC de  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo). Se observa claramente la región de foto-disociación (PDR) trazada por la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  debido a la excitación de los PAHs. Además, es evidente la presencia de una fuente extendida en la banda de  $4.5 \mu\text{m}$  centrada en  $l = 35^{\circ}.03$ ,  $b = +0^{\circ}.35$ . Esta fuente ha sido catalogada como el objeto extendido verde (EGO, de sus iniciales en inglés) G35.03+0.35 (de aquí en más EGOg35). Como se mencionó anteriormente, los EGOs probablemente sean YSOs de gran masa emitiendo flujos bipolares.

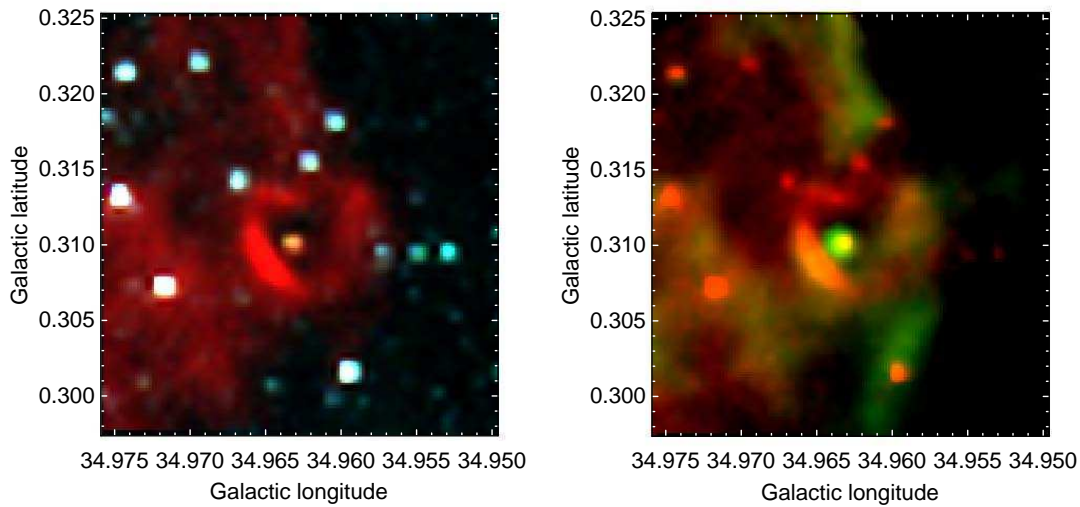


**Figura 6.9:** Emisión infrarroja hacia N65. *Izquierda:* imagen en tres colores de las bandas de  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo). Se indica la posición del la región HII N65 y del EGO G35.03+0.35 *Derecha:* imagen en dos colores de las bandas de  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo) y  $24 \mu\text{m}$  (verde).

La Fig. 6.9 (derecha) muestra una imagen de la emisión en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo) junto con la emisión en  $24 \mu\text{m}$  (verde) de *Spitzer*-MIPSGAL. La emisión en  $24 \mu\text{m}$  se debe al polvo caliente, el cual se distribuye principalmente hacia el borde oriental de N65. Se observa también una burbuja más pequeña en el borde sudeste de N65, centrada en  $l = 34^{\circ}.96$ ,  $b = +0^{\circ}.31$ , la cual se muestra con más detalle en la Fig. 6.10. La emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  de esta burbuja pequeña revela una PDR casi circular que rodea una región de  $18''$  de diámetro. En el centro de dicha



burbuja, se observa una fuente que posiblemente sea la estrella excitatriz de esta PDR.



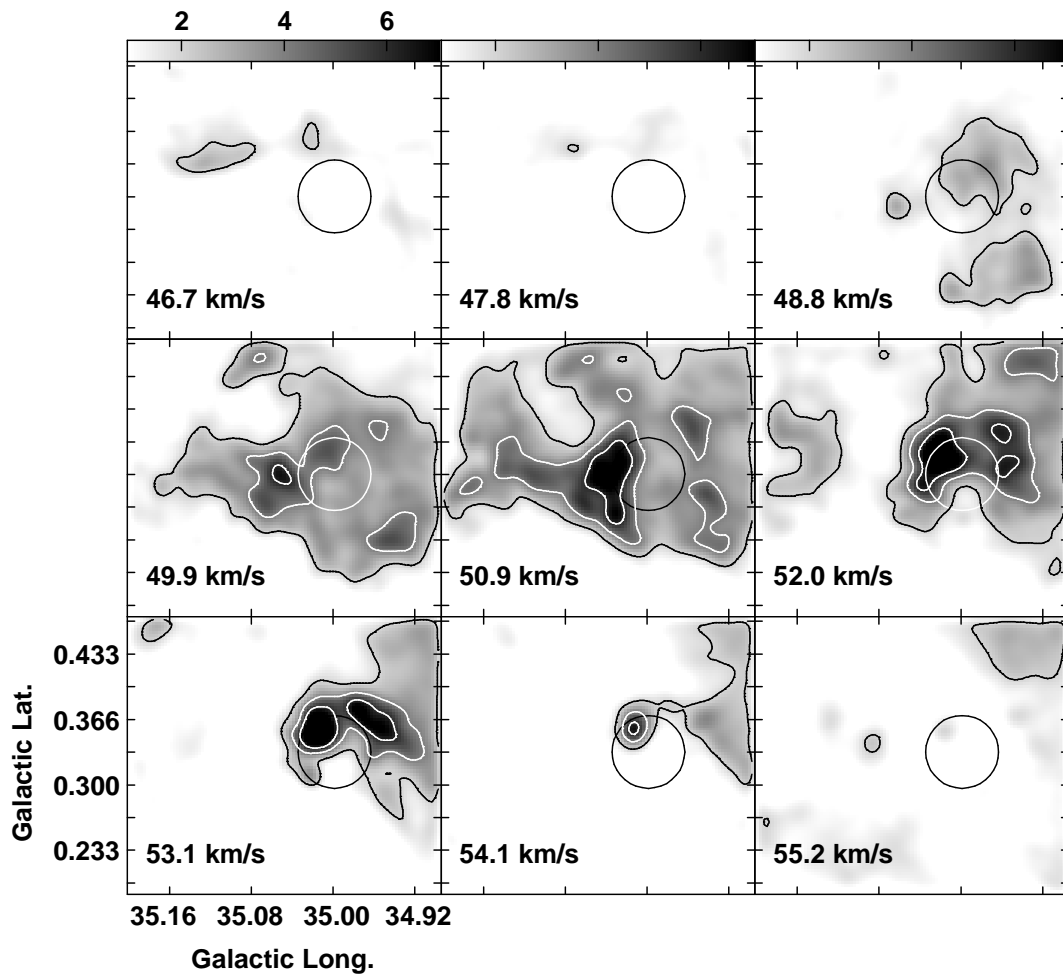
**Figura 6.10:** Emisión infrarroja hacia la burbuja pequeña en el borde de N65. *Izquierda:* imagen en tres colores de las bandas de  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo). *Derecha:* imagen en dos colores de las bandas de  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo) y  $24 \mu\text{m}$  (verde).

### 6.2.2. Estudio del gas molecular

Con el objetivo de estudiar los efectos de la expansión de N65 en el MIE, se analizó la distribución del gas molecular utilizando observaciones del  $^{13}\text{CO}$  J=1–0 tomadas del Galactic Ring Survey (GRS). Luego de inspeccionar todo el cubo de datos, se halló una estructura de gas molecular posiblemente asociada con N65 en el rango de velocidades entre  $47$  y  $56 \text{ km s}^{-1}$  (todas las velocidades están referidas al estándar local de reposo, LSR). En la Fig. 6.11 se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  en ese intervalo, integrada cada  $1.05 \text{ km s}^{-1}$ . Se observa una nube molecular que forma una cáscara incompleta, abierta hacia el sur y rodeando a N65 hacia uno de sus bordes. El gas molecular presenta dos grumos moleculares sobre la PDR de N65. El grumo con la emisión más intensa se localiza en  $l = 35^{\circ}02$ ,  $b = 0^{\circ}35$  y coincide con la posición del EGO (ver paneles a  $50.9$  y  $52.0 \text{ km s}^{-1}$ ). Un segundo grumo intenso aparece centrado en  $l = 34^{\circ}95$ ,  $b = 0^{\circ}37$  y es evidente en el panel a  $53.1 \text{ km s}^{-1}$ . Esta distribución sugiere que el MIE pudo haber sido barrido por la expansión de N65.

En la Fig. 6.12, se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre  $47$  y  $55 \text{ km s}^{-1}$ , donde se observa la cáscara incompleta y los grumos que la componen. La distribución del gas molecular sugiere que la cáscara pudo haberse formado con material del MIE barrido por la expansión de N65 y que posteriormente se fragmentó en los grumos observados a través del mecanismo de “collect and collapse”. Interesantemente, hacia el grumo más intenso se detecta emisión en el continuo a

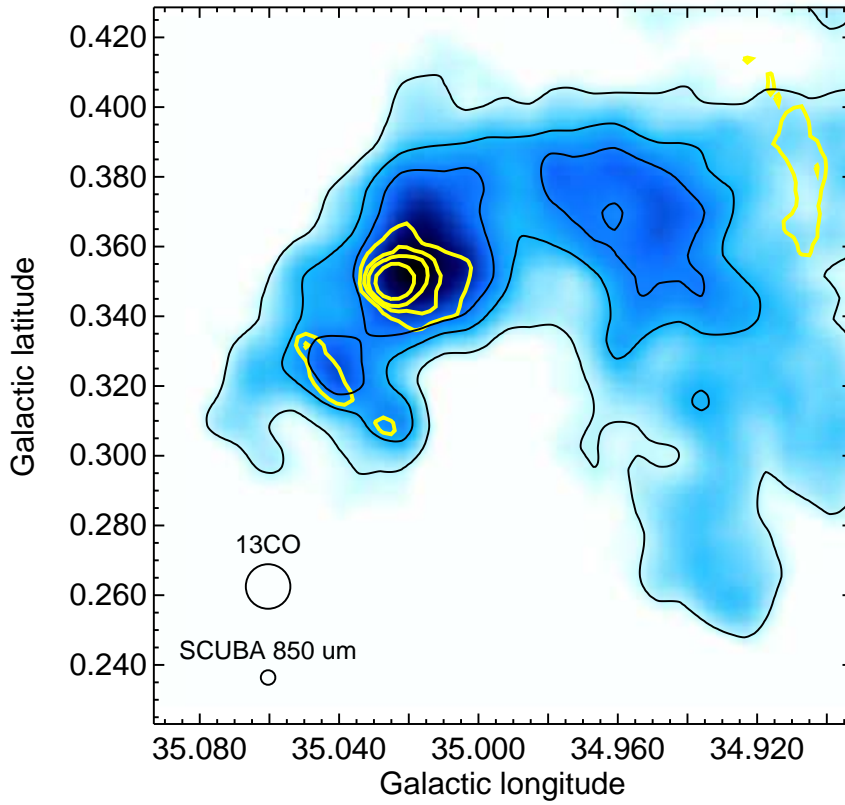
850  $\mu\text{m}$  en los datos del SCUBA Legacy Catalogues<sup>2</sup>. La emisión en esta banda es producida por el polvo frío y muestra la presencia de una gran cantidad de polvo hacia la posición del EGO.



**Figura 6.11:** Emisión del  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  entre 47 y 56  $\text{km s}^{-1}$ , integrada cada 1.05  $\text{km s}^{-1}$ . Los contornos son 2, 4 y 6  $\text{K km s}^{-1}$ . El círculo representa la posición y el tamaño de N65.

Si se considera que la cáscara de gas molecular y N65 están asociados físicamente, tal como las correspondencias morfológicas sugieren, ambos están a la misma distancia. Adoptando  $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$  como la velocidad sistémica del gas y aplicando el modelo de rotación galáctica de Fich et al. (1989) (ver Apéndice), se obtienen las distancias cinemáticas de 3.5 y 10.5 kpc. Dado que la tasa de detección de burbujas infrarrojas con *Spitzer* es máxima a una distancia de 4.2 kpc y no se extiende más allá de los 8 kpc (Churchwell et al., 2006), se adopta 3.5

<sup>2</sup>El SCUBA Legacy Catalogues es un conjunto de mapas en el continuo y catálogos de fuentes en 450 y 850  $\mu\text{m}$ , obtenidos con el Submillimetre Common User Bolometer Array (SCUBA, Di Francesco et al. 2008), montado en el James Clerk Maxwell Telescope en Mauna Kea. La resolución angular es de 19'' y 11'' en las bandas de 450 y 850  $\mu\text{m}$ , respectivamente.



**Figura 6.12:** Emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 47 y 55  $\text{km s}^{-1}$  (los contornos son 19, 23 y 33  $\text{K km s}^{-1}$ ). Los contornos amarillos (0.3, 0.6, 0.9 y 2.3  $\text{Jy/beam}$ ) corresponden a la emisión continua en  $850 \mu\text{m}$  de SCUBA.

kpc como la distancia más probable a N65. Teniendo en cuenta una velocidad de  $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$  para los movimientos no circulares del gas (Draine, 2010), el error en la distancia es de 0.4 kpc.

Considerando equilibrio termodinámico local (ETL) y utilizando las ecuaciones de la Sección 3.2, se estimaron los parámetros de la cáscara. Se integró la emisión del  $^{13}\text{CO}$  dentro del contorno de 23  $\text{K km s}^{-1}$  de la Fig. 6.12, el cual define un área  $A \sim 20 \text{ arcmin}^2$ . Considerando una distancia de 3.5 kpc y una temperatura de excitación de 20 K para el  $^{13}\text{CO}$  y tomando la profundidad de la cáscara igual a  $\sqrt{A} \sim 4.5'$ , se obtuvo una masa de  $\sim 3000 M_{\odot}$  y una densidad de  $\text{H}_2$  de  $\sim 500 \text{ cm}^{-3}$ . Para el grumo más intenso (cuya emisión coincide con la emisión en  $850 \mu\text{m}$  de SCUBA), la masa obtenida es de  $\sim 2000 M_{\odot}$  y la densidad numérica de  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . En este caso se integró la emisión del  $^{13}\text{CO}$  dentro del contorno de 33  $\text{K km s}^{-1}$  de la Fig. 6.12 y se consideró para el grumo una forma esférica con una radio de 0.7. De manera independiente, se estimó la masa de polvo asociada con este grumo a partir de la emisión en  $850 \mu\text{m}$  utilizando la ecuación (Tej et al., 2006):

$$M_d = 1.88 \times 10^{-4} \left( \frac{1200}{\nu} \right)^{3+\beta} S_{\nu} (e^{0.048\nu/T_d} - 1) D^2, \quad (6.2.1)$$

donde  $S_\nu$  es la densidad de flujo a una frecuencia  $\nu$ ,  $\beta$  es la emisividad del polvo,  $T_d$  es la temperatura del polvo y  $D$  la distancia a la nube. El flujo en  $850 \mu\text{m}$  ( $353 \text{ GHz}$ ) fue obtenido de Di Francesco et al. (2008):  $S_{353\text{GHz}} = 19.42 \text{ Jy}$ . Se considera una temperatura de polvo canónica de  $20 \text{ K}$ , una emisividad  $\beta = 2.6$  hacia esta región (Hill et al., 2006) y una distancia de  $3.5 \text{ kpc}$ . En la ecuación anterior la opacidad del polvo toma el valor estándar de  $k_{1200\text{GHz}} = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . La masa de polvo obtenida es de  $\sim 60 M_\odot$ . Por lo tanto, el cociente entre la masa de polvo y la masa de gas es de  $\sim 0.03$ , tres veces mayor al valor canónico en nuestra Galaxia, indicando una gran presencia de polvo hacia la posición del EGO.

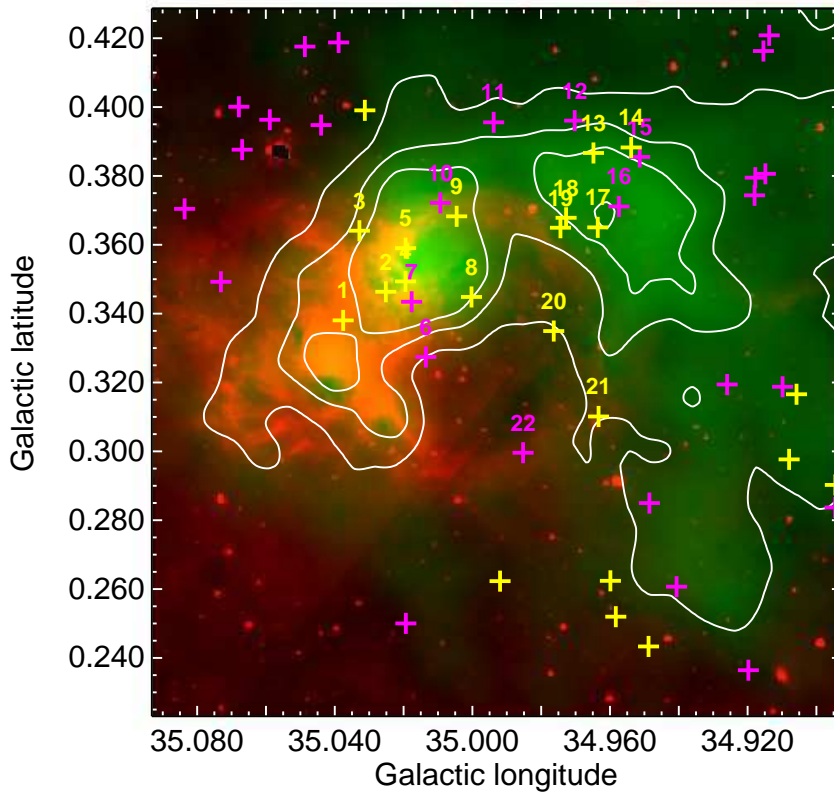
### 6.2.3. Formación estelar alrededor de N65

Además de la presencia de EGOg35, la región HII N65 posee otros indicios de formación estelar reciente. Sobre uno de sus bordes se encuentra la fuente IRAS 18515+0157 ( $l = 35^\circ 035$ ,  $b = +0^\circ 338$ ), hacia la cual han sido detectadas varias líneas moleculares trazadoras de formación estelar: Forster & Caswell (1989) descubrieron máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  y  $\text{OH}$  y Caswell et al. (1995) máseres de metanol y Bronfman et al. (1996) y Jijina et al. (1999) detectaron  $\text{CS}$  y  $\text{NH}_3$ , respectivamente. Por otro lado, cerca de esta región y centrada en  $l = 35^\circ 015$ ,  $b = +0^\circ 356$ , Anderson et al. (2009) catalogaron la región HII ultra-compacta G35.02+0.35 con una velocidad de  $\sim 57.2 \text{ km s}^{-1}$ . Finalmente, la burbuja pequeña de la Fig. 6.10 posiblemente corresponda a una región HII joven, en la cual la estrella central ha comenzado a ionizar el medio que la rodea y creado una incipiente PDR a su alrededor.

Con el objetivo de identificar otras fuentes candidatas a estrellas en formación se construyó un diagrama color-color  $[5.8]-[8.0]$  vs  $[3.6]-[4.5]$  de las bandas de *Spitzer*-IRAC. En la Fig. 6.13 se muestra la distribución de los candidatos a YSO de clase I y II seleccionados a partir del criterio de Allen et al. (2004). Se observa que estas fuentes se localizan preferentemente sobre la cáscara de gas molecular que rodea a N65 y se concentran sobre los dos grumos de gran masa que forman parte de la misma. Hacia el grumo más intenso (que coincide con la posición del EGO y con la emisión del polvo frío en  $850 \mu\text{m}$ ) se encuentran los candidatos a YSO numerados del 1 a 10. Sobre el segundo grumo se localizan los candidatos a YSO numerados del 13 al 19.

Para confirmar la naturaleza de los candidatos a YSO, se ajustó la distribución espectral de energía (SEDs) de las fuentes utilizando la herramienta desarrollada por Robitaille et al. (2007). Se seleccionó un rango de distancia entre 3 y 4 kpc y un rango de absorción visual entre 15 y 35 mag. Se ajustaron los flujos en las 4 bandas de *Spitzer*-IRAC y en las bandas de 2MASS. Los modelos seleccionados fueron elegidos según el criterio de  $\chi^2$  descrito en la Sección 3.5.1. En la Tabla 6.3, se muestran los parámetros del ajuste de los YSO que aparecen superpuestos al gas molecular.

La tabla anterior muestra que hay varias fuentes cuya SED es ajustada por modelos con  $\dot{M}_{env} > 0$ . Poulton et al. (2008) han sugerido que las fuentes cuyos flujos son ajustados únicamente por modelos con  $\dot{M}_{env} > 0$  pueden considerarse YSOs con seguridad. Las fuentes 5, 6, 7, 10, 11, 12, 13, 15, 17, 18, 19, y 20 cum-



**Figura 6.13:** Imagen en dos colores hacia N65. En verde con contornos se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 47 y 55  $\text{km s}^{-1}$  y en rojo la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$ . Se indica la posición de las fuentes candidatas a YSO de clase I (cruces amarillas) y clase II (cruces violeta) y se enumeró las que se localizan sobre la cáscara de gas molecular.

plen este criterio. Éstas posiblemente sean estrellas jóvenes rodeadas de envolturas densas de gas y polvo. En todos los casos, los modelos seleccionados corresponden a las etapas evolutivas I y II definidas en la Sección 3.5.1. La única excepción es la fuente 13 que es ajustada por modelos de etapa I y III. Las fuentes 5, 15 y 20 son las más jóvenes y el ajuste muestra que serían fuentes de gran masa (masa central entre 8 y 20  $M_{\odot}$ ) rodeadas de envolturas de varias masas solares. En el caso de las fuentes 15 y 20, sus edades estimadas son de  $\sim 10^4$  años. Por su parte, la posición de la fuente 5 coincide con la de la región UCHII G35.02+0.35 y su edad sería de  $\sim 10^3$  años. Para las fuentes 7, 10, 11 y 12 los parámetros de ajuste abarcan un gran rango de valores pero siempre corresponden a estrellas jóvenes de masa  $< 5 M_{\odot}$  y edades entre  $10^4$  y  $10^5$  años. Para la fuente 19 se obtienen 85 modelos seleccionados debido a que sólo se ajustaron los flujos de IRAC. Sin embargo, todos estos modelos corresponden a etapa I, por lo tanto también sería una fuente joven.

Proyectados en el gas molecular también hay fuentes cuya SED es ajustada por modelos con  $\dot{M}_{env}$  distinto de cero: 1, 2, 3, 4, 9, 14, 16, 21 y 22. En estos casos es difícil restringir los parámetros físicos ya que éstos barren un gran rango de valores. Sin embargo, es posible identificar las fuentes jóvenes como aquellas con

**Tabla 6.3:** Parámetros de ajuste de la SED de los YSOs de clase I y II.  $\chi^2_{min}/N$  es el  $\chi^2$  del modelo que mejor ajusta sobre el número de flujos utilizados,  $n$  es el número de modelos seleccionados,  $M_*$  es la masa del objeto central,  $M_{disc}$  la masa del disco y  $M_{env}$  y  $\dot{M}_{env}$  son la masa y tasa de acreción de la envoltura, respectivamente.

Fuente	$\chi^2_{min}/N$	$n$	$M_*$ ( $M_\odot$ )	$M_{disc}$ ( $M_\odot$ )	$M_{env}$ ( $M_\odot$ )	$\dot{M}_{env}$ ( $M_\odot/\text{año}$ )
1	0.13	484	1 – 11	$8.3 \times 10^{-8} - 0.4$	$6.4 \times 10^{-9} - 1800$	0 – 0.003
2	2.2	41	5 – 8	$7.1 \times 10^{-4} - 0.7$	$1.1 \times 10^{-8} - 1200$	0 – 0.002
3	0.1	84	1 – 11	$1.1 \times 10^{-6} - 0.71$	$1.7 \times 10^{-8} - 140$	0 – 0.001
4	0.2	273	0.2 – 11	$5.5 \times 10^{-5} - 0.6$	$3.8 \times 10^{-9} - 360$	0 – 0.003
5	5	4	9	0	28	$3.8 \times 10^{-4}$
6	2.2	2	4.6	0.014	37	$2.1 \times 10^{-4}$
7	10	9	4 – 5	$7.4 \times 10^{-5} - 0.02$	0.1 – 4	$5 \times 10^{-6} - 9 \times 10^{-5}$
8	1.3	1	9.6	0.75	130	$2.1 \times 10^{-4}$
9	5	61	2 – 7	$1.6 \times 10^{-7} - 0.13$	$1.8 \times 10^{-7} - 17$	$0 - 5.4 \times 10^{-4}$
10	4	9	5	$4.5 \times 10^{-5} - 0.001$	0.09 – 1.5	$9.5 \times 10^{-7} - 1.4 \times 10^{-5}$
11	3.3	10	2 – 4	$6.5 \times 10^{-4} - 0.03$	0.02 – 16	$4 \times 10^{-6} - 5 \times 10^{-4}$
12	11	2	3 – 4	0.016 – 0.02	2 – 8	$3.5 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-5}$
13	2.4	13	1 – 7	$1.1 \times 10^{-6} - 0.3$	0.006 – 43	$3.5 \times 10^{-8} - 1.1 \times 10^{-4}$
14	1.4	298	1 – 11	$3 \times 10^{-6} - 0.7$	$5 \times 10^{-9} - 140$	0 – 0.002
15	1	3	8 – 9	0.03 – 0.2	70 – 140	$1.4 \times 10^{-8} - 2 \times 10^{-4}$
16	0.03	430	1 – 8	$3 \times 10^{-8} - 0.4$	$1 \times 10^{-8} - 23$	$0 - 4 \times 10^{-4}$
17	3	2	4.6	0.014	37	$2.1 \times 10^{-4}$
18	0.8	13	2 – 9	$6.7 \times 10^{-4} - 0.7$	0.1 – 140	$3 \times 10^{-6} - 4 \times 10^{-4}$
19	0.4	85	2 – 21	0 – 1.1	0.4 – 1300	$4.1 \times 10^{-5} - 0.002$
20	2	2	9 – 10	0.3 – 0.8	65 – 130	$2 \times 10^{-4}$
21	0.003	1652	0.7 – 15	$6 \times 10^{-7} - 0.9$	$4.5 \times 10^{-9} - 560$	0 – 0.001
22	1.3	50	3 – 15	$9 \times 10^{-9} - 0.2$	$1.4 \times 10^{-8} - 200$	$0 - 6 \times 10^{-4}$

modelos de etapa I y II. Las fuentes 1, 2, 4, 14 y 16 cumplen esta condición. Para el resto de las fuentes (3, 9, 16 y 22), los modelos de ajuste corresponden a etapa I, II y III por lo que no puede asegurarse de que sean fuentes jóvenes.

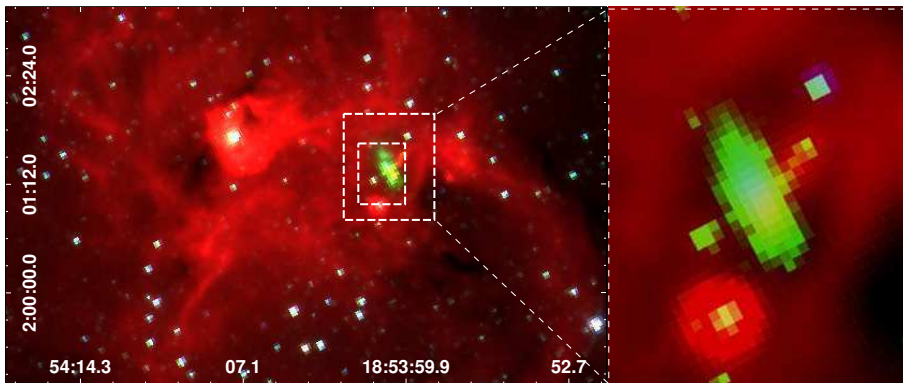
Es interesante notar que la fuente 21 es la estrella central de la burbuja pequeña hallada sobre la PDR de N65 (Fig. 6.10). El ajuste de la SED arroja más de 1600 modelos seleccionados, por lo que no es posible establecer con seguridad su etapa evolutiva. Sin embargo, su posición en el centro de la burbuja pequeña y sobre el borde de N65 sugiere que ésta fuente sería una estrella de segunda generación, en relación a las estrellas excitatrices de N65, que ha comenzado a ionizar el medio que la rodea y creado una PDR a su alrededor. Respecto del EGOg35, en la siguiente sección se presenta un estudio detallado de esta fuente a partir de observaciones de varias líneas moleculares y datos de archivo en el infrarrojo y submilimétrico.

### 6.3. Estudio del EGO G35.03+0.35

Los resultados de esta Sección han sido publicados en el artículo *Study of the dense molecular gas surrounding the 'extended green object' G35.03+0.35*, Paron, Ortega, Petriella, Rubio, Giacani & Dubner, 2012, MNRAS, 419, 2206.

#### 6.3.1. Presentación del EGO

Tal como se mencionó anteriormente, los objetos verdes extendidos (EGOs) serían protoestrellas de gran masa emitiendo fuertes flujos moleculares. En la sección anterior se vio que el EGO G35.03+0.35 (EGOg35, ver Fig. 6.14) se localiza sobre la cáscara de gas molecular que rodea a la región HII N65. EGOg35 presenta emisión máser de varias moléculas (ver Forster & Caswell 1989; Caswell et al. 1995; Kurtz & Hofner 2005) y recientemente se ha detectado emisión máser de CH<sub>3</sub>OH en 6.7 y 44 GHz (Cyganowski et al., 2009). Los máseres de 6.7 GHz son bombeados radiativamente por la emisión infrarroja del polvo caliente asociado con YSOs de gran masa, mientras que los máseres de metanol en 44 GHz son excitados por colisiones en flujos moleculares y en especial en la interfase entre los flujos y la nube molecular donde se encuentra inmerso el YSO. Por lo tanto, hacia EGOg35 existen varias observaciones que indican la presencia de intensos flujos moleculares siendo emitidos por un objeto de gran masa recién formado.

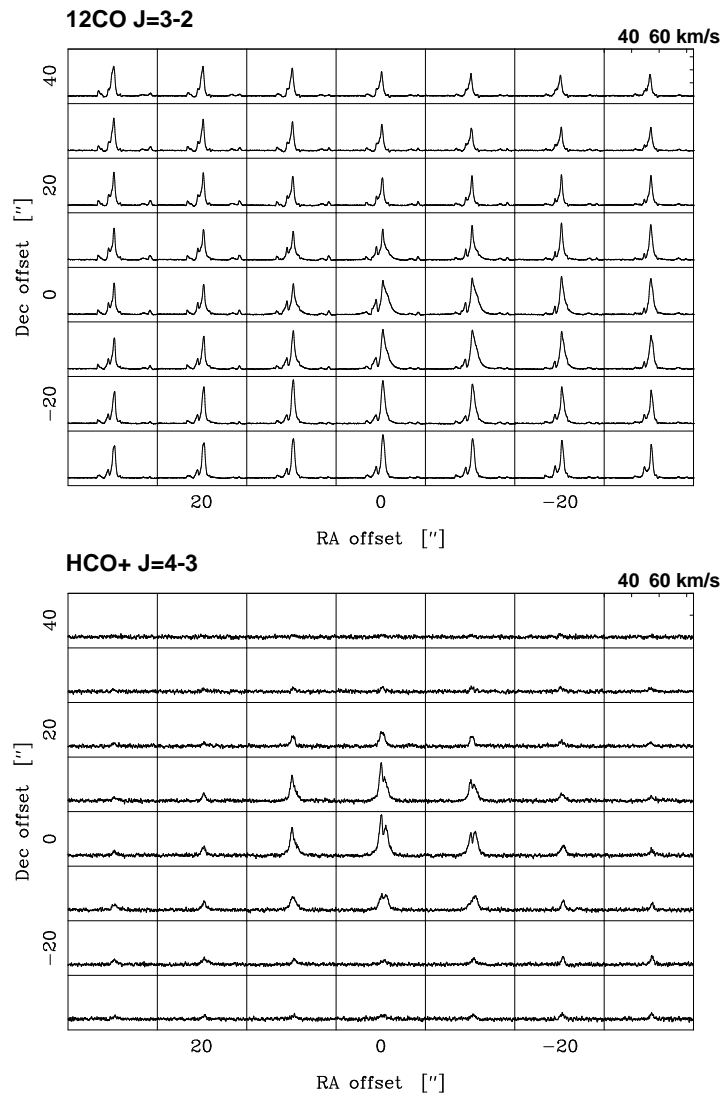


**Figura 6.14:** *Izquierda:* imagen en tres colores en las bandas de *Spitzer*-IRAC hacia el EGO G35.03+0.35 (azul = 3.6  $\mu\text{m}$ , verde = 4.5  $\mu\text{m}$  y rojo = 8.0  $\mu\text{m}$ ). Los rectángulos indican las regiones observadas con ASTE en las transiciones  $^{12}\text{CO}$  J=3–2 y  $\text{HCO}^+$  J=4–3 (rectángulo grande) y  $^{13}\text{CO}$  J=3–2 y  $\text{CS}$  J=7–6 (rectángulo chico). *Derecha:* detalle de la región observada. Las coordenadas son ecuatoriales (J2000).

#### 6.3.2. Observaciones moleculares

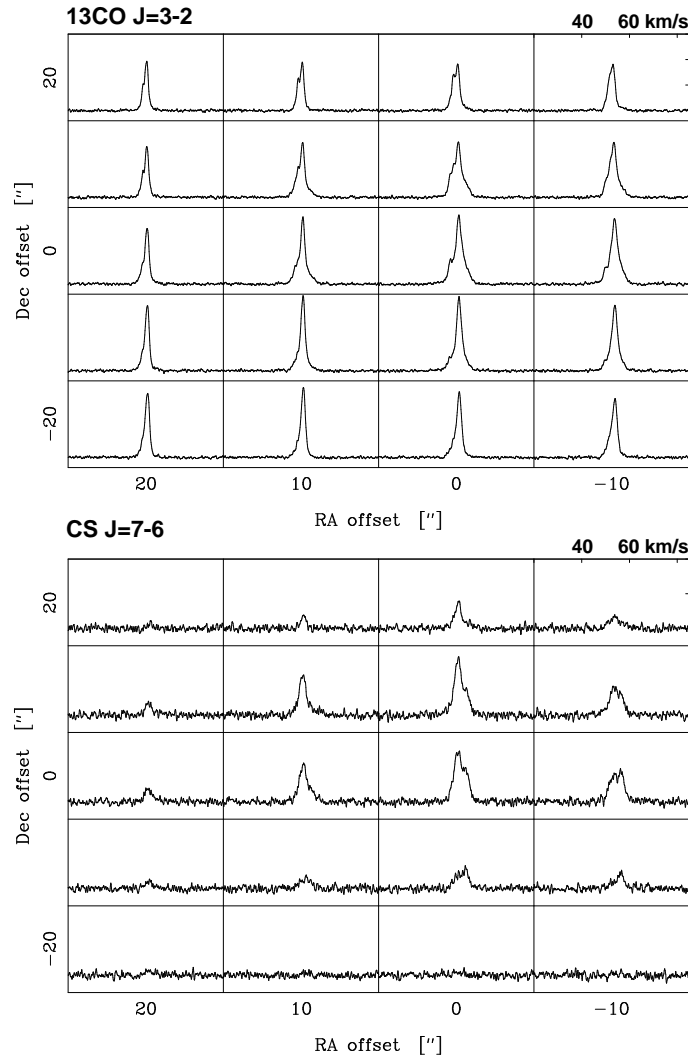
Las observaciones moleculares hacia EGOg35 se obtuvieron el 14 y 15 de julio de 2010 con el telescopio ASTE. Se observaron simultáneamente las transiciones  $^{12}\text{CO}$  J=3–2 ( $\nu_0 = 345.796$  GHz) y  $\text{HCO}^+$  J=4–3 ( $\nu_0 = 356.734$  GHz) hacia una región de  $70'' \times 80''$  centrada en R.A. =  $18^{\text{h}}54^{\text{m}}0^{\text{s}}.7$ , Dec. =  $+02^{\circ}01'18''.9$  (J2000). También se observaron las transiciones  $^{13}\text{CO}$  J=3–2 ( $\nu_0 = 330.588$  GHz) y  $\text{CS}$

$J=7-6$  ( $\nu_0 = 342.883$  GHz) hacia una región de  $40'' \times 50''$  centrada en la misma posición. En la Fig. 6.14 se indica la región observada en una imagen de la emisión infrarroja en las bandas de *Spitzer*-IRAC hacia EGO35. El espaciado entre apuntamientos fue de  $10''$  y el tiempo de integración de 60 segundos por apuntamiento. Todas las observaciones fueron adquiridas en el modo *position switching*, utilizando como fondo la posición R.A. =  $18^h 53^m 55^s .8$ , Dec. =  $+02^\circ 07' 48''.5$  (J2000). Se utilizó el espectrómetro digital XF con un ancho de banda y resolución espectral de 128 MHz y 125 KHz, respectivamente. La resolución en velocidad es de  $0.11$  km s $^{-1}$  y el tamaño del haz de  $22''$  (HPBW). En las Fig. 6.15 y 6.16 se muestran los espectros obtenidos en las transiciones del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  y  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  y del  $^{13}\text{CO}$   $J=3-2$  y  $\text{CS}$   $J=7-6$ , respectivamente.



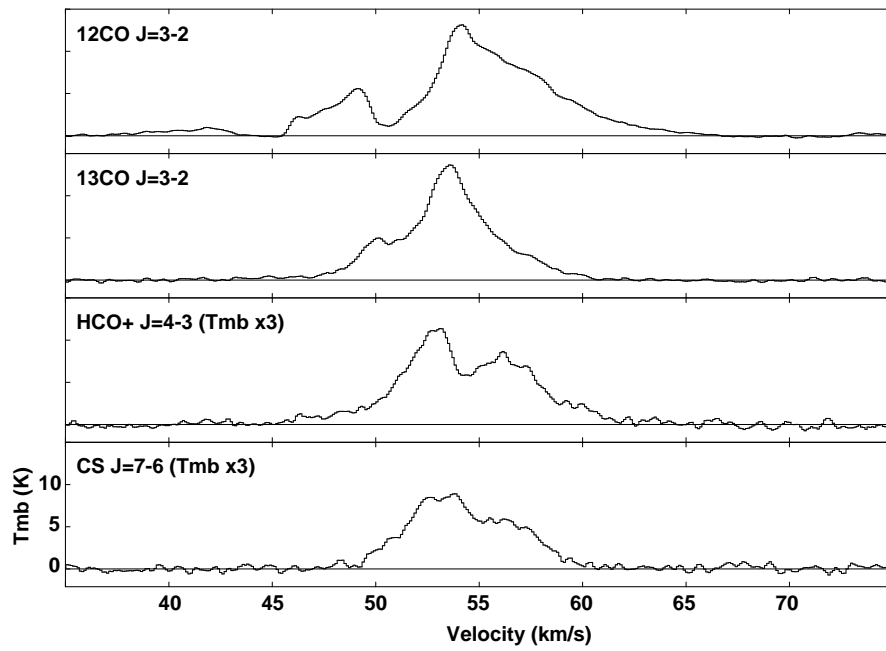
**Figura 6.15:** Espectros de la emisión del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  y  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  hacia el EGO. La posición (0,0) corresponde a la posición del EGO.





**Figura 6.16:** Espectros de la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 y CS J=7-6 hacia el EGO. La posición (0,0) corresponde a la posición del EGO.

A simple vista, se observa que los espectros se apartan de la forma gaussiana y presentan características interesantes tales como asimetrías, probables absorciones y alas espectrales, las cuales podrían ser evidencia de la acción del EGO sobre el gas molecular que lo rodea. Para resaltar estas estructuras espectrales, en la Fig. 6.17 se muestran los espectros del apuntamiento hacia la posición del EGO, definida como la posición (0,0). Para las líneas del  $\text{HCO}^+$  J=4-3 y CS J=7-6, la temperatura de brillo fue multiplicada por un factor 3. Se ajustaron los espectros de la figura utilizando una combinación de funciones gaussianas y en todos los casos se obtuvieron ajustes aceptables utilizando más de una función. Esto indica la presencia de varias componentes moleculares o de alas espectrales. En la Tabla 6.4 se indica la velocidad central y la temperatura de brillo de las componentes de cada una de las transiciones hacia la posición (0,0). Para estimar el flujo total de cada transición ( $\int T_{mb} dv$ ), se integró la emisión entre las velocidades mínima y máxima en donde se observa emisión a lo largo del perfil. Los resultados se muestran en la Tabla 6.5.



**Figura 6.17:** Espectros del apuntamiento hacia la posición del EGO. Las líneas del  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  y del  $\text{CS}$   $J=7-6$  fueron multiplicadas por un factor 3. El eje vertical es la temperatura de brillo del haz principal.

**Tabla 6.4:** Parámetros de ajuste con funciones gaussianas de las líneas de la Fig. 6.17. Se indica la temperatura de brillo ( $T_{mb}$ ) y la velocidad central respecto del LSR ( $v_{LSR}$ ) de cada una de las gaussianas utilizadas en el ajuste.

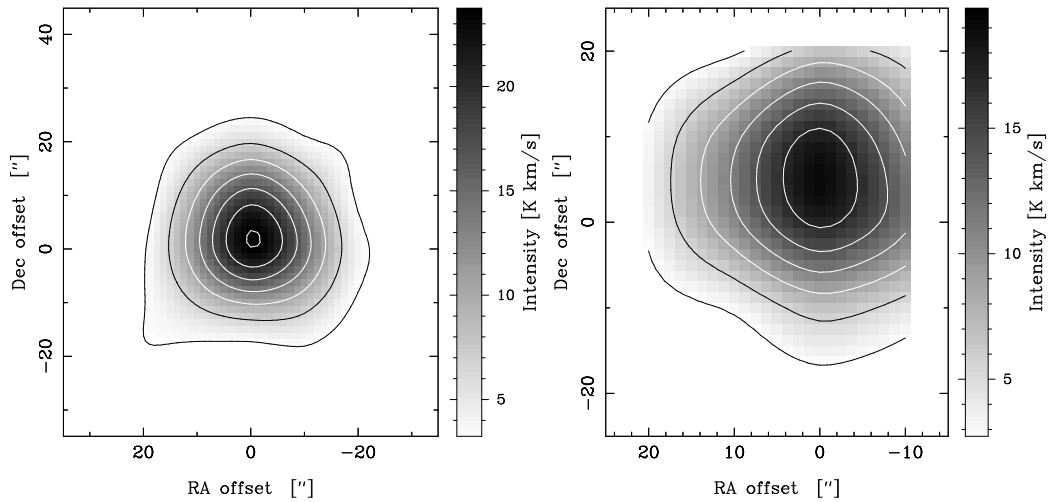
Línea	$T_{mb}$ (K)	$v_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
$^{12}\text{CO}$ $J=3-2$	$0.80 \pm 0.20$	$41.12 \pm 0.56$
	$4.55 \pm 0.25$	$48.68 \pm 1.25$
	$12.40 \pm 0.75$	$54.20 \pm 1.20$
	$4.42 \pm 1.50$	$56.90 \pm 1.20$
	$3.65 \pm 0.85$	$59.10 \pm 1.25$
$^{13}\text{CO}$ $J=3-2$	$4.40 \pm 0.45$	$50.10 \pm 1.60$
	$12.85 \pm 1.70$	$53.50 \pm 1.40$
	$2.48 \pm 0.60$	$56.75 \pm 1.50$
$\text{HCO}^+$ $J=4-3$	$3.10 \pm 0.8$	$52.55 \pm 0.75$
	$2.60 \pm 0.8$	$56.05 \pm 0.85$
$\text{CS}$ $J=7-6$	$2.85 \pm 0.35$	$53.15 \pm 0.65$
	$1.45 \pm 0.60$	$57.05 \pm 0.50$

Tabla 6.5: Parámetros derivados de las líneas de la Fig. 6.17.

Línea	$v_{min}$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_{max}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\int T_{mb}dv$ (K km s <sup>-1</sup> )
<sup>12</sup> CO J=3-2	37.0	67.0	92.4 ± 1.9
<sup>13</sup> CO J=3-2	44.5	60.2	64.2 ± 1.8
HCO <sup>+</sup> J=4-3	45.5	61.6	15.5 ± 0.7
CS J=7-6	47.7	60.7	16.6 ± 0.8

El espectro del <sup>12</sup>CO J=3-2 presentado en la Fig. 6.17 presenta varias componentes, tal como se deduce de su ajuste con cinco funciones gaussianas (ver Tabla 6.4). Hay una componente poco intensa centrada en  $\sim 41$  km s<sup>-1</sup> y un pico doble con una componente principal en  $\sim 54.2$  km s<sup>-1</sup> y una menos intensa en  $\sim 48.7$  km s<sup>-1</sup>. La componente principal se muestra muy ensanchada hacia velocidades mayores, revelando claramente la presencia de un ala espectral. El espectro del <sup>13</sup>CO J=3-2 también comparte estas características: se observa un doble pico con una componente intensa en  $\sim 53$  km s<sup>-1</sup> y ensanchada hacia velocidades mayores y una componente menos intensa en  $\sim 50$  km s<sup>-1</sup>. Tanto para el <sup>12</sup>CO como para el <sup>13</sup>CO, las dos componentes moleculares mencionadas están separadas por una depresión centrada en  $\sim 51.5$  km s<sup>-1</sup>. Interesantemente, la velocidad de esta depresión coincide, dentro de los errores, con la velocidad central de las líneas de SiO (5-4), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> (3-2) y CH<sub>3</sub>OH (5<sub>2,3</sub>-4<sub>1,3</sub>) hacia el centro del EGO observadas por Cyganowski et al. (2009). Esta depresión podría originarse en una auto-absorción producida por el gas más externo perteneciente a la envoltura que rodea al YSO, el cual absorbe la radiación proveniente de las regiones más densas del interior. La auto-absorción de líneas moleculares es una característica común en regiones de formación estelar (ver, por ejemplo, Ortega et al. 2010). Dado que el HCO<sup>+</sup> y el CS son trazadores de gas denso, se concluye que la velocidad sistémica de la nube en la cual se encuentra el YSO es de  $\sim 51.5$  km s<sup>-1</sup>.

Respecto de la emisión del HCO<sup>+</sup> J=4-3, los perfiles hacia el centro de la región observada presentan dos componentes, una más intensa centrada en  $\sim 53$  km s<sup>-1</sup> (que coincide con la auto-absorción del CO) y una menos intensa centrada en  $\sim 56$  km s<sup>-1</sup>, separadas por una depresión en  $\sim 54$  km s<sup>-1</sup>. Cyganowski et al. (2009) reportan un apuntamiento del H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> J=4-3 hacia EGOg35 y establecen que esta línea posee un pico en  $\sim 53.1$  km s<sup>-1</sup> con un ancho de línea  $\Delta v \sim 5.4$  km s<sup>-1</sup> (FWHM). Teniendo en cuenta que la emisión del H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> es ópticamente más delgada que la del HCO<sup>+</sup> y el pico se encuentra cerca de la depresión de HCO<sup>+</sup>, dicha depresión puede ser interpretada como un efecto de auto-absorción. Hiramatsu et al. (2007) propusieron que este tipo de característica espectral indica una importante población del nivel J=3 en las capas externas del gas del grumo molecular, lo que requiere una densidad moderadamente alta pero con una menor temperatura de excitación que en el centro del grumo. Es decir, la auto-absorción sería evidencia de la presencia de gradientes de densidad en el gas en caída hacia el

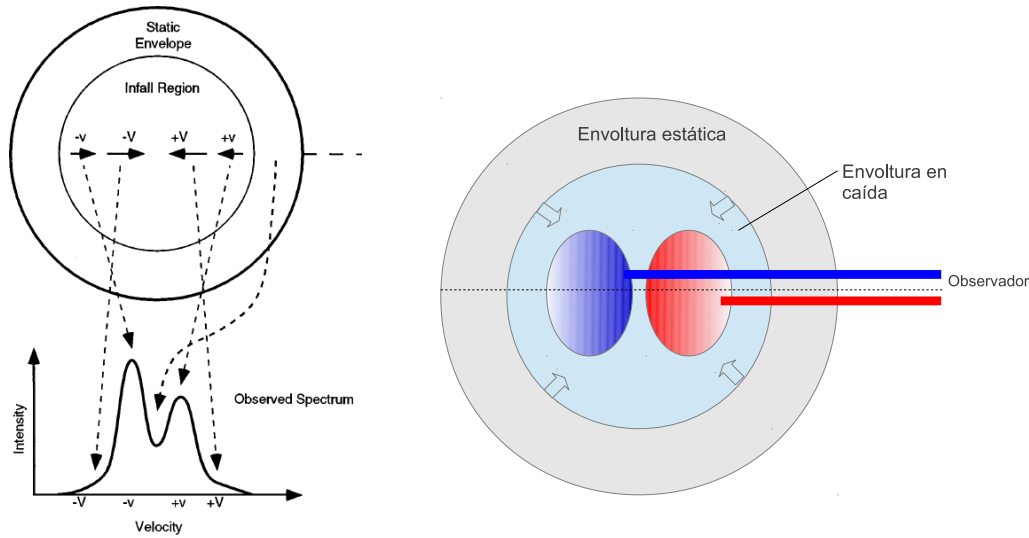


**Figura 6.18:** Emisión del  $\text{HCO}^+$  (izquierda) y del CS (derecha) integrada entre 45 y 62  $\text{km s}^{-1}$ .

YSO. Por otro lado, se ha observado que la emisión del  $\text{HCO}^+$  puede incrementarse en flujos moleculares (Rawlings et al., 2004). Se cree que dicho incremento ocurre en el límite entre el chorro y el grumo molecular que lo rodea y se debe a la liberación y foto-procesamiento por parte del choque y de la radiación del material molecular contenido en los mantos de hielo del polvo. La fig. 6.18 (izquierda) muestra la emisión del  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  integrada entre 45 y 62  $\text{km s}^{-1}$ , donde se observa el máximo de emisión en la posición del EGO.

Respecto del CS, es importante notar que la transición CS  $J=7-6$  es una excelente trazadora de gas muy denso y su emisión se origina en la envoltura dentro de la cual se encuentra el YSO. La detección de esta línea implica la presencia de una envoltura gaseosa con temperatura y densidad mayores a 40 K y  $6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  (ver Takakuwa et al. 2007). La fig. 6.18 (derecha) muestra la emisión del CS  $J=7-6$  integrada entre 45 y 62  $\text{km s}^{-1}$ .

Otra característica espectral interesante en los espectro del  $\text{HCO}^+$  y del CS hacia la región central es la componente cercana (a velocidades mayores y denominada *roja*) menos intensa que la componente lejana (a velocidades menores y denominada *azul*). Si el medio es opaco, los fotones que se detectan son emitidos principalmente de la superficie de estas componentes. Los fotones de la componente roja que llegan al observador provienen de las regiones más externas al grumo central y por lo tanto menos calientes, mientras que los fotones de la componente azul que llegan al observador provienen de las regiones más internas al grumo central y por lo tanto más calientes. En la Fig. 6.19 se muestra un esquema de este proceso. Esta característica espectral es una prueba de la presencia de gas en caída, posiblemente debido a la acreción de material del entorno por parte del YSO (Evans, 1999). En este caso, la presencia de alas espectrales podría deberse a que el colapso no es homogéneo, sino que el gas más cercano al YSO cae con mayor velocidad que el gas más alejado (ver Fig. 6.19, izquierda).



**Figura 6.19:** Esquema de la formación de líneas moleculares en una envoltura en caída, adaptado del trabajo de Evans (1999). La figura de la *izquierda* muestra que las alas espectrales pueden formarse si el gas en caída cercano al YSO central cae con mayor velocidad que el gas más externo. La línea punteada indica la dirección del observador. En la imagen de la *derecha*, los lóbulos representan el gas en caída hacia el centro: el gas cercano al observador (componente roja, correspondiente a velocidades mayores en el espectro) y el gas lejano (componente azul, correspondiente a velocidades menores en el espectro). Si el medio es opaco, los fotones que se detectan son emitidos principalmente de la superficie de estos dos lóbulos: de la componente roja se detectan los fotones emitidos en las capas más externas al centro y frías, mientras que de la componente azul se detectan los fotones emitidos en las capas más internas al centro y calientes. En consecuencia, la emisión azul se muestra más intensa que la emisión roja.

### Densidades de columna y abundancias

Para estimar las densidades de columna del gas y determinar las abundancias en la región estudiada, se considera equilibrio termodinámico local (ETL) y un factor de llenado del haz de 1. El cociente de las temperaturas de brillo de los isótopos del CO permite estimar la profundidad óptica a partir del cociente (Scoville et al., 1986):

$$\frac{^{12}T_{mb}}{^{13}T_{mb}} = \frac{1 - \exp(-\tau_{12})}{1 - \exp(-\tau_{12}/X)}, \quad (6.3.1)$$

donde  $^{12}T_{mb}$  y  $^{13}T_{mb}$  son las temperaturas de brillo del  $^{12}\text{CO}$  y del  $^{13}\text{CO}$ , respectivamente,  $\tau_{12}$  es la profundidad óptica del  $^{12}\text{CO}$  y  $X = [^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}]$  es el cociente de las abundancias. Tomando de Milam et al. (2005)  $[^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}] = (6.21 \pm 1.00)D_{GC} + (18.71 \pm 7.37)$ , donde  $D_{GC} = 5.5$  kpc es la distancia entre el EGO y el centro galáctico, se obtiene  $[^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}] = 53 \pm 12$ . La profundidad óptica del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 es  $\tau_{12} \sim 300$ , mientras que la del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 es  $\tau_{13} \sim 6$ , lo cual muestra que las dos líneas son ópticamente gruesas. Por lo tanto, la temperatura de excitación se calcula de la ecuación (3.2.8):  $T_{ex}(3 \rightarrow 2) = 16.95 [\ln(1 + 16.6/(T(^{12}\text{CO}) + 0.036))]^{-1}$ , donde  $T(^{12}\text{CO})$  es la temperatura de brillo del máximo de la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2. La emisión más intensa se pro-

duce para una velocidad de  $\sim 54 \text{ km s}^{-1}$  y corresponde a una temperatura de brillo de 12.40 K (ver Tabla 6.4). Con este valor se estimó una temperatura de excitación de  $\sim 20 \text{ K}$ . Las densidades de columna del  $^{12}\text{CO}$  y del  $^{13}\text{CO}$  se calculan a partir de las ecuaciones (3.2.9) y (3.2.10), respectivamente. Para el cálculo de la integral de la profundidad óptica en el rango de velocidades de la línea, se utilizó la aproximación (3.2.13), que es válida para transiciones ópticamente gruesas. Se obtuvo  $N(^{13}\text{CO}) \sim 7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  y  $N(^{12}\text{CO}) \sim 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ .

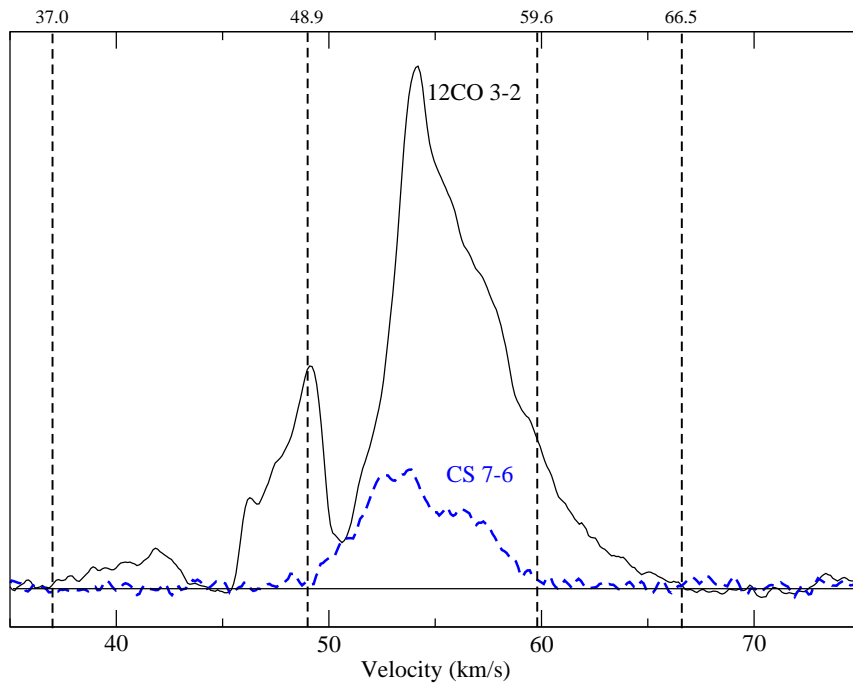
De manera similar, se obtuvieron las densidades de columna del CS y del  $\text{HCO}^+$  a partir de las ecuaciones (3.2.11) y (3.2.12). Considerando que la línea del CS J=7-6 es ópticamente gruesa (Giannini et al., 2005), se utilizó la aproximación de la ecuación (3.2.13). Para el  $\text{HCO}^+$  J=4-3 se consideró que la transición es ópticamente delgada y se utilizó la aproximación de la ecuación (3.2.4). Adoptando como temperaturas de excitación del CS J=7-6 y del  $\text{HCO}^+$  J=4-3 las temperaturas equivalentes de las transiciones (66 K y 43 K, respectivamente) se obtuvo  $N(\text{CS}) \sim 8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  y  $N(\text{HCO}^+) \sim 9.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

Para estimar la densidad de columna de  $\text{H}_2$ , se consideró una abundancia relativa  $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 7.7 \times 10^5$  (Wilson & Rood, 1994) y se obtuvo  $N(\text{H}_2) \sim 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Este valor se encuentra en buen acuerdo con las densidades de columna de  $\text{H}_2$  medido hacia protoestrellas de gran masa asociadas con máseres de metanol (Szymczak et al., 2007), como es el caso de EGOg35. A partir del valor de  $N(\text{H}_2)$ , se obtuvieron los cocientes de abundancia del  $\text{HCO}^+$  y del CS:  $X(\text{HCO}^+) \sim 2 \times 10^{-10}$  y  $X(\text{CS}) \sim 1.6 \times 10^{-9}$ . El valor de  $X(\text{CS})$  se encuentra dentro del extenso rango  $5 \times 10^{-10} - 2 \times 10^{-7}$  medido hacia flujos moleculares de protoestrellas (Bottinelli & Williams, 2004; Jørgensen et al., 2004; Giannini et al., 2005).

### Flujos moleculares

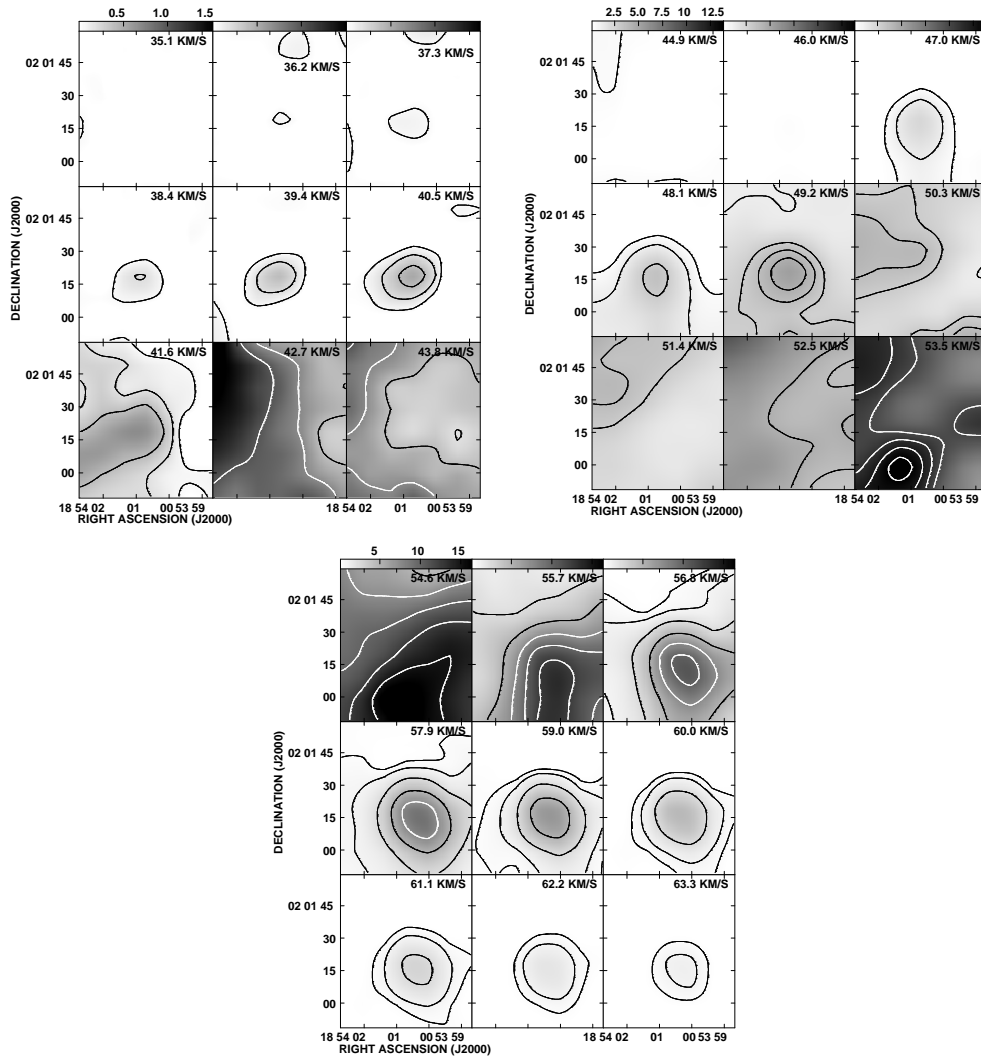
Como se discutió anteriormente, el espectro del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 hacia el centro del EGOg35 presenta varias componentes, posiblemente asociadas con flujos moleculares emitidos por el YSO. La presencia de flujos de gas a alta velocidad moviéndose a lo largo de la línea de la visual puede ser analizado comparando la emisión del  $^{12}\text{CO}$  con la del CS, que es un trazador de gas denso y por lo tanto mapea las regiones más internas en donde el YSO se encuentra evolucionando. En la Fig. 6.20 se muestran los espectros de ambas moléculas hacia el centro de la región estudiada. Las líneas verticales indican el rango de velocidades donde se detecta emisión del  $^{12}\text{CO}$  con velocidades mayores y menores que las del CS. La emisión en estos rangos de velocidad puede deberse a flujos moleculares: uno hacia el rojo, asociado con gas eyectado del YSO alejándose del observador, extendiéndose entre 59.6 y 66.5  $\text{km s}^{-1}$  y otro hacia el azul, asociado con gas eyectado del YSO acercándose al observador entre 37.0 y 48.9  $\text{km s}^{-1}$ . En el caso del ala azul, es posible que la componente débil del  $^{12}\text{CO}$  centrada en  $\sim 41 \text{ km s}^{-1}$  forme parte del flujo molecular ya que su velocidad es comparable con la del máser de metanol en 6.7 GHz detectado por Cyganowski et al. (2009).

Para investigar la distribución espacial y en velocidad de la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2, se presenta en la Fig. 6.21 (al final de esta Sección) un mapa de velocidades integrado cada  $\sim 1.1 \text{ km s}^{-1}$ . La distribución espacial de las alas espectrales azul



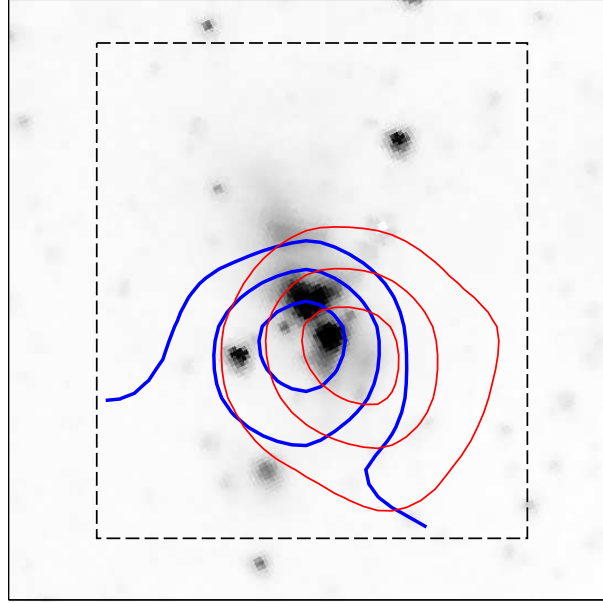
**Figura 6.20:** Emisión del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  y del  $\text{CS}$   $J=7-6$  hacia el EGOg35. Las líneas verticales delimitan los dos rangos de velocidades donde se detecta emisión del  $^{12}\text{CO}$  para velocidades mayores ( $59.6 - 66.0 \text{ km s}^{-1}$ ) y menores ( $37.0 - 48.9 \text{ km s}^{-1}$ ) a las del CS.

y roja se observa en las velocidades entre  $\sim 36$  y  $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $\sim 54$  y  $\sim 64 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. La Fig. 6.22 muestra la emisión en la banda de  $4.5 \mu\text{m}$  con contornos de la emisión del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  integrada entre 37 y 49  $\text{km s}^{-1}$  (contornos azules) y entre 58 y 66  $\text{km s}^{-1}$  (contornos rojos), mostrando el gas en dirección hacia el observador y el gas en dirección contraria a lo largo de la línea de vista, respectivamente.



**Figura 6.21:** Mapa de velocidades de la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 integrada cada  $1.1 \text{ km s}^{-1}$ . El panel superior izquierdo corresponde al rango de velocidades entre  $\sim 35$  y  $\sim 44 \text{ km s}^{-1}$ , el panel superior derecho al rango entre  $\sim 45$  y  $\sim 53 \text{ km s}^{-1}$  y el panel inferior al rango entre  $\sim 55$  y  $\sim 63 \text{ km s}^{-1}$ . La escala de grises se muestra en la parte superior de la figura (en  $\text{K km s}^{-1}$ ) y los niveles de los contornos son  $0.05, 0.2, 0.4$  y  $0.7 \text{ K km s}^{-1}$  para el primer panel,  $0.5, 1.0, 3.0, 4.0, 4.5, 10.0, 11.0$  y  $12.5 \text{ K km s}^{-1}$  para el segundo panel y  $0.5, 1.0, 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5$  y  $15.0 \text{ K km s}^{-1}$  para el tercer panel.





**Figura 6.22:** Emisión en  $4.5 \mu\text{m}$  del EGOg35. Las líneas azul y roja son los contornos de la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3–2 integrada entre  $37$  y  $49 \text{ km s}^{-1}$  y entre  $58$  y  $66 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. Los niveles de los contornos son  $6.5, 9.5$  y  $12.5 \text{ K km s}^{-1}$  para la emisión azul y  $4, 10$  y  $16 \text{ K km s}^{-1}$  para la emisión roja. El rectángulo muestra el área observada.

Con el objetivo de caracterizar los flujos moleculares, se estimó su masa y su energía. Para la masa se utilizó la ecuación:  $M = \mu m_H d^2 A X(\text{CO})^{-1} N(\text{CO})$ , donde  $N(\text{CO})$  es la densidad de columna del  $^{12}\text{CO}$ ,  $d$  la distancia,  $m_H$  la masa del átomo de hidrógeno,  $\mu = 2.8$  es la masa molecular media por molécula de  $\text{H}_2$  (incluido el He),  $A$  es el área de los grupos asociados con las alas azul ( $a$ ) y roja ( $r$ ) (ver Fig. 6.22) y  $X(\text{CO}) = 10^{-4}$  es la abundancia relativa del  $^{12}\text{CO}$ . Integrando la emisión entre  $58$  y  $66 \text{ km s}^{-1}$ , se obtiene  $N(\text{CO})_r \sim 2.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  y  $M_r \sim 5 M_\odot$  para el grupo rojo. Integrando la emisión entre  $37$  y  $49 \text{ km s}^{-1}$ , se obtiene  $N(\text{CO})_a \sim 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  y  $M_a \sim 24 M_\odot$  para el grupo azul. El momento ( $P$ ) y la energía cinética ( $E_k$ ) de las componentes del flujo molecular se calculan como:

$$P = MV \quad (6.3.2)$$

y

$$E_k = \frac{1}{2} MV^2, \quad (6.3.3)$$

donde  $V$  es la velocidad característica del flujo, aproximada por la diferencia entre la máxima velocidad detectada en la emisión del  $^{12}\text{CO}$  en las alas rojas ( $r$ ) y azul ( $a$ ) y la velocidad del gas del medio ( $\sim 51.5 \text{ km s}^{-1}$ ). Se obtiene  $V_r \sim 14.5 \text{ km s}^{-1}$  y  $V_a \sim 14.5 \text{ km s}^{-1}$ . En la Tabla 6.6 se muestran los parámetros físicos del flujo molecular.

Las masas y energías obtenidas son similares a las de los flujos energéticos asociados con YSOs de gran masa (Beuther et al., 2002; Wu et al., 2004). En este caso, no es posible estimar la escala temporal y la tasa de masa del flujo porque el material a alta velocidad detectado está mayormente orientado a lo largo de la

Tabla 6.6: Parámetros físicos del flujo molecular.

Componente	$N(\text{CO})$ ( $\times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ )	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$P$ ( $M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ )	$E_k$ ( $M_{\odot} [\text{km s}^{-1}]^2$ )
Roja	0.21	5	72	510
Azul	1.10	24	350	2500

línea de la visual y no es posible medir el tamaño de los lóbulos. Es probable que la emisión del flujo a lo largo del plano del cielo se pierda por ser estructuras con tamaños menores a la resolución angular de la observación.

### 6.3.3. Emisión del continuo de radio

Se investigó la emisión del EGOg35 en el continuo de radio en 8.4 GHz, reprocessando datos de archivo del VLA obtenidos el 7 y 14 de Mayo de 2009 (código de proyecto: AC948) en la configuración B. Los datos fueron reducidos utilizando el paquete Miriad.

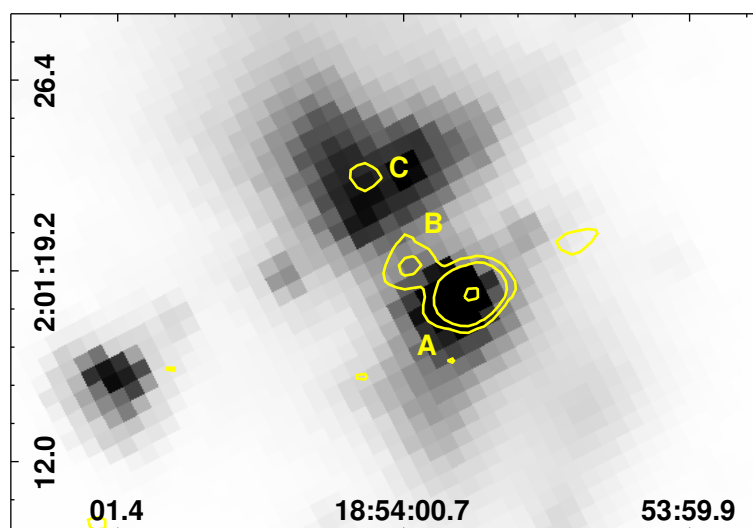


Figura 6.23: Emisión en el continuo de radio en 8.4 GHz en contornos de 0.3, 1.0 y 10.0 mJy/haz, sobre la emisión en la banda de  $4.5 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC.

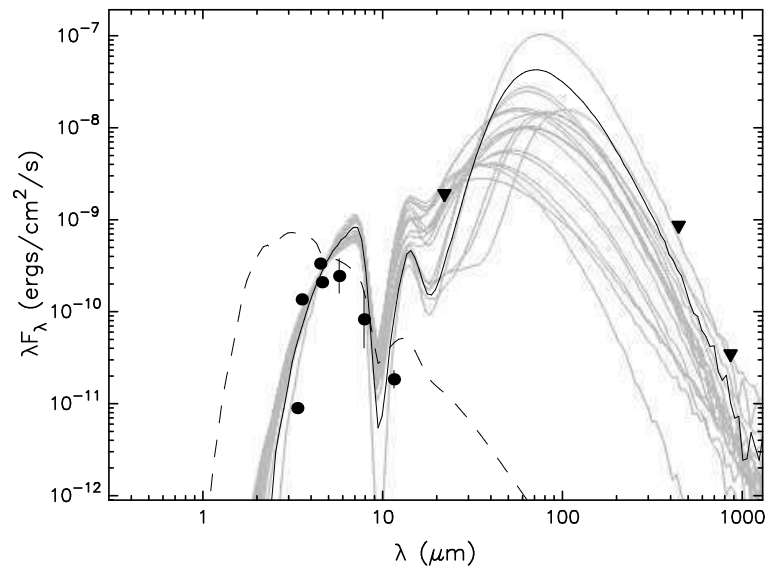
La imagen final obtenida tiene una resolución angular de  $1''.4 \times 1''.0$  y un ruido de 0.1 mJy/haz. En la Fig. 6.23 se muestran los contornos de la emisión en radio superpuestos con la emisión en la banda de  $4.5 \mu\text{m}$ . Se observan tres radio-fuentes: la fuente A, que coincide con el lóbulo sudoeste del EGOg35; la fuente B, que aparece entre los dos lóbulos infrarrojos; y la fuente C, con una detección muy débil, aparece superpuesta al lóbulo noreste del EGO. La radio-fuente A es la más brillante y es la única que se logra resolver con estos datos. Se encuentra en la posición R.A. =  $18^{\text{h}}54^{\text{m}}00^{\text{s}}.49$ , Dec. =  $+02^{\circ}01'18''.20$  (J2000) y tiene una densidad de flujo integrado de 13.5 mJy. La fuente B se encuentra en R.A. =  $18^{\text{h}}54^{\text{m}}00^{\text{s}}.66$ ,

Dec. = +02°01'19".40 (J2000) y posee una intensidad en el pico de 1 mJy/haz. Finalmente, la fuente C se localiza en R.A. = 18<sup>h</sup>54<sup>m</sup>00<sup>s</sup>.76, Dec. = +02°01'22".62 (J2000) y posee una intensidad en el pico de 0.3 mJy/haz. Las fuentes A y B fueron también detectadas en 44 GHz con resolución angular similar por Cyganowski et al. (2009). Estos autores reportan una densidad de flujo integrada de 12.7 mJy para la fuente A y una densidad de flujo en el pico de 3.6 mJy/haz para la fuente B. Definiendo el índice espectral  $\alpha$  entre ambas frecuencias a partir de la relación  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , se obtiene para la fuente A  $\alpha \sim -0.05$  y para la fuente B  $\alpha \sim +0.77$ . El índice espectral en radio para la fuente A es compatible con la emisión de una región HII ultra-compacta, mientras que el valor obtenido para la fuente B puede deberse tanto a una región HII hiper-compacta (Kurtz, 2005) o a una fuente de viento ionizado con velocidad constante (Panagia & Felli, 1975).

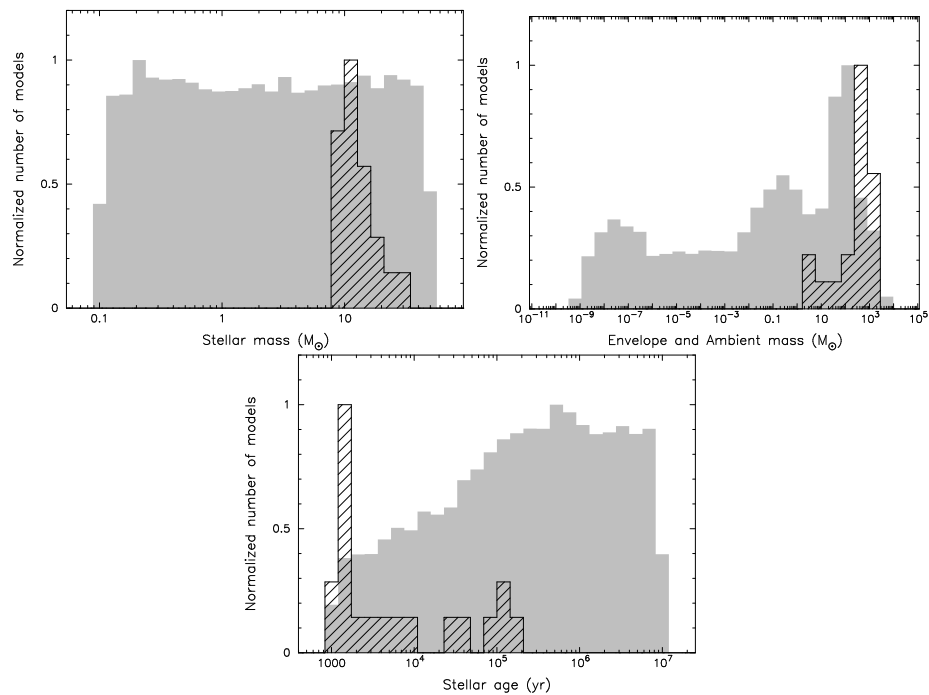
### 6.3.4. Distribución espectral de energía del EGO

Utilizando los flujos en las bandas de *Spitzer-IRAC*, WISE y SCUBA, se realizó un ajuste de la distribución espectral de energía (SED) del EGOg35, con la herramienta de Robitaille et al. (2007). Los flujos de IRAC fueron obtenidos del trabajo de Cyganowski et al. (2008). La contraparte del EGOg35 en el catálogo de WISE se identifica con la fuente J185400.62+020119.2. Para los flujos en 450 y 850  $\mu\text{m}$  de SCUBA se consideraron los reportados por Di Francesco et al. (2008) para la fuente de SCUBA J185400.5+020115. Tal como se hizo en el estudio de las SEDs de los candidatos a YSOs alrededor de la burbuja de polvo N65, se utilizó la absorción visual entre 10 y 35 mag y la distancia entre 3 y 4 kpc. Dada la menor resolución angular de la banda de 22  $\mu\text{m}$  de WISE y las bandas de 450 y 850  $\mu\text{m}$  de SCUBA, estos flujos se consideraron como un límite superior ya que pueden tener contribuciones de otras fuentes además del EGO. En la Fig. 6.24 se muestran los mejores 20 modelos con líneas grises. La línea negra representa el ajuste con el modelo con menor  $\chi^2$ , que corresponde a un YSO con una masa de  $\sim 23 M_\odot$ , rodeado por una envoltura de  $\sim 1300 M_\odot$ , acretando material a una tasa de  $\sim 0.03 M_\odot/\text{año}$ . Este modelo no presenta disco (se obtiene una masa de 0  $M_\odot$ ), pero la presencia de los flujos moleculares indica que debe existir un disco alrededor del YSO. En las etapas iniciales de la evolución de un YSO, cuando el disco se encuentra muy oscurecido por la envoltura, es difícil separar sus contribuciones en la SED (Robitaille et al., 2007).

Siguiendo la clasificación evolutiva de Robitaille et al. (2006), el modelo que mejor ajusta (como así también los siguientes 80 modelos) corresponden a un YSO de etapa I, es decir, una protoestrella rodeada por una envoltura de gran masa. En la Fig. 6.25 se muestran histogramas de la distribución de los parámetros físicos. Las columnas rayadas representan los mejores 20 modelos, mientras que las columnas en gris son todos los modelos de la grilla. Se observa que los mejores 20 modelos corresponden a objetos centrales de gran masa (entre 8 y 20  $M_\odot$ ) rodeados por grandes envolturas con altas tasas de acreción. Respecto de la edad del YSO, hay una gran dispersión en el resultado (entre  $10^3$  y  $10^5$  años), pero la mera presencia de la envoltura y los flujos moleculares es un claro signo de que el EGO es un objeto estelar de gran masa recién formado.



**Figura 6.24:** Distribución espectral de energía del EGOg35. La línea negra es el modelo que mejor ajusta y las líneas grises son los ajustes por los siguientes 19 modelos que mejor ajustan. La línea punteada es el modelo de fotosfera estelar correspondiente al mejor ajuste.



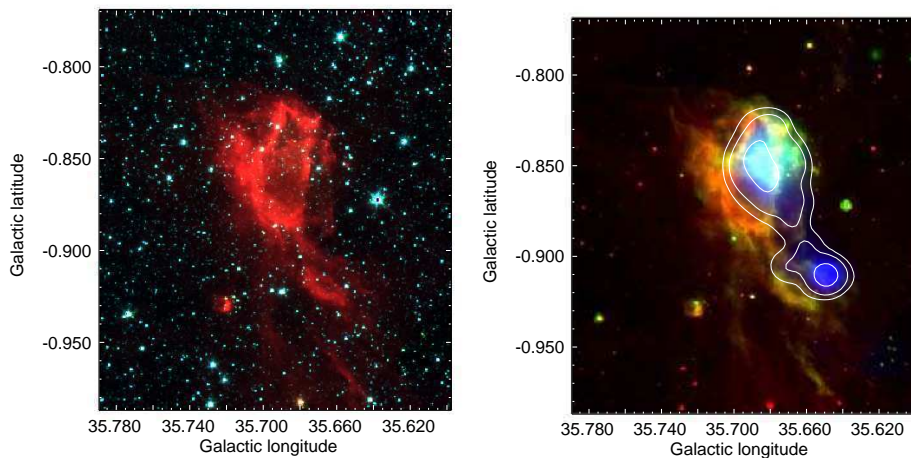
**Figura 6.25:** Distribución de la masa del objeto central, la masa de la envoltura y la edad de los mejores 20 modelos de ajuste de la SED del EGOg35 (columnas rayadas) junto con la distribución de los parámetros de todos los modelos de la grilla (columnas grises).

## 6.4. La región HII G35.673-00.847

Los resultados de esta Sección han sido publicados en el artículo *The HII region G35.673-00.847: another case of triggered star formation?*, Paron, Petriella & Ortega, 2011, A&A, 525, 132.

### 6.4.1. Presentación de G35.673-00.847

G35.673-00.847 (de aquí en más G35) es una región HII poco estudiada, catalogada por primera vez por Lockman (1989). En la izquierda de la Fig. 6.26 se muestra una imagen en tres colores en las bandas de  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo). En la derecha, se muestra una imagen en tres colores de las bandas de  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo),  $24 \mu\text{m}$  (verde) y la emisión en el continuo de radio en 20 cm (en azul con contornos blancos) obtenida del NRAO VLA Sky Survey (NVSS, Condon et al. 1998). En ambas imágenes se ve claramente la región de foto-disociación (PDR) trazada por la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  debida a la excitación de los PAHs. La PDR se observa como una cáscara incompleta semi-circular con un radio  $\sim 1.5'$ . Se observa emisión intensa en  $24 \mu\text{m}$  hacia G35, cuyo origen sería el polvo calentado por la estrella excitatriz de la región HII. La emisión en radio proviene del gas ionizado y se asocia con dos fuentes identificadas por Condon et al. (1998): una de ellas (NVSS 185929+020334) está relacionada con G35, mientras que la segunda (NVSS 185938+020012) se encuentra hacia el sur y posiblemente relacionada con otra PDR visible en  $8.0 \mu\text{m}$ .

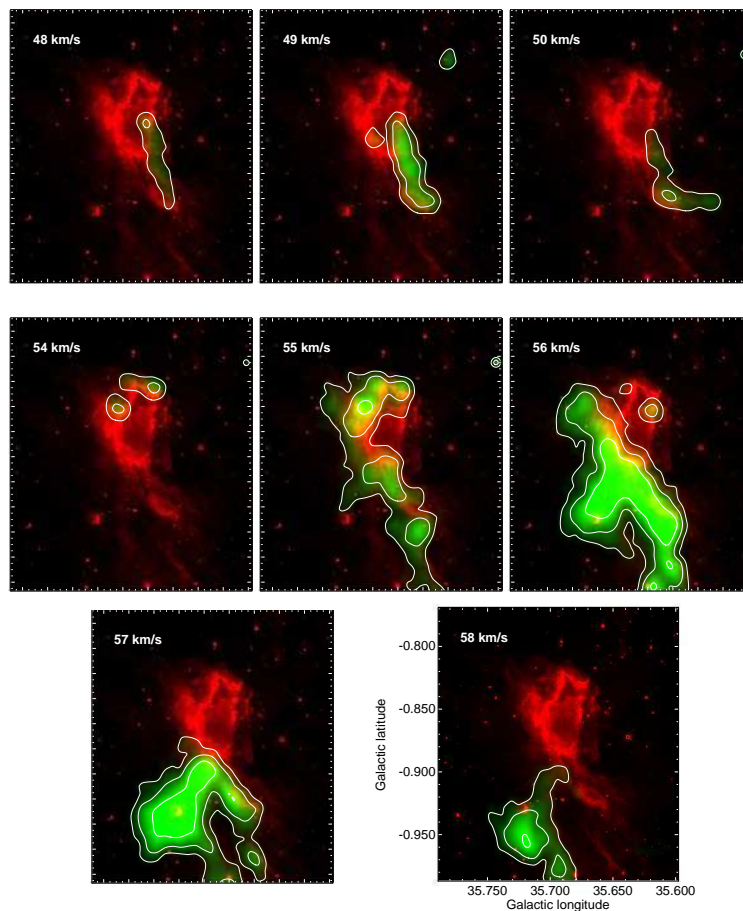


**Figura 6.26:** *Izquierda:* imagen en tres colores de las bandas de  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo). *Derecha:* imagen en tres colores de las bandas de  $8.0 \mu\text{m}$  (rojo),  $24 \mu\text{m}$  (verde) y el continuo de radio a 20 cm (azul con contornos blancos de 2.5, 6.0 y 20.0 mJy/haz).

### 6.4.2. Estudio del gas molecular

Se estudió la distribución del gas molecular alrededor de G35 utilizando datos de la transición  $^{13}\text{CO J}=1-0$ , tomados del Galactic Ring Survey (GRS). Se

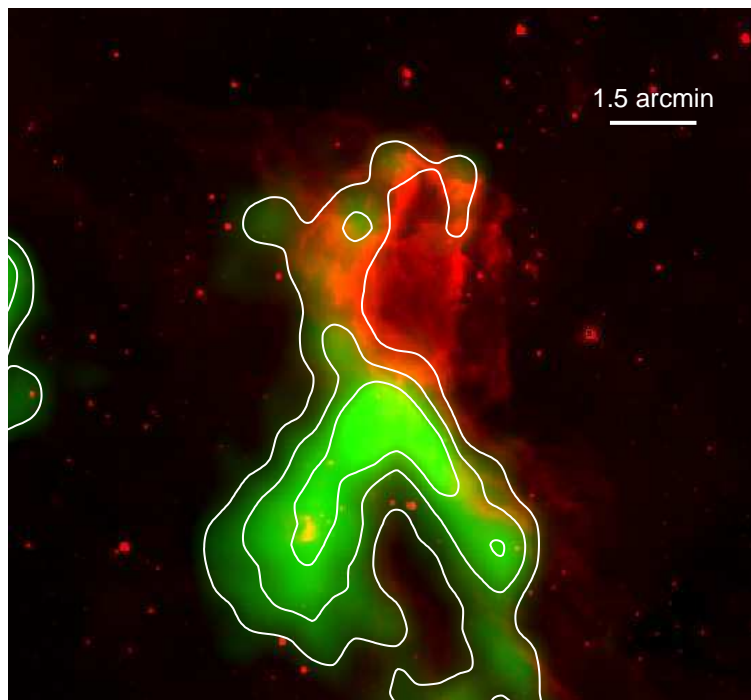
encontraron estructuras de gas molecular posiblemente relacionadas con G35 en los intervalos de velocidad entre 48 y 50  $\text{km s}^{-1}$  y entre 54 y 58  $\text{km s}^{-1}$  (todas las velocidades están referidas al estándar local de reposo, LSR). En la Fig. 6.27 se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  en estos rangos de velocidades, integrado cada  $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ . Entre 48 y 50  $\text{km s}^{-1}$  se aprecia una nube molecular alargada, que atraviesa a G35 y aparece superpuesta con la PDR que se extiende hacia el sur y posiblemente asociada con la radio-fuente NVSS 185938+020012. No se observa gas molecular entre 51 y 54  $\text{km s}^{-1}$ . Entre 54 y 59  $\text{km s}^{-1}$  se observa una cáscara incompleta de gas molecular alrededor de G35, formada por varias condensaciones densas a lo largo de la PDR. Éstas son más evidentes entre 54 y 56  $\text{km s}^{-1}$ . La emisión del  $^{13}\text{CO}$  en este rango de velocidades se extiende hacia el sur y aparece superpuesta con la radio-fuente NVSS 185938+020012.



**Figura 6.27:** Imagen en dos colores hacia G35. En rojo se muestra la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$ . En verde se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  en dos intervalos de velocidad, integrada cada  $1 \text{ km s}^{-1}$ : entre 48 y 50  $\text{km s}^{-1}$  y entre 54 y 58  $\text{km s}^{-1}$ . No se muestra la emisión entre 51 y 54  $\text{km s}^{-1}$  ya que no aparece ninguna estructura de gas molecular en este intervalo. Los contornos son 1, 2 y 4  $\text{K km s}^{-1}$ .

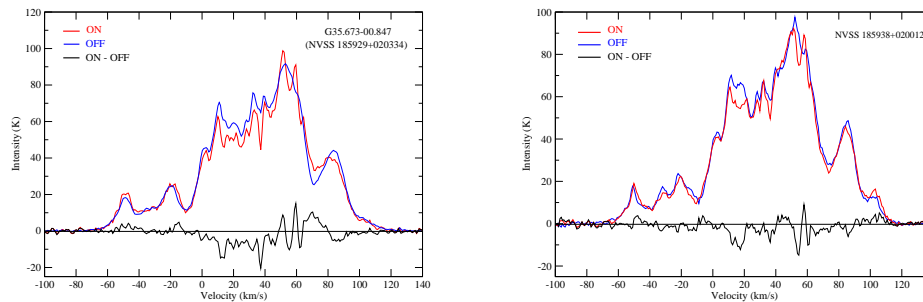
En la Fig. 6.28 se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 53 y 59  $\text{km s}^{-1}$ . Existe un excelente correspondencia entre el borde oriental de la PDR de G35 y el gas molecular, sugiriendo que esta cáscara molecular pudo haber sido

formada por la expansión de la región HII. La velocidad central del gas molecular es de  $\sim 56 \text{ km s}^{-1}$  y las distancias cinemáticas asociadas son de 3.7 y 10.0 kpc, según el modelo de rotación Galáctica de Fich et al. (1989) (ver Apéndice). Para resolver la ambigüedad, se obtuvo un espectro de absorción de HI hacia las radio-fuentes NVSS 185929+020334 y 185938+020012, utilizando los datos del VGPS. Los espectros de emisión de HI (*on*) fueron extraídos en dirección a las dos fuentes, el espectro del fondo (*off*) fue obtenido promediando la emisión hacia cuatro posiciones a aproximadamente un haz de la posición *on* en dirección a los cuatro puntos cardinales galácticos. El espectro final de absorción (*on-off*) es la resta de ambos. En la Fig. 6.29, se muestran los espectros de absorción de HI hacia las dos radio-fuentes. Dado que ambos espectros presentan las mismas absorciones, es de esperar que las dos fuentes se encuentren a la misma distancia. El último perfil de absorción se produce en  $\sim 61 \text{ km s}^{-1}$ , en coincidencia con la velocidad de una línea de recombinación detectada por Lockman (1989). No se observa absorción asociada con el punto tangente (a  $\sim 89.7 \text{ km s}^{-1}$ ) por lo que, siguiendo a Kolpak et al. (2003), se favorece la distancia cercana de  $3.7 \pm 0.4 \text{ kpc}$ . El error en la distancia se obtiene de considerar los movimientos no circulares del gas con velocidades de  $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$  (Draine, 2010).



**Figura 6.28:** Imagen en dos colores hacia G35. En rojo: emisión en  $8.0 \mu\text{m}$ . En verde: emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre  $53$  y  $59 \text{ km s}^{-1}$ . Los contornos son  $4.5$ ,  $8.0$  y  $12.0 \text{ K km s}^{-1}$ .

Los parámetros del gas molecular fueron estimados considerando equilibrio termodinámico local (ETL). Para calcular la densidad de columna de  $\text{H}_2$  y la masa del gas molecular, se utilizaron las ecuaciones de la Sección 3.2, considerando una temperatura de excitación de 20 K. Se integró la emisión del  $^{13}\text{CO}$  siguiendo la geometría de la cáscara definida en el panel a  $55 \text{ km s}^{-1}$  de la Fig. 6.27. La masa



**Figura 6.29:** Espectro de emisión de HI hacia la fuente (*on*, en rojo), espectro de emisión del fondo (*off*, en azul) y espectro de absorción (*on-off*, en negro) hacia NVSS 185929+020334 (izquierda) y 185938+020012 (derecha).

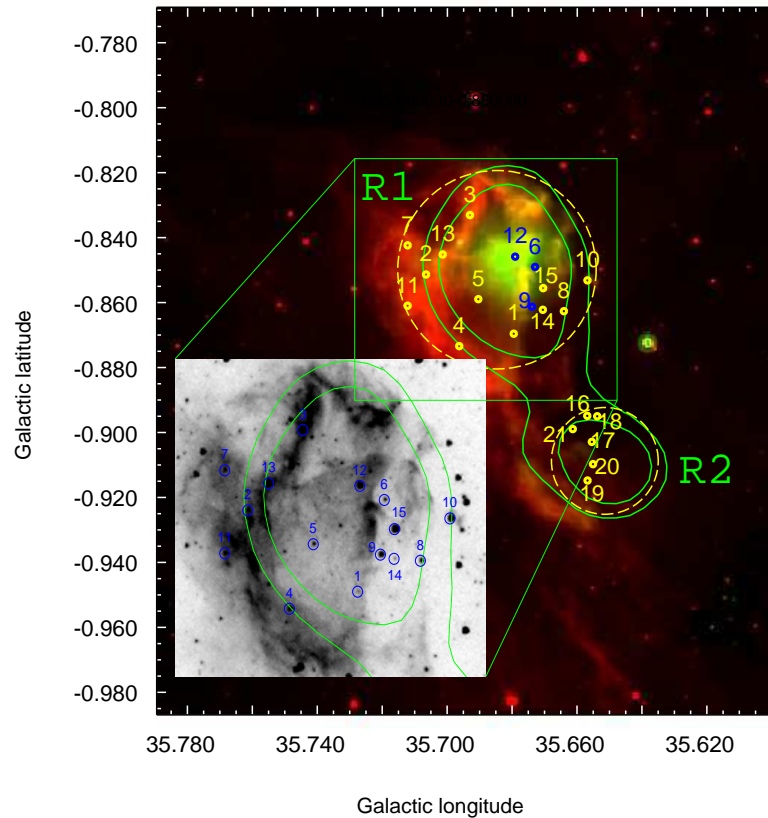
total obtenida es de  $\sim 1.5 \times 10^4 M_{\odot}$  y la densidad de  $H_2$  de  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Para el cálculo de la densidad numérica, el volumen considerado se estimó tomando un tamaño a lo largo de la línea de la visual de  $\sim 1'$  (1.1 pc a una distancia de 3.7 kpc).

### 6.4.3. La estrella excitatriz

En esta Sección se identifican las fuentes candidatas a ser la estrella excitatriz de G35 y de la región asociada con la fuente NVSS 185938+020012. Este análisis fue realizado por el Dr. Martín Ortega. Se estimó el flujo de fotones ionizantes necesario para mantener la región HII a partir de la emisión en el continuo de radio y utilizando la ecuación (3.6.8). Se consideró una temperatura electrónica estándar para regiones HII de 10 000 K, una distancia de 3.7 kpc y los flujos de 0.87 Jy en 2.7 GHz para G35 (Reich et al., 1984) y de 0.053 Jy en 1.4 GHz para NVSS 185938+020012 (Condon et al., 1998). Con estos parámetros, el número total de fotones ionizantes necesarios para mantener ionizadas estas dos regiones es de  $\sim 1.0 \times 10^{48}$  fotones/s (G35) y  $\sim 0.6 \times 10^{47}$  fotones/s (NVSS 185938+020012). Teniendo en cuenta que alrededor de la mitad de los fotones ionizantes emitidos por la estrella excitatriz son absorbidos por el polvo dentro de la región HII (Inoue, 2001) y considerando los errores en la distancia y en los flujos en radio, el número de fotones ionizantes para G35 corresponde al de una estrella de tipo espectral entre O7.5V y O9V (Martins et al., 2005).

Para complementar este análisis, se realizó un estudio fotométrico de las fuentes puntuales en la región. Se utilizaron los catálogos GLIMPSE I y 2MASS y se consideraron sólo las fuentes con detección en las 4 bandas de *Spitzer*-IRAC y en las 3 bandas de 2MASS. Se hallaron 30 fuentes para la región HII G35 y 8 fuentes para NVSS 185938+020012. Para estimar la etapa evolutiva de estas fuentes, se construyó un diagrama color-color en las bandas de IRAC [3.6]–[4.5] vs [5.8]–[8.0] y se seleccionó las fuentes de clase III, siguiendo el criterio de Allen et al. (2004). Se identificaron 15 fuentes asociadas con G35 y 6 fuentes asociadas con NVSS 185938+020012 que cumplen lo anterior y se encuentran comprendidas





**Figura 6.30:** Imagen de la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$  (en rojo) y en  $24.0 \mu\text{m}$  (en verde) hacia la región estudiada. Los círculos verdes son las fuentes de clase III contenidas dentro de la PDR seleccionadas con el diagrama color-color en las bandas de *Spitzer*-IRAC. Los círculos azules indican las mejores candidatas a estrella excitatriz según los criterios discutidos en el texto. El recuadro muestra la emisión en la banda de  $5.8 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC.

por la PDR. En la Fig. 6.30, se muestra la distribución de las fuentes seleccionadas. Para buscar candidatas a estrellas de tipo espectral O, se estimó la magnitud absoluta en las bandas J, H y K. A partir de un diagrama color-color de 2MASS (J-H) vs (H-K) se estimó la extinción visual de cada una de las fuentes. Una vez obtenida la extinción, se calculó la magnitud absoluta considerando una distancia de 3.7 kpc. Comparando las magnitudes obtenidas en las bandas J, H y K con aquellas tabuladas en Martins & Plez (2006), se identificaron las fuentes candidatas a estrella de tipo espectral O. En la Tabla 6.7, se muestran los flujos de las fuentes seleccionadas, junto con su extinción y sus magnitudes absolutas. La última columna indica aquellas fuentes que posiblemente sean estrellas de tipo O. Se encontró que las fuentes 2, 4, 5, 6, 11, 12 y 14 en G35 y 16, 17, 18, 19 y 20 en NVSS 185938+020012 tienen características fotométricas compatibles con estrellas de tipo O.

Es de esperar que la estrella excitatriz de las regiones HII se encuentre en una cavidad de PAHs, ya que estas macromoléculas son destruidas por la intensa radiación UV. Por este motivo, pueden excluirse las fuentes 2, 4 y 11 para G35. El

**Tabla 6.7:** Candidatas a estrella excitatriz de G35 y NVSS 185938+020012, seleccionadas según los criterios fotométricos discutidos en el texto.

#	Fuente 2MASS	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>A<sub>v</sub></i>	<i>M<sub>J</sub></i>	<i>M<sub>H</sub></i>	<i>M<sub>K</sub></i>	¿Tipo O?
<i>G35</i>									
1	J18593297+0202530	11.92	11.52	11.40	4.18	-2.10	-2.05	-1.91	-
2	J18593204+0204495	16.67	13.34	11.69	30.26	-4.70	-4.80	-4.54	<i>Sí</i>
3	J18592664+0204362	13.90	10.54	8.86	30.61	-7.58	-7.66	-7.41	-
4	J18593563+0203404	15.05	12.25	10.88	25.44	-4.97	-5.05	-4.81	<i>Sí</i>
5	J18593189+0203454	14.66	12.11	11.01	22.12	-4.42	-4.60	-4.31	<i>Sí</i>
6	J18592786+0203057	14.14	11.88	10.92	19.58	-4.23	-4.39	-4.11	<i>Sí</i>
7	J18593076+0205225	11.11	10.60	10.52	4.31	-2.95	-2.99	-2.80	-
8	J18592979+0202149	13.35	11.05	10.05	20.17	-5.18	-5.32	-5.05	-
9	J18593057+0202486	13.28	10.70	9.53	22.81	-6.00	-6.13	-5.87	-
10	J18592697+0202073	12.66	10.11	8.89	23.09	-6.69	-6.77	-6.53	-
11	J18593472+0204518	16.34	13.32	11.88	27.07	-4.13	-4.26	-3.99	<i>Sí</i>
12	J18592785+0203304	11.69	10.30	9.56	13.83	-5.05	-4.96	-4.83	<i>Sí</i>
13	J18593016+0204431	13.84	10.65	8.90	30.39	-7.57	-7.51	-7.35	-
14	J18593041+0202363	14.38	12.47	11.64	16.95	-3.24	-3.34	-3.10	<i>Sí</i>
15	J18592897+0202470	11.54	9.09	7.87	22.60	-7.67	-7.71	-7.50	-
<i>NVSS 185938+020012</i>									
16	J18593584+0200579	14.35	12.37	11.51	17.50	-3.43	-3.53	-3.29	<i>Sí</i>
17	J18593743+0200411	14.07	11.69	10.58	21.40	-4.81	-4.90	-4.66	<i>Sí</i>
18	J18593556+0200488	13.81	11.97	11.25	15.70	-3.46	-3.62	-3.35	<i>Sí</i>
19	J18594015+0200255	15.76	12.94	11.67	24.73	-4.06	-4.23	-3.94	<i>Sí</i>
20	J18593887+0200288	15.20	12.82	11.71	21.40	-3.68	-3.77	-3.53	<i>Sí</i>
21	J18593725+0201066	15.22	13.21	12.25	18.47	-2.83	-2.86	-2.66	-

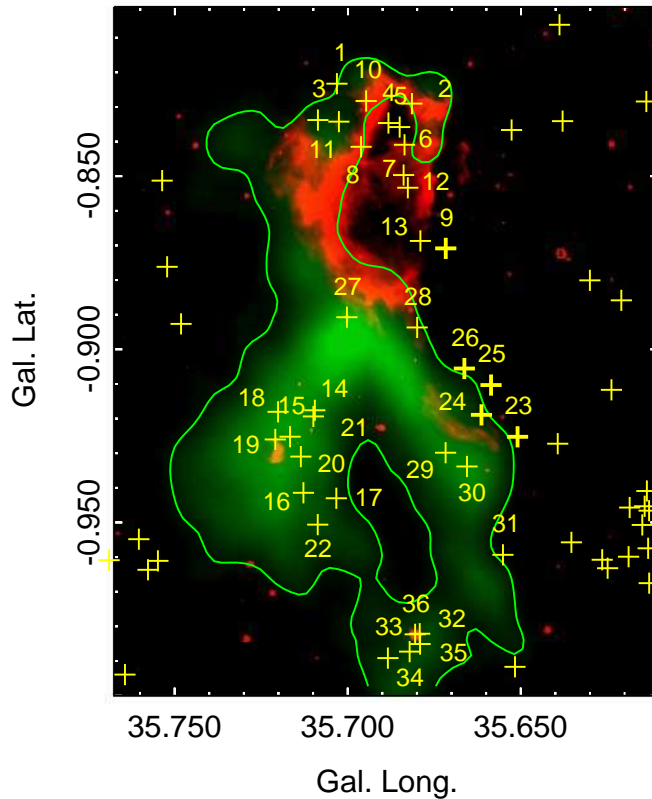
resto de las fuentes (5, 6, 12 y 14) se encuentran proyectadas dentro de la emisión en el continuo de radio y en 24  $\mu\text{m}$ . Entre ellas, las fuentes 6 y 12 se hallan cerca del máximo de emisión en 24  $\mu\text{m}$ , como se observa en varias regiones HII respecto de sus estrellas excitatrices (Deharveng et al., 2010). Además, la fuente 6 se encuentra en una cavidad de la emisión en 5.8  $\mu\text{m}$  (ver el recuadro de la Fig. 6.30). La estrella excitatriz sería capaz de generar una cavidad de polvo y gas a su alrededor debido a la presión ejercida por la radiación. Por lo tanto, esta fuente es la mejor candidata a estrella excitatriz de G35.

Utilizando las mismas aproximaciones que para G35 y en base a la emisión del continuo de radio en 1.4 GHz asociada con NVSS 185938+020012, la estrella excitatriz de esta región es más tardía que una estrella O9.5V. Las estrellas más tardías hacia esta región son las fuentes 16 y 18.

#### 6.4.4. Formación estelar

En las secciones anteriores se mostró que G35 se está expandiendo sobre el gas molecular circundante. Esto crea un escenario ideal para el estudio del proceso de formación estelar inducida. En este caso, se utilizó el criterio de color adaptado de Robitaille et al. (2008) para la identificación de fuentes intrínsecamente enrojecidas, introducido en el estudio del los RSNs G20.0-0.2 y G24.7+0.6. Una fuente intrínsecamente enrojecida cumple con la condición  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon \geq 1$ , donde  $m_{4.5}$  y  $m_{8.0}$  son las magnitudes en las bandas de 4.5 y 8.0  $\mu\text{m}$ , respectivamente,

y  $\varepsilon = \sqrt{(\Delta_{4.5})^2 + (\Delta_{8.0})^2}$ , con  $\Delta_{4.5}$  y  $\Delta_{8.0}$  los errores en las magnitudes en las bandas de 4.5 y 8.0  $\mu\text{m}$ , respectivamente.

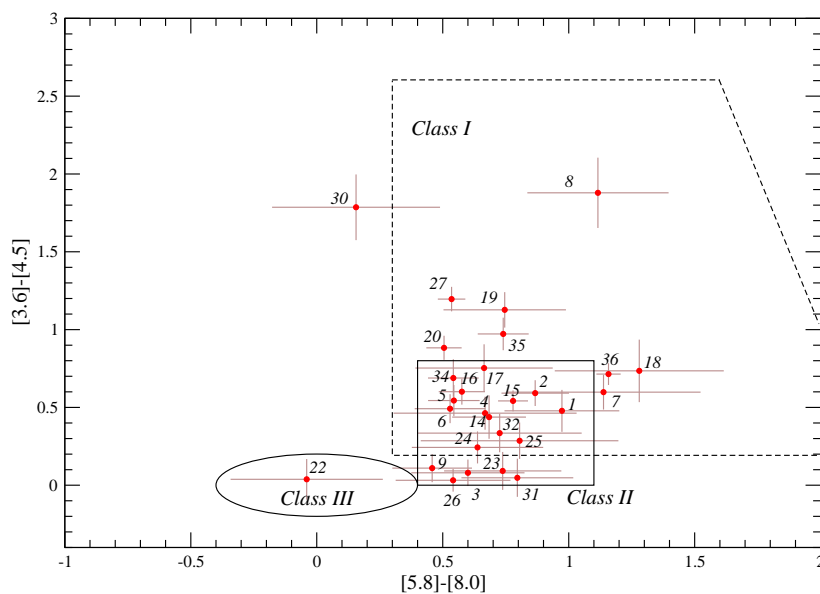


**Figura 6.31:** Imagen de la emisión en 8.0  $\mu\text{m}$  (en rojo) junto con la emisión del gas molecular integrada entre 53 y 61  $\text{km s}^{-1}$  (en verde). Las cruces son las fuentes intrínsecamente enrojecidas seleccionadas con el criterio adaptado de Robitaille et al. (2008).

En la Fig. 6.31, se muestra la distribución de las fuentes intrínsecamente enrojecidas. Se observan 4 grupos de fuentes. El primer grupo se encuentra hacia el norte y comprende a las fuentes 1 a 13. Estas fuentes están asociadas con G35 y varias de ellas se localizan sobre la cáscara de gas molecular que rodea a esta región HII. El segundo grupo se encuentra sobre la estructura molecular hacia el sudeste. Esta región se encuentra lejos de G35 y no ha sido perturbada por la expansión de la región HII. Las fuentes 23, 24, 25, 26, 29 y 30 forman el tercer grupo, el cual se encuentra sobre el gas molecular asociado con el borde de la emisión en el continuo de radio de la fuente NVSS 185938+020012. El cuarto grupo se encuentra hacia el sur, sobre gas molecular alejado de las regiones HII.

El conjunto de fuentes intrínsecamente enrojecidas puede incluir YSOs, nebulosas planetarias, galaxias, AGNs y estrellas AGB, se aplicó un criterio adicional para identificar las estrellas jóvenes. Según Robitaille et al. (2008), menos del 0.4% de las fuentes seleccionadas con el criterio  $m_{4.5} - m_{8.0} \geq 1$  son galaxias y AGNs. Por lo tanto, hay pocas probabilidades de hallar una fuente extragaláctica en esta pequeña muestra de fuentes enrojecidas. Para comprobar que las fuentes

seleccionadas son YSOs, se analizó la posición de estas fuentes en una diagrama color-color  $[3.6]-[4.5]$  vs  $[5.8]-[8.0]$  en las bandas de *Spitzer*-IRAC (Fig. 6.32). Se ve que sólo la fuente 22 no se encuentra en la región de los YSOs de clase I o II. La fuente 30 aparece fuera de la región de los YSOs de clase I, pero teniendo en cuenta el error de los flujos, puede ser considerado un candidato a estrella joven.



**Figura 6.32:** Diagrama CC de las bandas de IRAC para las fuentes que cumplen el criterio  $m_{4.5} - m_{8.0} + \epsilon \geq 1$ .

La morfología que presenta el gas molecular alrededor de G35 sugiere que la cáscara pudo haberse formado con material barrido por la expansión de la región HII. Por otro lado, se observaron varios máximos de emisión del gas molecular sobre la cáscara, que corresponden a condensaciones más densas. Cuando el material de la cáscara alcanza una densidad crítica, ésta se fragmenta en grumos densos a partir de las inhomogeneidades formadas como consecuencia de la turbulencia del gas. Este es el mecanismo de “collect and collapse”, responsable de la actividad de formación estelar alrededor de varias regiones HII (ver Sección 2.5).

Para investigar si el “collect and collapse” ha actuado en el entorno de G35, se comparó la edad de esta región HII con el tiempo de fragmentación del gas molecular, utilizando los modelos teóricos de Whitworth et al. (1994b). Estos autores estudiaron el proceso de fragmentación de cáscaras de gas barridas por nebulosas en expansión en el MIE, tales como regiones HII, burbujas de viento de estrellas de gran masa y remanentes de supernova. En su modelo, la expansión de estas nebulosas genera turbulencia en el gas chocado y por lo tanto originan la estructura de densidad que actúa como disparador de las inestabilidades gravitacionales. Estas inestabilidades comienzan a acumular masa y cuando superan la masa de Jeans

podrían colapsar para formar estrellas nuevas, siempre y cuando tengan suficiente tiempo para hacerlo antes de que la cáscara se disgregue.

Según Whitworth et al. (1994a), la fragmentación depende fuertemente de la velocidad del sonido en el gas chocado ( $a_s$ ) y es poco sensible al mecanismo expansivo que barre la cáscara. La expansión de una región HII, una burbuja interestelar o un RSN puede ser aproximada por una ley de potencias del tipo  $R_s = Kt^\alpha$ . La fragmentación ocurre cuando el tiempo de formación de la perturbación gravitacional más rápida es menor al tiempo de acumulación de la cáscara. Considerando un elemento de radio  $r$  en la cáscara, la aceleración hacia adentro a la cual está sometido es  $g \sim G\Sigma - [a_s^2 + (R_s \dot{r}/R_s)^2]/r = G\Sigma - a_s^2/r - r(\alpha/t)^2$ , donde los tres términos corresponden a la auto-gravedad, la presión interna y la divergencia tangencial debida a la expansión de la cáscara, respectivamente.  $\Sigma$  es la densidad superficial del elemento considerado y se cumple que  $\Sigma \sim \rho_0 K t^\alpha / 3$ , donde  $\rho_0$  es la densidad original del medio. El tiempo en el cual este elemento comienza a colapsar está dado por  $t \sim (r/g)^{1/2}$  y el tiempo mínimo de colapso se obtiene a partir de  $dt/dr = 0$ . Por lo tanto, la fragmentación de la cáscara inicia en un tiempo dado por (Whitworth et al., 1994b):

$$t_{frag} = \left[ \frac{6a_s \sqrt{1 + \alpha^2}}{G\rho_0 K} \right]^{1/(1+\alpha)}. \quad (6.4.1)$$

Para el caso de una región HII, en el Cap. 2 se mostró que el radio está dado por la ecuación (2.2.4), que en unidades más convenientes se expresa como:

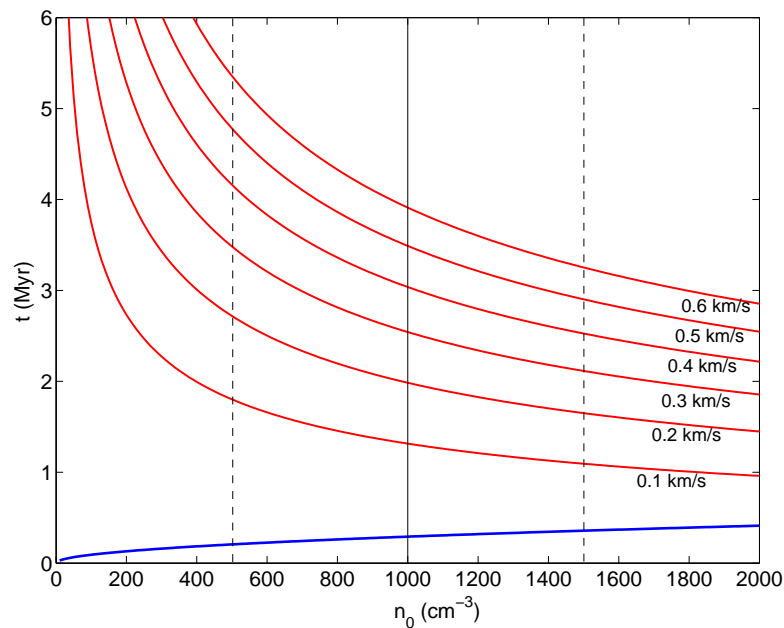
$$R_s = Kt^\alpha \sim 4.5 Q_{49}^{1/7} n_3^{-2/7} t_M^{4/7} \text{ pc}, \quad (6.4.2)$$

donde  $Q_{49}$  es el flujo de fotones Lyman en unidades de  $10^{49}$  fotones/s,  $n_3$  es la densidad numérica del medio en el cual se expande la región HII en unidades de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  y  $t_M$  es la edad en millones de años. Por lo tanto, el tiempo de fragmentación vale:

$$t_{frag} \sim 1.56 a_2^{7/11} Q_{49}^{-1/11} n_3^{-5/11} \text{ Myr}, \quad (6.4.3)$$

donde  $a_2$  es la velocidad del sonido en el medio neutro en unidades de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$ .

En la Fig 6.33 se muestra un gráfico de los tiempos de fragmentación en función de la densidad numérica original del medio ( $n_0$ ), considerando valores típicos para la velocidad del sonido en el medio neutro ( $0.2 - 0.6 \text{ km s}^{-1}$ , Whitworth et al. 1994b). La edad de la región HII en función de la densidad del medio (ecuación 6.4.2) se grafica con la línea azul. Para esto, se adoptó un radio de  $1.5'$  para la región HII (equivalente a  $1.6 \text{ pc}$  para una distancia de  $3.7 \text{ kpc}$ ) y un flujo de fotones Lyman de  $1.0 \times 10^{48}$  fotones/s (ver Sección 6.4.3). Teniendo en cuenta los errores en la distancia, la densidad del medio en el cual se expande la región HII es de  $1 \pm 0.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Esta densidad fue estimada suponiendo que la masa total de la cáscara molecular se encontraba distribuida en un volumen definido por un elipsoide de revolución con semiejes de  $3$  y  $7 \text{ pc}$ , el cual engloba el gas ionizado y molecular. Por lo tanto la edad de la región HII es de  $0.2 - 0.4 \text{ Myr}$ .



**Figura 6.33:** Gráfico de la edad dinámica de la región HII (línea azul) y los tiempos de fragmentación para distintos valores de  $a_s$  (líneas rojas) en función de la densidad original del medio ( $n_0$ ). La línea sólida vertical es el valor de  $n_0$  estimado a partir de los datos del gas molecular y las líneas punteadas definen su intervalo de incerteza.

Si la expansión de la región HII indujo la fragmentación de la cáscara, los tiempos de fragmentación deben ser menores que la edad dinámica de la misma. Para los valores de  $n_0$  considerados, la fragmentación de la cáscara debe haber ocurrido entre 1.6 y 5.5 Myr luego de su formación, tiempos mayores a la edad de la región HII. Por lo tanto, la actividad de formación estelar pudo haber sido consecuencia de un mecanismo distinto al de “collect and collapse”. Es probable que los grupos densos de la cáscara se hayan formado a partir de inhomogeneidades ya presentes en el MIE en el cual se expandió G35. Posiblemente haya actuado el mecanismo “radiation-driven implosion”, que consiste en la interacción del frente de ionización con condensaciones ya presentes en el gas del medio (ver Sección 2.5). En otro escenario, el nacimiento de los YSOs puede ser consecuencia de inestabilidades gravitacionales de pequeña escala presentes en el gas barrido, como han sugerido Zavagno et al. (2006) para explicar la formación estelar en la región HII RCW 79.

Cabe recordar que el modelo clásico de evolución de regiones HII y el modelo de fragmentación de Whitworth et al. (1994b) consideran la expansión de una región HII en un medio infinito y homogéneo. Sin embargo el MIE es altamente inhomogéneo, por lo que la diferencia entre la edad de la cáscara y el tiempo de fragmentación calculados puede deberse a limitaciones del modelo. Algunos autores (ver, por ejemplo, Hosokawa 2007) han considerado la evolución de regiones HII en medios no homogéneos, que probablemente reproduzcan mejor las condiciones del MIE en la Galaxia.

## 6.5. Discusión

En este Capítulo se estudió el entorno de tres regiones HII y se encontró evidencia de interacción con el MIE y actividad de formación estelar posiblemente disparada por la expansión de las regiones HII.

Respecto del complejo de regiones HII hacia el borde sur del RSN G18.8+0.3, las nuevas observaciones obtenidas con ASTE muestran que una cáscara de gas molecular alrededor de la región HII G18.751+0.254, que posee emisión en el continuo de radio rodeada de una cáscara irregular en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$ . Sobre el grumo más denso de la cáscara molecular se localizan tres fuentes compactas en radio con característica de YSOs. Por su parte, la región HII N65 ha sido clasificada como una burbuja infrarroja de polvo ya que presenta una cáscara circular en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$ . El estudio de la distribución del gas molecular muestra la presencia de una cáscara molecular incompleta que rodea a N65 a lo largo de uno de sus bordes. Esta cáscara está formada por dos grumos densos sobre los cuales se identificaron varios YSOs de clase I y II. Además, sobre la emisión más intensa del gas molecular se localiza el EGO G35.03+0.35. Las observaciones con ASTE de varias transiciones moleculares hacia esta fuente confirman que es una protoestrella emitiendo intensos “outflows” moleculares. Por último, la región HII G35.673-00.847 se observa en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  como una cáscara incompleta alrededor de emisión en el continuo de radio. Se descubrió una cáscara de gas molecular que rodea a esta región HII y se identificaron varios YSOs sobre ella.

Las tres regiones HII poseen actividad de formación estelar, lo cual plantea el interrogante sobre el mecanismo mediante el cual han nacido las estrellas nuevas. Como se mencionó en la Sección 2.5, los dos mecanismos principales que pueden dar lugar a la formación estelar alrededor de regiones HII son el “collect and collapse” y el “radiation-driven implosion”. La diferencia fundamental entre ambos es que en el primero los grumos densos donde se forman las estrellas se crean en la cáscara de material molecular barrido por la expansión de la región HII. En consecuencia, el “collect and collapse” es un mecanismo que actúa a gran escala, a lo largo de toda la región HII y lleva a la aparición de varios grumos densos de gran masa sobre el frente de ionización. Por su parte, en el “radiation-drive implosion” el frente de ionización impacta sobre grumos preexistente en reposo del medio y aparecen glóbulos cometarios con bordes brillantes, que muchas veces se introducen en la región de gas ionizado distorsionando la apariencia del frente de ionización.

La región HII N65 presenta la evidencia más fuerte de que ha actuado el mecanismo de “collect and collapse”, ya que se han identificado claramente dos grumos moleculares con masas de  $\sim 1000 M_{\odot}$ , sobre los cuales se localizan YSOs de clase I y II. En este caso no se observan grumos equiespaciados a lo largo de toda la región HII, como es de esperar si actuara este mecanismo, pero esto puede deberse a que N65 no se están expandiendo en un medio homogéneo sino que ha encontrado gas molecular sólo en una dirección.

Respecto de G35.673-00.847, la cáscara incompleta de gas molecular que rodea a la región HII también parece estar formada por varias condensaciones densas ubicadas sobre la región de foto-disociación, pero los YSOs identificados no presentan

una correspondencia tan fuerte con los máximos de la emisión del gas molecular como en el caso de N65. Por otro lado, se estimó un tiempo de fragmentación de la cáscara en el rango  $(1.6 - 4.5) \times 10^6$  años con los modelos de Whitworth et al. (1994b), mientras que la edad de G35.673-00.847 sería de  $(2 - 4) \times 10^5$  años. Se concluye que en el caso de G35.673-00.847, es probable que la formación estelar no haya sido consecuencia del “collect and collapse”, ya que la cáscara no habría tenido tiempo de fragmentarse en las condensaciones observadas. En el mecanismo “radiation-driven implosion”, el tiempo de colapso inicial de los grumos por acción del gas ionizado predicho por los modelos es de  $\sim 3 \times 10^4$  años luego de ser alcanzados por la región HII, momento en que inicia la formación estelar (Karr & Martin, 2003). Por lo tanto, las escalas temporales que dan lugar al nacimiento de estrellas nuevas son breves. Dado que la aparición de los glóbulos cometarios ocurre al cabo de algunos  $10^5$  años, es posible que esté actuando el mecanismo “radiation-driven implosion” alrededor de G35.673-00.847 pero aún no se hayan formado los glóbulos con bordes brillantes por la corta edad de esta región HII.

En el caso del complejo de regiones HII alrededor del RSN G18.8+0.3, se mostró que el frente de choque del remanente aún no ha alcanzado el grupo molecular denso donde se localizan las tres fuentes compactas en radio identificadas como estrellas en formación. En consecuencia, a diferencia de lo podría ocurrir en los RSNs G20.0-0.2 y G24.7+0.6, la actividad de formación estelar no está ligada a la expansión de G18.8+0.3. En este caso, el agente disparador de formación estelar posiblemente sea la región HII G18.751+0.254. La presencia de una cáscara infrarroja en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  alrededor de esta fuente (con un diámetro de  $\sim 1' = 4 \text{ pc}$  a una distancia de 14 kpc) muestra una región de foto-disociación evolucionada, que ya se ha expandido considerablemente sobre el MIE que la rodea y cuya morfología se asemeja a la de las burbujas infrarrojas de polvo. Es probable que G18.751+0.254 se haya expandido sobre el MIE barriendo la cáscara de gas molecular sobre la que se identificó la actividad de formación estelar.





# Capítulo 7

## Las estrellas LBV G24.73+0.69 y G26.47+0.02

En este Capítulo se estudian los entornos de las estrellas LBV G24.73+0.69 y G26.47+0.02 con el objetivo de caracterizar la historia de pérdida de masa e investigar los efectos que han producido en el MIE que las rodea.

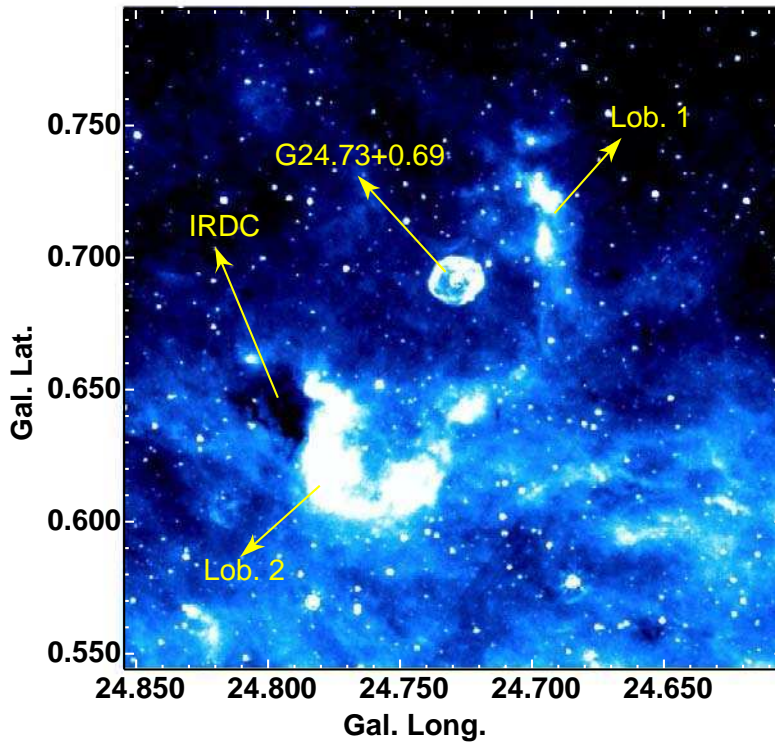
### 7.1. El medio interestelar alrededor de la estrella LBV G24.73+0.69

Los resultados de esta Sección han sido publicados en el artículo *The molecular gas around the luminous blue variable star G24.73+0.69*, Petriella, Paron & Giacani, A&A, 2012, 538, 14.

#### 7.1.1. Introducción

G24.73+0.69 (de aquí en más LBVg24) es una estrella LBV rodeada por una nebulosa descubierta por Clark et al. (2003) utilizando datos del satélite MSX. La Fig. 7.1 muestra la emisión en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC, donde se aprecia su morfología casi circular con una pequeña elongación en dirección paralela al plano galáctico. Su forma puede ser aproximada por una elipse de  $40'' \times 34''$ . Se observa además la presencia de una cáscara exterior con una morfología bipolar, con dos lóbulos (llamados 1 y 2 en la figura) proyectándose en direcciones opuestas. Esta estructura forma una cáscara incompleta de  $4.6' \times 2.3'$ , orientada  $\sim 60^\circ$  respecto del plano Galáctico. Si bien el centro geométrico de esta cáscara exterior no coincide exactamente con la posición de la estrella LBV, su morfología sugiere una conexión entre ambas. En esta figura también se ha indicado la posición de la nube oscura infrarroja (IRDC) SDC 024.789+0.633 (Peretto & Fuller, 2009), adyacente al lóbulo 2 de la cáscara exterior. LBVg24 y su nebulosa se encuentran a  $7'$  del centro del remanente de supernova (RSN) G24.7+0.6 (estudiado en el Cap. 5), lo cual plantea la posibilidad de un origen en común.

Clark et al. (2003) han modelado la dinámica de la nebulosa y, considerando una velocidad de expansión de  $200 \text{ km s}^{-1}$ , estimaron una tasa de pérdida de masa



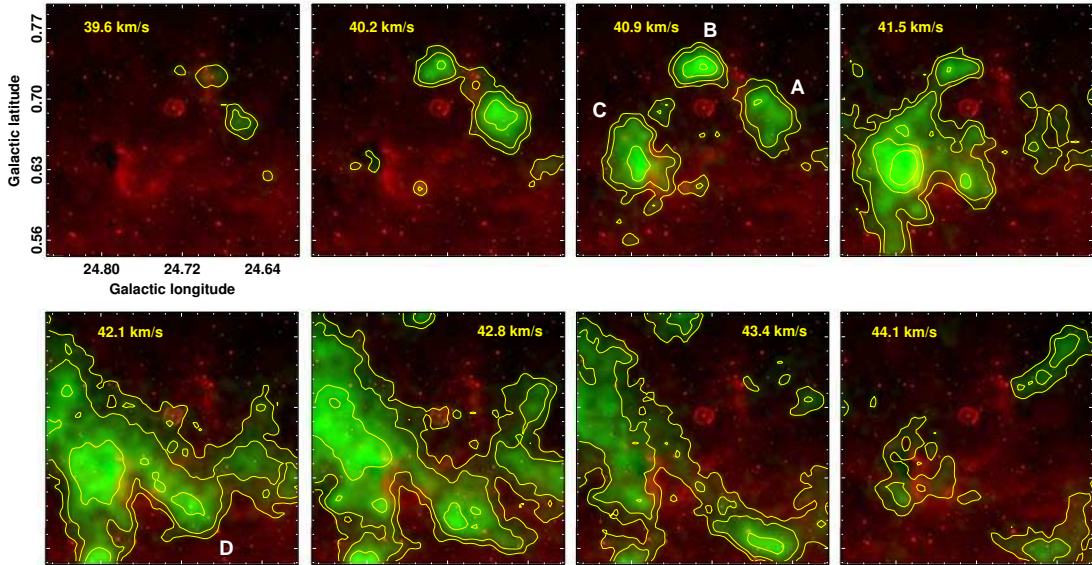
**Figura 7.1:** Emisión en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC hacia la estrella LBV G24.73+0.69. Se indican los dos lóbulos que forman la cáscara externa y se indica la posición de la nube oscura infrarroja (IRDC) SDC 024.789+0.633.

de  $\sim 9.5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  para la estrella, una edad de  $\sim 4800$  años para la nebulosa y una distancia máxima de 5.2 kpc. Respecto del origen de la nebulosa y de la cáscara exterior, estos autores sostienen que la nebulosa se originó por el material eyectado por la estrella durante la etapa LBV, mientras que la cáscara exterior se habría formado en una etapa anterior como consecuencia de la interacción de los vientos de la estrella con el MIE.

### 7.1.2. Distribución del gas molecular

Para el estudio del gas molecular hacia esta región, se analizó la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=1–0 utilizando los datos del Galactic Ring Survey (GRS). Se encontraron estructuras de gas molecular con evidencia morfológica de interacción con la estrella LBV en el rango de velocidades entre 39 y  $44 \text{ km s}^{-1}$  (todas las velocidades están referidas al estándar local de reposo, LSR). En la Fig. 7.2 se muestran los mapas de velocidades del gas molecular construidos integrando la emisión del  $^{13}\text{CO}$  cada  $0.7 \text{ km s}^{-1}$ . Se observa que LBVg24 se encuentra en una cavidad con ausencia de gas molecular. Se identifican cuatro condensaciones de gas molecular (grupos A, B, C y D) que forman una cáscara alrededor de la estrella. Esta cáscara molecular es más notoria en los paneles correspondientes a las velocidades de  $40.9$  y  $41.5 \text{ km s}^{-1}$ , donde se aprecia cómo el gas molecular se distribuye por fuera de

la cáscara exterior infrarroja. La emisión molecular más intensa corresponde a la del grupo C, cuya posición coincide con la de la nube oscura SDC 024.789+0.633. Interesantemente, el grupo C forma parte del brazo molecular en contacto con el RSN G24.7+0.6 (ver Sección 5.2.1), sugiriendo que el gas molecular asociado con LBVg24 y el gas molecular asociado con el remanente forman parte de un mismo complejo. Finalmente, se nota la presencia de gas molecular superpuesto a la nebulosa (ver paneles a 42.1 y 42.8 km s<sup>-1</sup>). En las próximas secciones, se analizará si corresponde a material eyectado por la estrella LBV o si forma parte del MIE.



**Figura 7.2:** Imagen en dos colores hacia la estrella LBV G24.73+0.69. En rojo: emisión en la banda de 8.0  $\mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC. En verde con contornos: emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=1–0 entre 39 y 44 km s<sup>-1</sup>. Los paneles fueron construidos integrando la emisión cada 0.7 km s<sup>-1</sup>. Los niveles de contorno son 0.5, 0.9, 1.8 y 2.7 K km s<sup>-1</sup>. Se indican los grupos moleculares A, B, C y D que forman la cáscara molecular.

En base a la correspondencia morfológica entre la cáscara molecular y la cáscara infrarroja exterior de la estrella LBV, se sugiere que existe una asociación física entre ellas. Considerando una velocidad sistémica de 42 km s<sup>-1</sup> para el gas molecular y utilizando el modelo de rotación de Fich et al. (1989) (ver Apéndice), se derivan las distancias cinemáticas de 3.5 y 12 kpc. Para resolver la ambigüedad en la distancia, se consideró el límite superior de 5.2 kpc para la nebulosa establecido por Clark et al. (2003). Por lo tanto, se adoptó  $3.5 \pm 0.4$  kpc como la distancia a la estrella LBVg24 y la cáscara molecular. Para el error en la distancia se consideraron los movimientos no circulares del gas de  $\sim 7$  km s<sup>-1</sup> (Draine, 2010).

Se estimaron algunos parámetros de los grupos que componen la cáscara molecular utilizando las ecuaciones de la Sección 3.2, considerando una temperatura de excitación de 10 K, una masa molecular media de 2.8 (abundancia relativa de He de 25%) y una distancia de 3.5 kpc. Los resultados se muestran en la Tabla

7.1. La masa total de la cáscara molecular resulta igual a la suma de las masas de los grupos que la componen, y tiene un valor de  $\sim 1000 M_{\odot}$ . Se estimó la densidad original de  $H_2$  ( $n_0$ ) del medio ambiente en el cual nació la estrella LBV suponiendo que el gas molecular que forma la cáscara se encontraba distribuido en el volumen delimitado por la cáscara externa, cuya forma puede ser aproximada por la de un elipsoide. Los semiejes en el plano del cielo se tomaron iguales a los de la cáscara externa y el tercer semieje (a lo largo de la línea de la visual) se eligió igual al promedio de los dos primeros. El volumen obtenido es de  $4.7 \times 10^{57} \text{ cm}^3$  y la densidad original del medio es  $n_0 \sim 230 \text{ cm}^{-3}$ .

**Tabla 7.1:** Parámetros de los grupos que componen la cáscara de gas molecular, considerando una distancia de 3.5 kpc: radio ( $r$ ), masa ( $M$ ) y densidad numérica ( $n$ ).

Grupo	$r$ [arcmin (pc)]	$M$ [ $M_{\odot}$ ]	$n$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]
A	1.7 (1.7)	160	150
B	1.3 (1.3)	100	220
C	2.3 (2.3)	600	240
D	1.4 (1.4)	130	220

La nueva distancia estimada para LBVg24 conlleva una sustancial reducción en la luminosidad intrínseca ( $L_{\star}$ ) de la estrella central. Clark et al. (2003) reportaron  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 5.6$  para  $d = 5.2$  kpc. Tomando una distancia de 3.5 kpc, la luminosidad cae a  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 5.25$ . Esto hace de G24.73+0.69 una de las LBVs más débiles identificadas hasta el momento (ver el diagrama H-R de Clark et al. 2009) y por lo tanto es posible que haya atravesado una etapa de RSG/YHG antes de la etapa actual. Por su parte, la tasa de pérdida de masa estimada por Clark et al. (2003) para una distancia de 5.2 kpc ( $\dot{M} = 9.5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ) disminuye a  $5.3 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  para la distancia de 3.5 kpc, siguiendo la ley de escala  $\dot{M} \propto d^{1.5}$  de Hillier et al. (1998).

### 7.1.3. Origen de la cáscara de gas molecular

Clark et al. (2003) sugirieron que la cáscara exterior infrarroja alrededor de la estrella LBV se habría formado en alguna etapa previa a la fase LBV por la interacción entre los vientos de la estrella central y el MIE. Estos autores estimaron la edad mínima de esta cáscara en 36 000 años, considerando una velocidad de expansión de  $200 \text{ km s}^{-1}$  y una distancia de 5 kpc. En base a esto, concluyen que la cáscara sería más vieja que la duración típica de la etapa de LBV ( $\lesssim 10^4$  años) y por lo tanto se habría formado en alguna etapa anterior. Según Clark et al. (2003), la emisión en el infrarrojo de la cáscara externa se produce por excitación de los PAHs en la interfase entre el viento y el MIE.

Para investigar si el viento estelar en la etapa de secuencia principal pudo haber formado la cáscara molecular, se compararon la energía mecánica del viento ( $E_w$ ) de la estrella y la energía cinética ( $E_k$ ) de la cáscara molecular. Suponiendo

que ésta ha sido barrida por la expansión de una burbuja interestelar (BI) soplada por la estrella central, el radio  $R_s$  en la etapa de conservación de la energía está dado por la ecuación (2.3.1), que puede ser escrita en unidades más convenientes como:

$$R_s[\text{pc}] \sim 10L_{37}^{1/5}n_3^{-1/5}t_M^{3/5}, \quad (7.1.1)$$

donde  $L_{37} = L_\omega/(10^{37} \text{ erg s}^{-1})$ ,  $n_3 = n_0/(10^3 \text{ cm}^{-3})$  y  $t_M = t/(10^6 \text{ años})$ . Para el cálculo de la luminosidad mecánica del viento  $L_\omega = 1/2\dot{M}v_\omega^2$ , se utilizaron valores típicos de tasa de pérdida de masa y de velocidad terminal del viento de estrellas O:  $\dot{M} = 2 \times 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$  y  $v_\omega = 2000 \text{ km s}^{-1}$  (Prinja et al., 1990; Mokiem et al., 2007). Con estos valores, se obtiene  $L_\omega \sim 2.5 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ . Tomando el radio medio de la burbuja igual al radio medio de la cáscara ( $\sim 3.5 \text{ pc}$ ) y la densidad ambiente original ( $n_0 \sim 230 \text{ cm}^{-3}$ ), se obtiene una edad  $t_{dyn} \sim 0.2 \text{ Myr}$ . Resulta claro que la edad de la cáscara externa supera en más de un orden de magnitud la duración típica de la etapa LBV y, por lo tanto, se habría formado por acción de los vientos de la estrella en la etapa de secuencia principal al impactar sobre el MIE que la rodea. Por otra parte, la energía total depositada por el viento en la etapa de secuencia principal es  $E_\omega = L_\omega \times t_{dyn} \sim 1.6 \times 10^{49} \text{ erg}$ . Para verificar que la inyección de energía en la etapa de LBV es despreciable, se estimó  $E_\omega$  con la tasa de pérdida de masa calculada para una distancia de 3.5 kpc a partir del valor de Clark et al. (2003) ( $\dot{M} = 5.3 \times 10^{-5} M_\odot/\text{yr}$ ) y considerando  $v_\omega = 200 \text{ km s}^{-1}$ , valor adoptado por Clark et al. (2003) como velocidad característica del viento de estrellas LBV. Para la duración típica de la etapa LBV ( $\sim 10^4 \text{ yr}$ ) se obtiene  $E_\omega^{LBV} \sim 2.1 \times 10^{47} \text{ erg}$ , que representa  $\sim 1\%$  de la energía depositada en la etapa de secuencia.

La energía cinética de la cáscara molecular se calcula como  $E_k = 1/2Mv_e^2$ , donde  $M$  es la masa de la cáscara y  $v_e$  es su velocidad de expansión. El valor de  $v_e$  puede obtenerse derivando la ecuación 2.3.1 respecto del tiempo:  $v_e \sim 6.2L_{37}^{1/5}n_3^{-1/5}t_{dyn}^{-2/5} \text{ km s}^{-1}$ . Usando  $t_{dyn} = 0.2 \text{ Myr}$ , se llega a  $v_e \sim 13 \text{ km s}^{-1}$ . Para una masa de  $1000 M_\odot$ , se obtiene que  $E_k \sim 1.7 \times 10^{48} \text{ erg}$ . A partir de la ecuación (2.3.3), calculamos la eficiencia de conversión de energía del viento  $\epsilon = E_k/E_\omega$  y obtenemos un valor de  $\sim 0.1$ . Esto está en acuerdo con el valor esperado para una BI en la etapa de conservación de la energía (ver Sección 2.3). Comparando los valores de energía obtenidos, se concluye que la estrella central barrió la cáscara de gas molecular durante la etapa de secuencia principal, en total acuerdo con lo que propusieron Clark et al. (2003). En este escenario, su morfología elongada podría deberse a asimetrías del viento de la estrella central. Existe evidencia de viento no simétricos en otras estrellas de gran masa. Por ejemplo, Meaburn et al. (2004) descubrieron un lóbulo gigante asociado con la nebulosa de la estrella LBV P Cygni. Según estos autores, esta estructura se habría formado en algún evento de inyección de masa anterior a la etapa de LBV: el material eyectado pudo haber interactuado con una cavidad asimétrica preexistente, evacuada por el viento toroidal de la estrella central durante la etapa de secuencia principal.

Respecto del gas molecular superpuesto a la nebulosa (ver paneles a 42.1 y 42.8  $\text{km s}^{-1}$  de la Fig. 7.2), se plantean dos posibles orígenes: i) pudo haberse formado por un evento de eyección de masa de la estrella central, tal como se

observa en la nebulosa alrededor de la LBV G79.29+0.46 (Jiménez-Esteban et al., 2010) o ii) puede ser material del MIE. Utilizando las ecuaciones de la Sección 3.2, se obtuvo una masa de  $\sim 20 M_{\odot}$  y una densidad de  $\sim 120 \text{ cm}^3$ . Esta masa es mayor que la masa de la nebulosa alrededor de LBVg24 estimada por Clark et al. (2003) ( $\sim 0.45 M_{\odot}$ ), pero dentro de los errores es comparable a la masa de la componente molecular alrededor de estrellas LBVs (entre 0.1 y  $15 M_{\odot}$ , ver Clark et al. 2009; Smith & Owocki 2006). Por lo tanto, gran parte de la masa de este grupo posiblemente corresponda a gas molecular del MIE superpuesto a la nebulosa en la línea de la visual, pero no puede descartarse que una fracción provenga de algún evento reciente de eyección de masa de la estrella central.

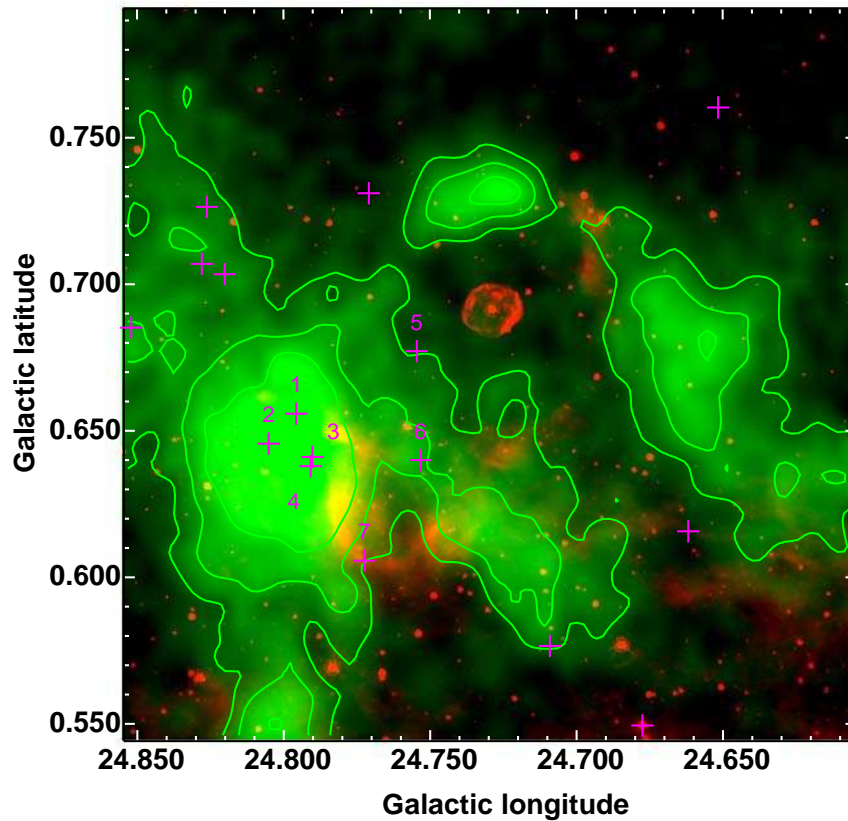
#### 7.1.4. Formación estelar

En el estudio de la actividad de formación estelar alrededor del RSN G24.7+0.6 se descubrió un grupo de candidatos a YSO de clase I localizados sobre la emisión más intensa del brazo molecular. Tal como se mencionó, esta emisión corresponde a la del grupo C de la cáscara de gas molecular alrededor de la estrella LBVg24. En la Fig. 7.3 se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 39 y  $44 \text{ km s}^{-1}$ , superpuesta con la emisión en  $8.0 \mu\text{m}$ . Hay varios candidatos a YSOs (cruces magenta) sobre la cáscara de gas molecular y se observa la excelente correspondencia entre la emisión más intensa del gas molecular, la nube oscura SDC 024.789+0.633 y los candidatos a YSO 1, 2, 3 y 4.

Siguiendo los procedimientos ya descritos, se ajustó la distribución espectral de energía (SED) de los YSOs asociados con el gas molecular utilizando la herramienta de Robitaille et al. (2007). Se utilizaron los flujos en las bandas de 2MASS, *Spitzer*-IRAC y WISE. Para la distancia se adoptó el rango entre 3 y 4 kpc. Para acotar la absorción visual, se construyó un diagrama CC (J – H) vs (H – Ks) con las fuentes de 2MASS que presentan la mejor calidad fotométrica (AAA) hacia el grupo C. A partir de este diagrama, se adoptó un rango de absorción entre 10 y 17 mag.

Se determinó un conjunto de “modelos seleccionados” como aquellos con  $\chi^2$  tal que  $\chi^2 - \chi_{min}^2 < 2N$ , donde  $\chi_{min}^2$  es el valor para el modelo que mejor ajusta y  $N$  es el número de flujos utilizados para cada fuente. Para identificar la etapa evolutiva de los YSOs, se utilizó el esquema de Robitaille et al. (2006) que define tres etapas en función de los parámetros ajustados: masa de la estrella, del disco y de la envoltura y tasa de acreción de la envoltura. La Tabla 7.2 muestra algunos resultados del ajuste de las fuentes localizadas sobre el gas molecular. Se indica el valor de  $\chi_{\star}^2$ , que corresponde al  $\chi^2$  del ajuste con un modelo de fotosfera estelar. Se verificó que las fuentes fueran intrínsecamente enrojecidas, siguiendo el criterio adaptado de Robitaille et al. (2008):  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$ , donde  $\varepsilon = \sqrt{(\Delta_{4.5})^2 + (\Delta_{8.0})^2}$  y  $\Delta_{4.5}$  and  $\Delta_{8.0}$  son los errores en las magnitudes en las bandas de 4.5 y  $8.0 \mu\text{m}$ , respectivamente.

Para todas las fuentes candidatas a objetos de clase I resulta mejor el ajuste con modelos de YSO que con modelos de fotosfera estelar, ya que se obtiene  $\chi_{min}^2 \ll \chi_{\star}^2$ . Los modelos seleccionados son preferentemente de etapa 1 y 2, es decir, corresponden a objetos jóvenes en las etapas iniciales de su evolución que



**Figura 7.3:** Emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 39 y 44  $\text{km s}^{-1}$  (en verde), junto con la emisión en la banda de  $8.0 \mu\text{m}$  de IRAC (en rojo), hacia la estrella LBV G24.73+0.39. Las cruces son los candidatos a YSO de clase I.

aún conservan envolturas masivas y/o discos de acreción. En particular los YSOs 1, 2, 3 y 4 se encuentra sobre el grumo C que es la región más densa del gas molecular y cuya posición coincide con la de la nube oscura infrarroja SDC 024.789+0.633. Dado que las nubes oscuras son precursoras de estrellas de gran masa (Rathborne et al., 2007, 2006) su presencia confirma la actividad de formación estelar alrededor de LBVg24.

### Fragmentación de la cáscara

En la sección anterior se mostró que la cáscara de gas molecular alrededor de LBVgG24 se pudo haber formado a partir de material del MIE barrido por los vientos de la estrella central. Esta cáscara está formada por varias condensaciones moleculares distribuidas regularmente sobre la misma, morfología que sugiere que pudo haber ocurrido la fragmentación de la cáscara en los grumos densos. Este mecanismo es equivalente al “collect and collapse” alrededor de regiones HII.

Para explorar este escenario, se compararon los parámetros de la cáscara y de los grumos que la componen con los predichos por el modelo de Whitworth et al. (1994b), quienes han obtenido relaciones analíticas para el tiempo de fragmentación, la masa y la separación de los grumos debido a la expansión de una BI



**Tabla 7.2:** Resultado del ajuste de la SED de los candidatos a YSO de clase I localizados sobre el gas molecular.  $N$  es el número de flujos disponibles para el ajuste,  $\chi_{min}^2$  es el  $\chi^2$  del modelo que mejor ajusta,  $\chi_{\star}^2$  corresponde al ajuste por fotosfera estelar. Se muestra el valor de  $m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$ , definido a partir del criterio de Robitaille et al. (2008) para identificar objetos intrínsecamente enrojecidos. La última columna muestra el número de modelos seleccionados para cada una de las etapas evolutivas.

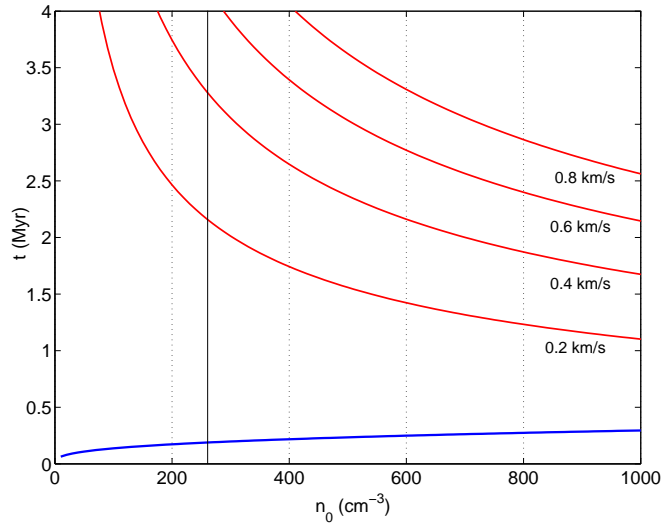
Fuente	$N$	$\chi_{min}^2/N$	$\chi_{\star}^2/N$	$m_{4.5} - m_{8.0} + \varepsilon$	Etapas (E1, E2, E3)
1	4	0.4	15	1.0	513, 115, 0
2	9	4	77	1.6	4, 109, 1
3	4	0.1	93	1.6	148, 0, 0
4	4	0.02	37	1.6	1024, 151, 0
5	7	0.9	4	0.7	29, 81, 0
6	5	2.3	2	0.3	1, 10, 0
7	7	10	91	3.0	1, 8, 0

soplada por el viento estelar:

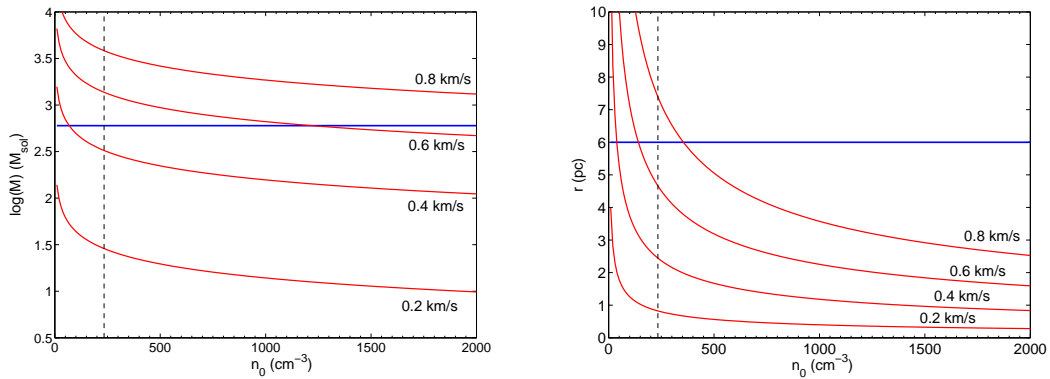
$$\begin{aligned}
 t_{frag} &\sim 0.9a_2^{5/8} L_{37}^{-1/8} n_3^{-1/2} \text{ Myr} \\
 M_{frag} &\sim 9.8a_2^{29/8} L_{37}^{-1/8} n_3^{-1/2} M_{\odot} \\
 r_{frag} &\sim 0.31a_2^{13/8} L_{37}^{-1/8} n_3^{-1/2} \text{ pc},
 \end{aligned}
 \tag{7.1.2}$$

donde  $a_2$  es la velocidad del sonido ( $a_s$ ) del medio en unidades de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$ ,  $L_{37}$  es la luminosidad mecánica del viento en unidades de  $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$  y  $n_3$  es la densidad original del medio en unidades de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ .

En la Fig. 7.4 se grafica la edad dinámica de la cáscara (obtenida de la ecuación 7.1.1) y los tiempos de fragmentación en función de la densidad original del medio para valores característicos de  $a_s$  en el medio neutro ( $0.2 - 0.6 \text{ km s}^{-1}$ ). Se indica el valor de  $n_0 = 230 \text{ cm}^{-3}$  calculado a partir del gas molecular. Si los fragmentos se formaron por acción del viento estelar, el tiempo de fragmentación debe ser menor que la edad de la cáscara. Claramente, la figura muestra que los tiempos de fragmentación son superiores a la edad de la cáscara en más de un orden de magnitud para las densidades y velocidades del sonido consideradas. En la Fig. 7.5 se grafica la masa y la separación de los fragmentos predichos por el modelo. A modo de comparación, se indica la masa del grupo C ( $\sim 600 M_{\odot}$ ) y la distancia media entre los grupos de gas molecular ( $\sim 6 \text{ pc}$ ). En este caso, el modelo de Whitworth et al. (1994a) reproduce aceptablemente la masa y separación de los grupos para la densidad original del medio estimada a partir de la emisión del  $^{13}\text{CO}$  y para velocidades del sonido características del gas neutro ( $\lesssim 1 \text{ km s}^{-1}$ ).



**Figura 7.4:** Edad dinámica (en azul) y tiempo de fragmentación (en rojo) de la cáscara en función de  $n_0$ , para distintos valores de velocidad del sonido del medio. La línea vertical indica el valor  $n_0 = 230 \text{ cm}^{-3}$  estimado a partir de los datos del gas molecular.



**Figura 7.5:** Las líneas rojas representan la masa (izquierda) y separación (derecha) de los fragmentación en función de  $n_0$ , para distintos valores de velocidad del sonido del medio. Las líneas horizontales representan la masa del grupo C ( $\sim 600 M_\odot$ ) y la separación media entre los grupos de  $^{13}\text{CO}$  ( $\sim 6 \text{ pc}$ ). La línea vertical indica el valor  $n_0 = 230 \text{ cm}^{-3}$  estimado a partir de los datos del gas molecular.

En resumen, la distribución del gas molecular apunta fuertemente a que la expansión de la BI es responsable de la formación de la cáscara y su posterior fragmentación. La formación estelar habría ya comenzado en el grupo C (el de mayor masa) pero aún no se detectan YSOs en los otros grupos. Los YSOs detectados son de clase I y por lo tanto tienen edades de algunos  $10^5$  años, comparables con la edad de la cáscara ( $\sim 2 \times 10^5$  años). Si bien el modelo de fragmentación de Whitworth et al. (1994b) da cuenta de la masa y separación de los grupos, hay fuertes discrepancias entre la edad de la cáscara y su tiempo de fragmentación. Estos modelos han sido utilizados en varias regiones HII rodeadas de cáscaras de gas neutro formadas por grupos densos (ver, por ejemplo, Zavagno et al. 2010;

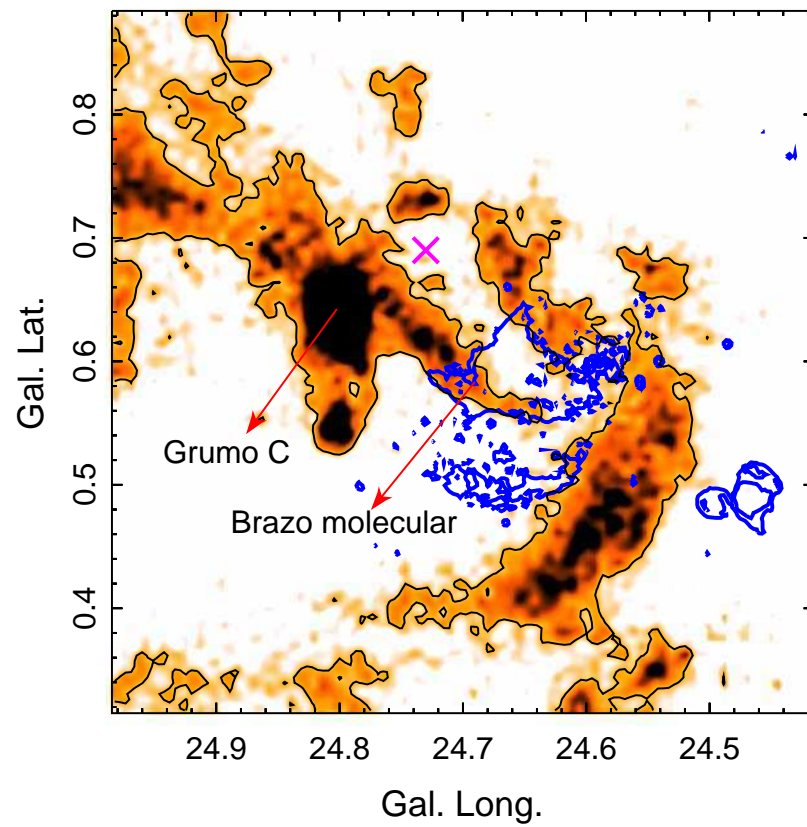
Pomarès et al. 2009; Deharveng et al. 2008; Zavagno et al. 2007, 2006) y se han hallado discrepancias entre los tiempos de fragmentación y la edad de las regiones HII. Dado que en todos estos casos la distribución del gas molecular sugiere fuertemente que pudo haber actuado el “collect and collapse”, se plantea la necesidad de revisar los modelos de Whitworth et al. (1994b).

### 7.1.5. La estrella LBV y el RSN G24.7+0.6: el gran escenario

Las estrellas de más gran masa se forman en las nubes moleculares gigantes y permanecen en secuencia principal durante relativamente breves períodos de tiempo ( $\sim 10^6$  años) antes de convertirse en estrellas LBV y Wolf-Rayet (WR), las cuales eventualmente terminarán sus vidas explotando como supernovas (SNs). Estas explosiones generalmente ocurren cuando la estrella progenitora aún se encuentra cerca de la nube molecular de la cual se formó y mientras otras estrellas de gran masa pueden todavía estar en secuencia principal o en etapa de LBV o WR. Por este motivo, se ha observado varios RSNs interaccionando con vientos de estrellas evolucionadas (Velázquez et al., 2003; Sushch et al., 2011) y gas molecular (ver Jiang et al. 2010).

La estrella LBVg24 se encuentra a  $7'$  del RSN G24.7+0.6 (ver Fig. 7.6), el cual, como ya se explicó en el Cap. 5, tiene una componente pleriónica. Esto indica que el remanente se formó por el colapso de una estrella de gran masa. En las secciones anteriores se mostró que la cáscara de gas molecular asociada a la LBVg24 forma parte de un complejo molecular que también está asociado físicamente con el RSN G24.7+0.6. En la figura anterior se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada en el rango de velocidades entre 38 y 50  $\text{km s}^{-1}$ . Se ha indicado el grupo C y el brazo molecular en contacto con el remanente.

La figura anterior muestra que la región estudiada alberga una gran variedad de objetos: una estrella LBV y su nebulosa, un RSN, abundante gas molecular, nubes oscuras infrarrojas y posibles sitios de formación estelar. En base a la morfología y la distribución del gas molecular, es probable que la estrella progenitora del RSN G24.7+0.6 y la LBV se hayan formado a partir de la misma nube molecular gigante que hoy se observa segregada en estructuras más pequeñas. La estrella progenitora del RSN y la LBV podrían ser los miembros más evolucionados de una asociación de estrellas de gran masa formadas a partir del mismo material molecular. Además, pueden haber disparado el nacimiento de una segunda generación de estrellas que hoy se detectan como YSOs embebidos en el gas molecular. Este escenario debe ser investigado con la búsqueda de las estrellas de edad intermedia faltantes, es decir, estrellas de gran masa en secuencia principal, formadas junto con la LBV y la progenitora del remanente.



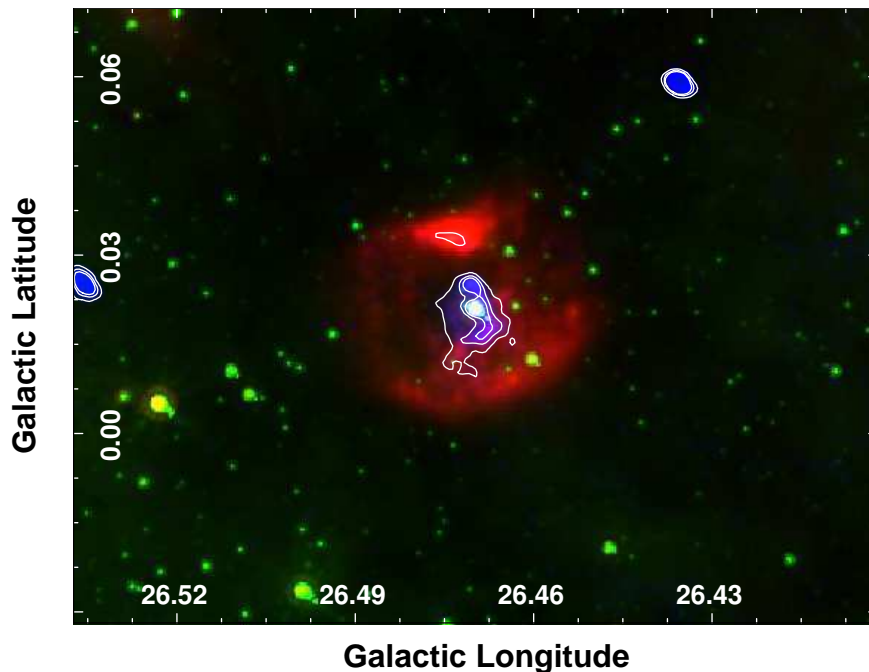
**Figura 7.6:** Emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 38 y 50  $\text{km s}^{-1}$ . Los contornos en azul corresponden a la emisión en radio del RSN G24.7+0.6. La cruz violeta indica la posición de la estrella LBV G24.73+0.69.

## 7.2. Estudio multispectral hacia la posible estrella LBV G26.47+0.02

Los resultados de esta Sección han sido publicados en el artículo *Study of the luminous blue variable star candidate G26.47+0.02 and its environment*, Paron, Combi, Petriella & Giacani, 2012, A&A, 543, 23.

### 7.2.1. Introducción

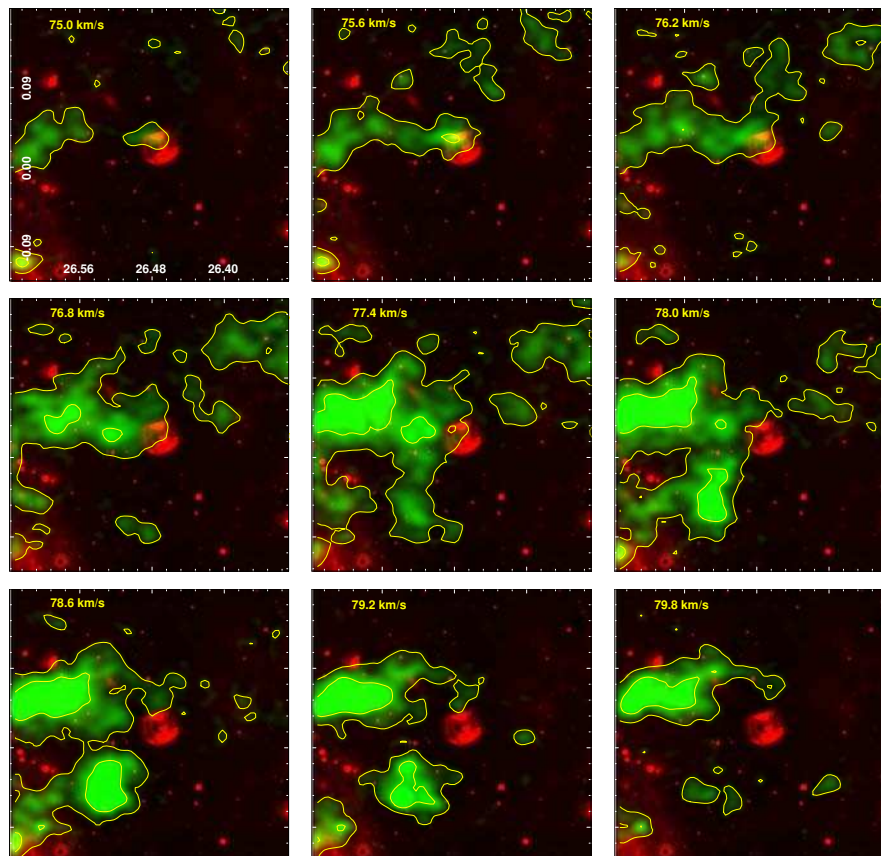
G26.47+0.02 (de aquí en más LBVg26) es una estrella candidata a LBV rodeada por una nebulosa en el infrarrojo. Según Clark et al. (2003), adoptando una distancia de 6.5 kpc, su luminosidad es de  $10^6 L_{\odot}$  y su tasa de pérdida de masa de  $9 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ . Recientemente, Nazé et al. (2012) reportaron la detección de emisión en rayos X proveniente de G26 y concluyeron que su origen podría ser la colisión de vientos en un sistema binario. En la Fig. 7.7 se muestra una imagen en tres colores de la emisión en las bandas de  $8.0 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC y de  $24 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-MIPS, junto con la emisión en el continuo de radio a 20 cm extraída del MAGPIS. Se observa que la nebulosa alrededor de la estrella presenta emisión intensa en  $24 \mu\text{m}$ , prácticamente nula en  $8.0 \mu\text{m}$  y emite en el continuo de radio, a diferencia de la LBV G24.73+0.69, cuya nebulosa es muy brillante en ambas bandas infrarrojas y no presenta emisión en radio detectable.



**Figura 7.7:** Imagen en tres colores hacia la estrella candidata a LBV G26.47+0.02:  $8.0 \mu\text{m}$  (verde),  $24 \mu\text{m}$  (rojo) y 20 cm (azul con contornos de 2.1, 4.1 y 6.5 mJy/haz).

### 7.2.2. Gas molecular asociado con G26.47+0.02

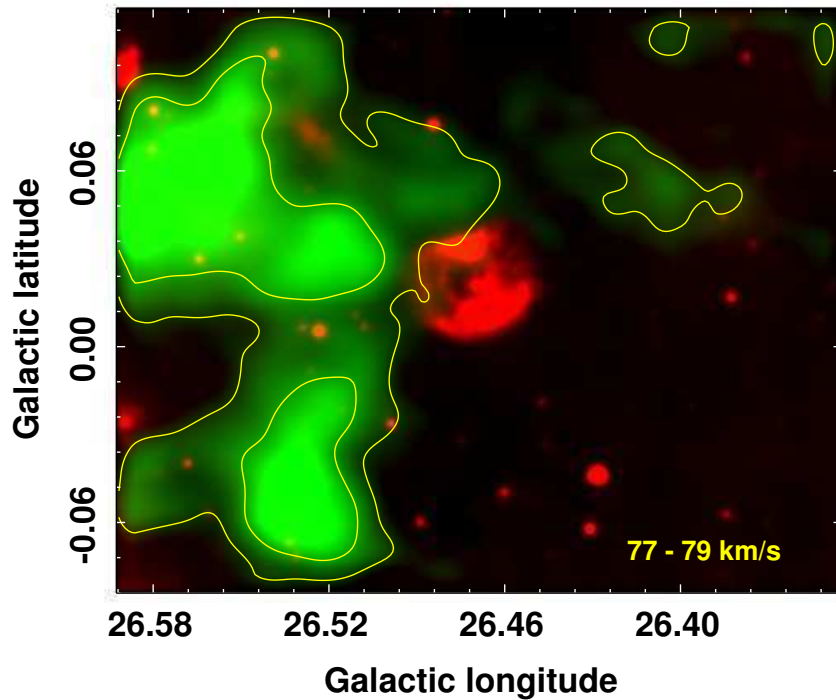
Se analizó la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 hacia LBVg26 utilizando datos del Galactic Ring Survey (GRS) y se encontraron estructuras de gas molecular posiblemente asociadas con la estrella y su nebulosa en el rango de velocidades entre 75 y 80  $\text{km s}^{-1}$  (todas las velocidades están referidas al estándar local de reposo, LSR). En la Fig. 7.8 se muestran los mapas de la emisión de esta molécula integrada cada 0.6  $\text{km s}^{-1}$  (en verde con contornos), superpuesta a la emisión en  $24 \mu\text{m}$  (en rojo). En los paneles correspondientes a las velocidades de 75.0 y 75.6  $\text{km s}^{-1}$  se observa un grumo molecular cuya máxima emisión coincide con la emisión más intensa de la nebulosa infrarroja hacia el norte. Este grumo se detecta hasta velocidades de  $\sim 79 \text{ km s}^{-1}$ . En los paneles siguientes, el gas molecular se ubica sobre el borde este y noreste de la emisión en  $24 \mu\text{m}$  y forma una cáscara incompleta que se curva siguiendo la emisión infrarroja de la nebulosa. Se observa la buena correspondencia entre el contorno de nivel más bajo y la emisión infrarroja (ver panel a 78  $\text{km s}^{-1}$ ). Esta morfología podría deberse a la acción de los vientos de la estrella central y es un indicio de la interacción entre la estrella LBV y el MIE.



**Figura 7.8:** Imagen en dos colores hacia LBVg26. En verde con contornos: emisión del  $^{13}\text{CO}$  entre 75 y 79  $\text{km s}^{-1}$ , integrada cada 0.6  $\text{km s}^{-1}$ . Los niveles de contorno son 0.3 y 0.8  $\text{K km s}^{-1}$ . En rojo: emisión en la banda de  $24 \mu\text{m}$ . Las coordenadas son galácticas.

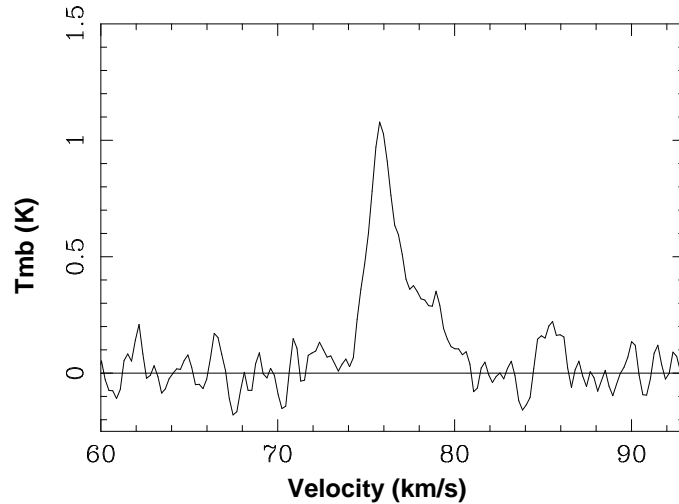
En la Fig. 7.9 se muestra la emisión del  $^{13}\text{CO}$  integrada entre 77 y 79  $\text{km s}^{-1}$ , donde puede apreciarse más claramente el gas molecular en contacto con el borde

norte y noreste de la nebulosa. Se analizaron los espectros de la emisión molecular y se encontró evidencia de gas posiblemente perturbado hacia la emisión más intensa en contacto con el borde norte de la nebulosa. En la Fig. 7.10 se aprecia que el espectro correspondiente a esa posición no es simétrico y posee un ala espectral o una componente menos intensa hacia velocidades mayores (es decir, corrida hacia el rojo).



**Figura 7.9:** Imagen en dos colores hacia LBVg26. En verde con contornos: emisión del  $^{13}\text{CO}$  entre integrada entre 77 y 79 km s<sup>-1</sup>. Los niveles de contorno son 1.0 y 2.0 K km s<sup>-1</sup>. En rojo: emisión en la banda de 24 μm.

En base a la probable interacción entre LBVg26 y el medio que la rodea en el rango de velocidades entre 75 y 79 km s<sup>-1</sup>, se adoptó la velocidad sistémica de  $\sim 77$  km s<sup>-1</sup> para el gas molecular. El modelo de rotación galáctica de Fich et al. (1989) (ver Apéndice) establece las distancia cinemáticas de 4.8 y 10.6 kpc. Dado que LBVg26 emite en el continuo de radio, es posible resolver la ambigüedad en la distancia a partir del análisis del espectro de absorción del HI. En la Fig. 7.11 se muestra la emisión del HI hacia la fuente (espectro *on*), junto con el promedio de la emisión del fondo (espectro *off*) y la resta entre ambos (espectro *on-off*). El espectro *on* se obtuvo de una región del tamaño del haz sobre la estrella LBV. El espectro *off* se obtuvo promediando los espectros de HI hacia 4 posiciones separadas aproximadamente 2 haces de la posición *on* y en dirección a los 4 puntos cardinales galácticos. Se observa que la última absorción se produce en  $\sim 66$  km s<sup>-1</sup>. Cabe mencionar que esta absorción se encuentra al límite de la incerteza de  $3\sigma$  de la resta, pero se adoptará como una absorción real aún cuando podría producirse por inhomogeneidades de la emisión del HI en las posiciones *off* elegidas. Dado que el punto tangente ( $\sim 119$  km s<sup>-1</sup>) no presenta absorción, siguiendo a Kolpak et al.



**Figura 7.10:** Espectro del  $^{13}\text{CO}$  hacia el pico de emisión del gas molecular en contacto con el borde norte de la cáscara infrarroja.

(2003), la fuente se encuentra preferentemente en la distancia cercana de  $4.8 \pm 0.4$  kpc. Los errores fueron estimados teniendo en cuenta los movimientos no circulares del gas de  $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$  (Draine, 2010). Esta distancia se encuentra en acuerdo con la máxima distancia de 6.5 kpc reportada por Clark et al. (2003) para LBVg26 y su nebulosa.

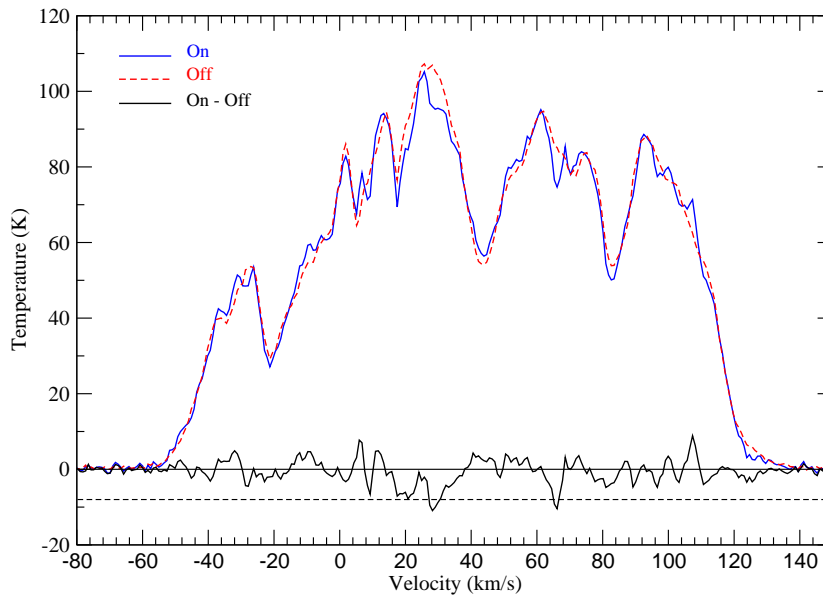
A partir de los espectros del  $^{13}\text{CO}$  y del HI, se calculó la densidad de columna total de hidrógeno como  $N(H) = N(HI) + 2N(H_2)$ , que es un parámetro importante en el modelado de la emisión en rayos X que se estudiará más adelante. Integrando la emisión del HI sobre la estrella LBVg26 entre 0 y  $77 \text{ km s}^{-1}$  y utilizando la ecuación (3.3.4), se obtuvo  $N(HI) \sim 1.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Para el  $^{13}\text{CO}$ , se consideró equilibrio termodinámico local (ETL) y una temperatura de excitación de 10 K. A partir de la ecuación (3.2.3), se obtuvo  $N(H_2) \sim 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Por lo tanto, la densidad de columna total resulta  $N(H) \sim 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

Se estimó la masa y la densidad del grumo molecular asociado con el máximo de emisión en  $24 \mu\text{m}$ , hacia el norte de la cáscara infrarroja (ver paneles a  $75.0$  y  $75.6 \text{ km s}^{-1}$ ). Nuevamente, se consideró ETL y una temperatura de excitación de 10 K y se integró la emisión del  $^{13}\text{CO}$  entre  $75$  y  $80 \text{ km s}^{-1}$  sobre una región elíptica centrada en  $l = 26^\circ.479$ ,  $b = +0^\circ.036$  con semiejes de  $55''$  y  $40''$ . Se obtuvo una masa de  $\sim 125 M_\odot$  y una densidad de  $\text{H}_2$  de  $\sim 600 \text{ cm}^{-3}$ .

### 7.2.3. Estudio del continuo de radio

La emisión en las bandas de radio de estrellas de gran masa puede tener dos orígenes. Por un lado, puede ser emisión térmica debido al mecanismo de bremsstrahlung (emisión libre-libre) en el material ionizado del viento estelar o en el gas ionizado del medio. Para la emisión del viento, el flujo  $S_\nu$  está dado por la ecuación (3.6.11) y tiene una dependencia con la frecuencia del tipo  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , donde el índice espectral  $\alpha$  toma un valor  $\sim 0.6$  (Panagia & Felli, 1975). Para la emisión del



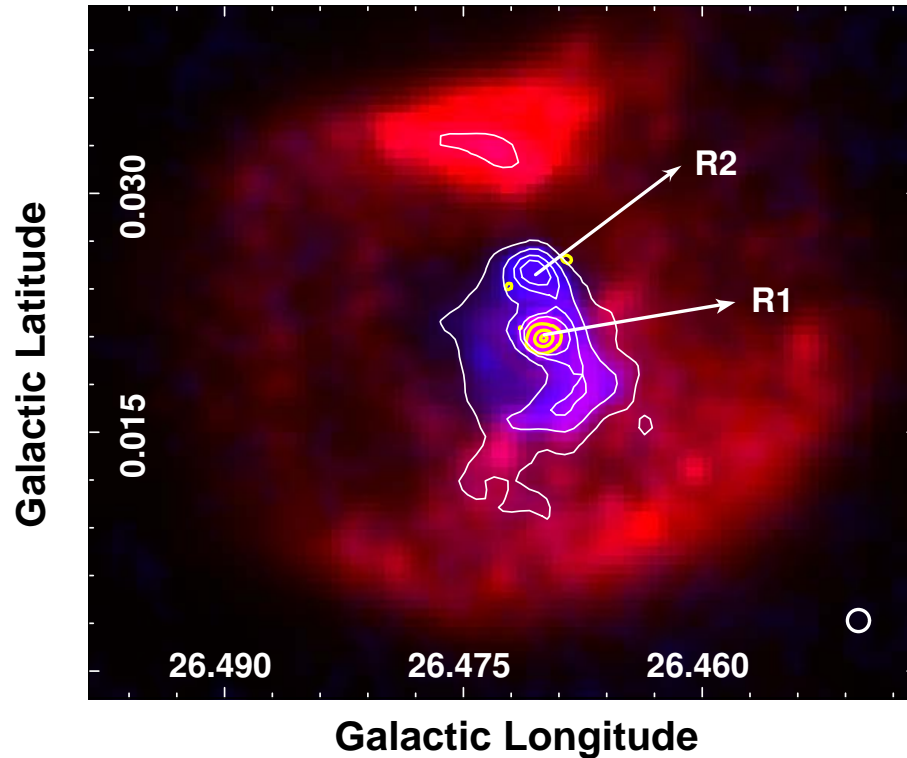


**Figura 7.11:** Espectros de HI hacia LBVg26. El espectro de emisión hacia la fuente (espectro *on*) se muestra en azul. EL espectro de emisión del fondo (espectro *off*) se obtuvo del promedio de 4 posiciones alrededor de la estrella y se muestra en rojo. La resta entre ambos (espectro *on-off*) se presenta en negro. La línea punteada indica la incerteza de  $3\sigma$  de la resta.

gas ionizado del medio el índice espectral toma un valor característico de  $\sim -0.1$ . Por otro lado, la emisión puede ser no térmica y tiene su origen en radiación de sincrotrón debida a la aceleración de electrones libres en los choques de los vientos estelares mediante el mecanismo de Fermi de primer orden. Si bien estos choques podrían formarse por inestabilidades del viento en estrellas de gran masa aisladas, la emisión no térmica en radio es interpretada como un indicio fuerte de la presencia de un sistema binario con colisiones de vientos (Blomme, 2011). En este último caso, el flujo también sigue una ley de potencias del tipo  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , donde el índice espectral  $\alpha$  toma valores entre  $-0.5$  y  $-1.0$  (Pittard et al., 2006).

Para el estudio de la emisión en el continuo de radio de LBVg26 en 1.4 y 4.8 GHz se utilizaron observaciones extraídas del MAGPIS. En la Fig. 7.12 se muestra una imagen de la emisión en radio a 1.4 GHz (en azul con contornos blancos) junto con la emisión en  $24 \mu\text{m}$  (en rojo) y la emisión en rayos X de *Chandra* (contornos amarillos), que se describirá en la Sección 7.2.6. No se muestra la imagen de la emisión a 4.8 GHz ya que no presenta diferencias morfológicas con la imagen a 1.4 GHz. En la banda de radio, se observa emisión extendida que forma una elipse con semiejes de  $24'' \times 18''$ . La mayor parte del flujo en radio se concentra a lo largo de una banda elongada desde el norte hacia el sudeste. Además, se observan dos máximos catalogados como GPRS 24.470+0.021 y GPRS 26.470+0.025 (Becker et al., 1994), indicados como R1 y R2 en la Fig. 7.12, respectivamente. El más

brillante (R1) coincide con la emisión en rayos X y es la única fuente que es posible resolver con los datos analizados. Se localiza en  $l = 26^{\circ}469$ ,  $b = 0^{\circ}021$  (R.A. =  $18^{\text{h}}39^{\text{m}}32^{\text{s}}.2$ , Dec. =  $-05^{\circ}44'20''.7$ , J2000). Se obtuvo la densidad de flujo de R1 integrando la emisión sobre una región circular de  $11''$  de diámetro, definida en la imagen a 4.8 GHz, ya que presenta la emisión más intensa. Se obtuvo una densidad de flujo integrado de 0.025 Jy a 1.4 GHz y 0.05 Jy a 4.8 GHz.



**Figura 7.12:** Imagen en dos colores hacia LBVg26. En rojo se muestra la emisión en  $24 \mu\text{m}$  y en azul con contornos blancos la emisión en el continuo de radio a 20 cm. Los niveles de contorno son 2.1, 4.1, 6.7 y 9.0 mJy/haz. Los contornos amarillos corresponden a la emisión en rayos X obtenidos con *Chandra* (ver Sección 7.2.6).

La segunda radiofuente (R2) posiblemente sea una fuente puntual y se localiza en  $l = 26^{\circ}470$ ,  $b = 0^{\circ}024$  (R.A. =  $18^{\text{h}}39^{\text{m}}31^{\text{s}}.3$ , Dec. =  $-05^{\circ}44'120''.1$ , J2000). La densidad de flujo en el máximo de emisión es de 0.011 Jy a 1.4 GHz y 0.009 Jy a 4.8 GHz. Los errores en los flujos son de aproximadamente un 20 % para las dos fuentes en ambas frecuencias. En ambos casos se restó la contribución de la emisión extendida. Se calculó el índice espectral  $\alpha$  ( $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$ ) entre las dos frecuencias y se obtuvo  $\alpha \sim 0.57$  para la fuente R1 y  $\alpha \sim -0.26$  para la fuente R2. El índice espectral de R1 entre 20 cm y 6 cm se aproxima al valor esperado según la ecuación (3.6.11) para un origen térmico en el viento estelar ( $\alpha \sim 0.6$ ), mientras que R2 es una fuente no térmica.

Para obtener la densidad de flujo de la emisión extendida, se restó las contribuciones de las dos radiofuentes y se obtuvo  $\sim 0.12$  Jy a 1.4 GHz y  $\sim 1.4$  Jy a 4.8 GHz. El error estimado es del 25 % y tiene en cuenta el ruido de cada imagen

como así también la incerteza en la elección de la región de integración. El índice espectral de la emisión extendida resulta igual a  $-0.9$ , por lo que el origen es no térmico.

Se sabe que las estrellas Wolf-Rayet frecuentemente poseen compañeras, lo cual sugiere que las LBVs formarían también sistemas binarios (Duncan & White, 2002). Una posibilidad es que LBVg26 sea un sistema binario formado por R1 y R2, separadas  $\sim 15''$  ( $\sim 0.3$  pc o  $\sim 7.2 \times 10^4$  AU, para una distancia de 4.8 kpc). En base a la separación entre sus componentes estelares, los sistemas binarios se clasifican en cercanos, separados y muy separados. En los *sistemas binarios separados* la distancia entre las estrellas es lo suficientemente grande para evitar que se llenen los lóbulos de Roche y haya transferencia de masa luego de la secuencia principal. Esto corresponde a una separación entre 0.005 y 0.05 pc ( $10^3 - 10^4$  AU), dependiendo de la masa del sistema (Caballero, 2009). Por su parte, sistemas con separaciones mayores a 0.1 pc ( $2 \times 10^4$  AU) son considerados *sistema binario muy separado* y se asocian con sistemas jóvenes nacidos en regiones de baja densidad estelar. Si R1 y R2 forman un sistema binario, la emisión no térmica en radio se originaría en la colisión de vientos. En un escenario alternativo, podría considerarse que R2 no es la estrella compañera y es simplemente un grumo en la emisión no térmica extendida en la que se encuentra inmersa R1. En este caso, la emisión de sincrotrón podría originarse en electrones acelerados por los choques debidos a inestabilidades en el viento de R1 o debidos a colisiones del viento de R1 con el viento de una estrella compañera no detectada.

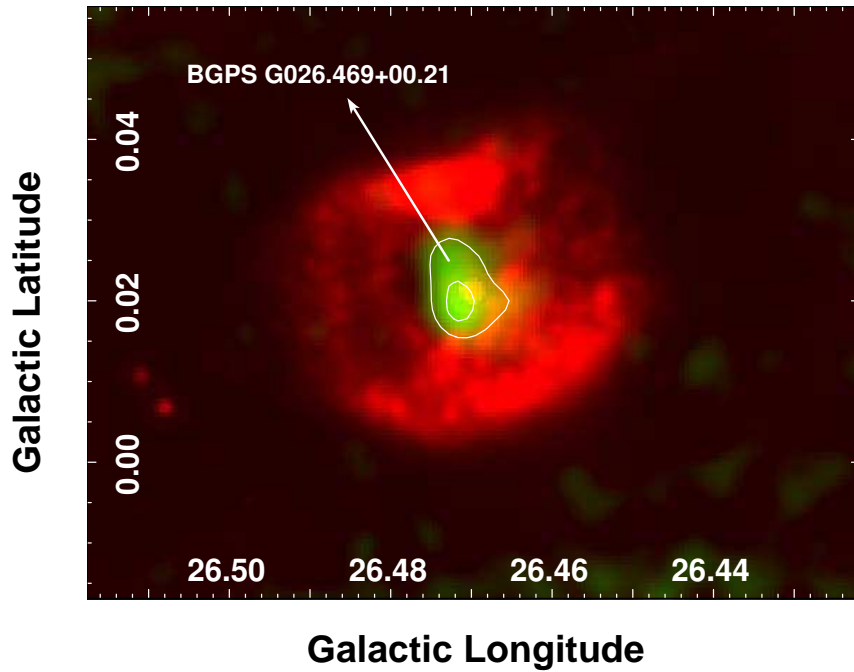
#### 7.2.4. Estudio del continuo milimétrico

La emisión en el continuo milimétrico de estrellas de gran masa en general se origina en el polvo (Pallavicini & White, 1996). Se estudió la emisión en esta banda del espectro analizando los datos del Bolocam Galactic Plane Survey (BGPS) en 1.1 mm. Se encontró que la fuente milimétrica BGPS G026.469+00.021 coincide con la posición de la LBVg26, tal como se muestra en la Fig. 7.13. Esta coincidencia sugiere una asociación física entre ambas fuentes.

Suponiendo que la emisión en el continuo milimétrico se origina sólo en el polvo, se estimó su masa a partir de la ecuación (Rosolowsky et al., 2010):

$$M = 0.13D^2 S_\nu \frac{e^{13/T_d} - 1}{e^{13/20} - 1} M_\odot, \quad (7.2.1)$$

donde  $D$  es la distancia en kpc,  $S_\nu$  es el flujo en 1.1 mm expresado en Jy y  $T_d$  es la temperatura del polvo en K. Esta ecuación considera una temperatura de excitación de 20 K. Tomando  $T_d = 20$  K, una distancia de 4.8 kpc y el flujo integrado en 1.1 mm ( $S_\nu = 204$  mJy), se obtiene una masa de polvo  $0.6 M_\odot$ . Es poco probable que toda esta masa de polvo haya sido eyectada por LBVg26 ya que es más de un orden de magnitud mayor que la estimada por Clark et al. (2003) ( $\sim 0.019 M_\odot$ ). Si se considera un cociente de masa entre el polvo y el gas de 0.01, la masa total de gas asociada es de  $\sim 60 M_\odot$ , mucho mayor que la masa de las nebulosas alrededor de otras LBVs (típicamente  $0.1 - 15 M_\odot$ , ver Smith & Owocki 2006; Clark et al. 2009). Sin embargo, en un estudio de la emisión de  $\eta$  Carinae en



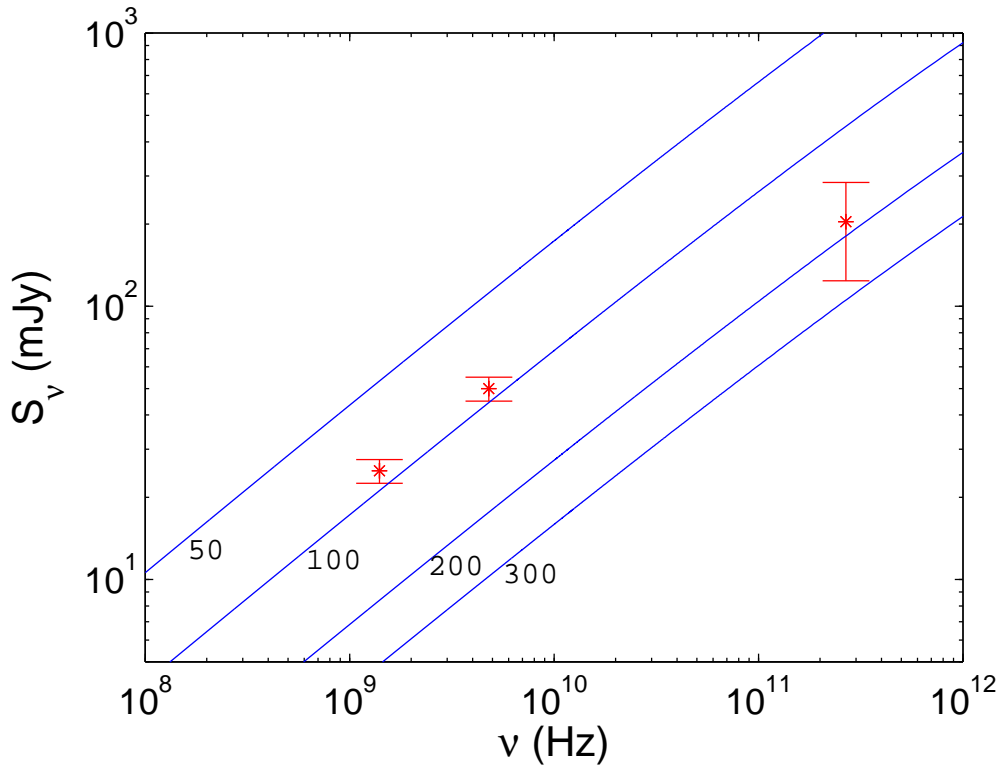
**Figura 7.13:** Imagen en dos colores de la banda de  $24 \mu\text{m}$  de *Spitzer*-IRAC (en rojo) y la emisión en el continuo milimétrico a  $1.1 \text{ mm}$  de BGPS (en verde con contornos de 100 y  $170 \text{ mJy/haz}$ ).

la banda milimétrica, Gomez (Née Morgan) et al. (2006) estimaron una masa de polvo entre  $0.3$  y  $0.7 M_{\odot}$  (similar al estimado para LBVg26) y sugirieron que la abundancia relativa entre el gas y el polvo en estrellas de gran masa puede diferir del valor canónico para la Galaxia. Se concluye que si la emisión observada en el rango milimétrico proviene del polvo, éste sería en su mayoría preexistente en el MIE.

Como se vio en la Sección 7.2.3, la posición de LBVg26 coincide con la de la radiofuente R1, la cual presenta un índice espectral positivo y, por lo tanto, un origen térmico para la emisión en el continuo de radio. Para investigar la posibilidad de que también la emisión en el continuo milimétrico se origine en el viento estelar ionizado a partir de radiación libre-libre, se analizó la distribución espectral de energía (SED) conjuntamente en las bandas de radio y milimétrica a partir de la ecuación (3.6.11). Considerando que LBVg26 se encuentra a  $4.8 \text{ kpc}$ , se calcularon nuevamente los parámetros del viento para esta nueva distancia a partir de los valores reportados por Clark et al. (2003). Para esto, se usaron las relaciones de proporcionalidad de Hillier et al. (1998):  $L \propto d^2$  y  $\dot{M} \propto d^{1.5}$ , donde  $L$  es la luminosidad y  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa. Para la luminosidad, Clark et al. (2003) reportaron  $\log(L/L_{\odot}) \leq 6.0$  para una distancia de  $6.5 \text{ kpc}$ . Este valor decae a  $\sim 5.4$  para una distancia de  $4.8 \text{ kpc}$ . Con esta luminosidad, LBVg26 es una de las LBVs más débiles (ver el diagrama HR de Clark et al. 2009) y, al igual que la LBV G24.73+0.69, es posible que haya atravesado una etapa previa de supergigante roja. Para la tasa de pérdida de masa, el valor obtenido por Clark

et al. (2003) ( $9.5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ) disminuye a  $5.7 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ .

Considerando una abundancia de helio del 10% ( $\alpha_{He} = 0.1$ ), en la ecuación (3.6.11) se obtiene  $\mu = 1.3$  y  $\bar{Z} = 1.3$ . La temperatura del viento se considera igual a la de la estrella (17000 K, según Clark et al. 2003). Para un viento estelar completamente ionizado compuesto por H y He, se obtiene  $\gamma = 1.1$ . En la Fig. 7.14, se grafican las SEDs obtenidas para varias velocidades terminales (líneas sólidas), junto con los flujos en las bandas de 20 cm (1.4 GHz), 6 cm (4.8 GHz) y 1.1 mm (268 GHz). Debido a la baja resolución angular de BGPS, el flujo en 1.1 mm puede incluir contribuciones no sólo de la radiofuente R1 sino también de R2. Sin embargo, el flujo esperado de R2 en 1.1 mm es de  $\sim 5$  mJy (estimado a partir del índice espectral de la Sección 7.2.3), valor muy por debajo del flujo total en esta banda (240 mJy). Por lo tanto, se puede considerar que la emisión en el continuo milimétrico se origina mayormente en R1.



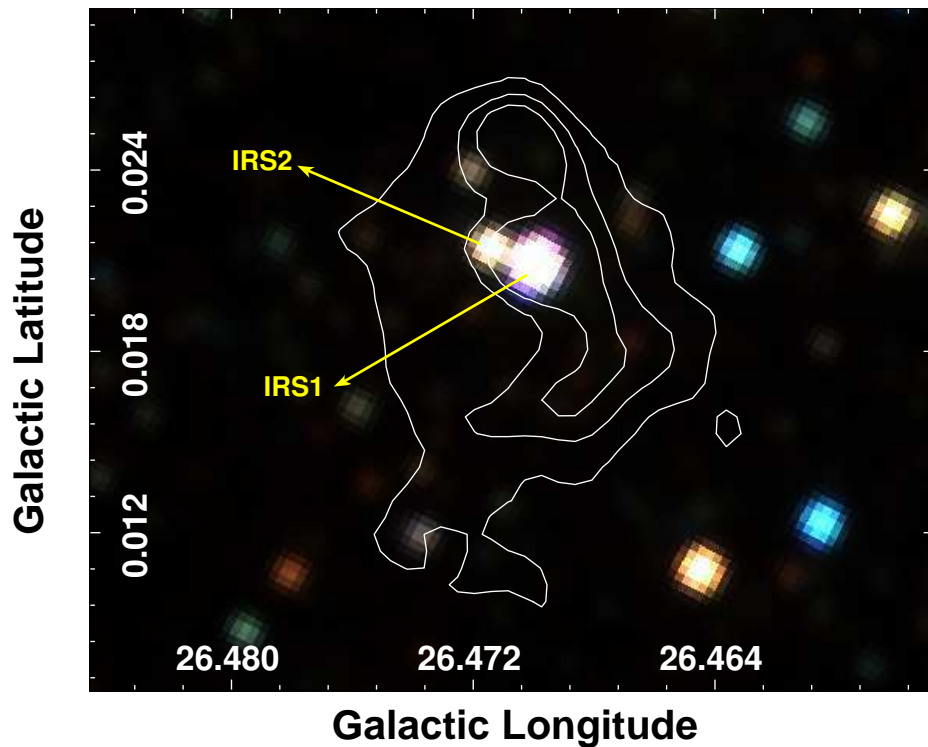
**Figura 7.14:** Las líneas sólidas son la distribución espectral de energía (SED) de un viento ionizado para diferentes velocidades (en  $\text{km s}^{-1}$ ). Los parámetros del viento utilizados se discuten en el texto. Se indican los flujos en las bandas de 20 cm (1.4 GHz), 6 cm (4.8 GHz) y 1.1 mm (268 GHz).

En la Fig. 7.14 se observa que los flujos de LBVg26 se apartan de la dependencia esperada  $S_{\nu} \propto \nu^{0.6}$  para un mecanismo térmico. Un ajuste por cuadrados mínimo arroja un índice espectral de  $\alpha \sim 0.37 \pm 0.5$  en las tres bandas. Como se mencionó anteriormente, si sólo se consideran los flujos en 1.4 y 4.8 GHz se obtiene un índice espectral de  $\sim 0.57$ , el cual se aproxima al valor esperado. Se concluye que la emisión en el continuo milimétrico se origina en el polvo eyectado por la estrella

LBV.

### 7.2.5. Estudio infrarrojo

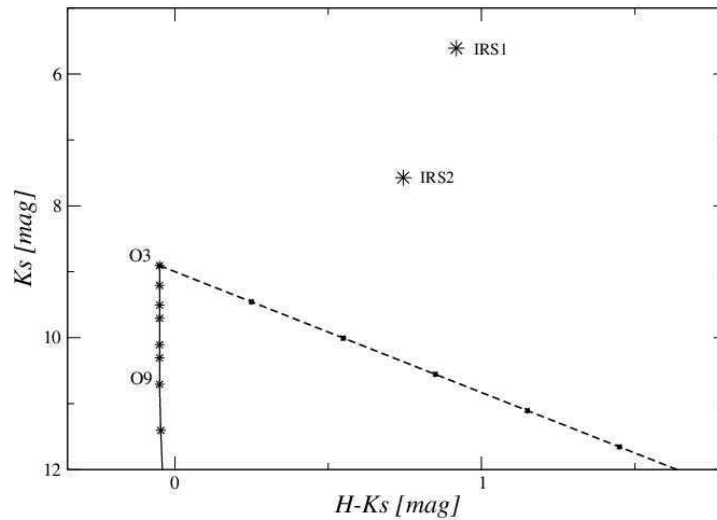
Para lograr identificar una posible estrella compañera de R1, se analizó la emisión en las bandas de 2MASS. La Fig. 7.15 muestra una imagen en tres colores de las bandas JHK con contornos de la emisión en radio a 1.4 GHz. Se identifican dos fuentes infrarrojas: IRS1 (2MASS J18393224-0544204), que coincide con la radiofuente R1 y e IRS2 (2MASS J18393228-0544148), localizada a  $5''$  hacia el noreste de IRS1. La fuente IRS1 posee una calidad fotométrica AAA y sus magnitudes son:  $J = 7.997 \pm 0.021$ ,  $H = 6.526 \pm 0.026$  y  $K_s = 5.608 \pm 0.017$ . La fuente IRS2 posee una calidad fotométrica BAB y sus magnitudes son:  $J = 9.587 \pm 0.126$ ,  $H = 8.317 \pm 0.100$  y  $K_s = 7.572 \pm 0.110$ .



**Figura 7.15:** Imagen de tres colores de las bandas de 2MASS J (en rojo), H (en verde) y  $K_S$  (en azul). Los contornos blancos (2.1, 4.1 y 6.1 mJy/haz) corresponden a la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz.

Se construyó un diagrama color-magnitud  $K_s$  vs  $(H-K_s)$  considerando una distancia de 4.8 kpc, donde se ve que IRS1 e IRS2 se localizan muy por encima de la curva de enrojecimiento de una estrella de tipo espectral O3V (Fig. 7.16). En un trabajo reciente hacia un cúmulo estelar del complejo W33, Messineo et al. (2011) presentaron un diagrama color-magnitud en el cual las estrellas supergigantes azules y rojas, las Wolf-Rayet y una candidata a LBV se localizan por encima de la curva de enrojecimiento de una estrella de tipo O3V. Se concluye entonces que

tanto IRS1 como IRS2 son estrellas gigantes. Dado que un diagrama color-color ( $J-H$ ) vs ( $H-K_s$ ) (no presentado) las dos fuentes presentan una absorción similar, ambas estarían a la misma distancia. Por estos motivos, es probable que IRS1 e IRS2 formen un sistema binario de alta masa. Considerando una distancia de 4.8 kpc, una separación de  $5''$  corresponde a  $\sim 0.1$  pc o  $\sim 2 \times 10^4$  AU. Este valor marca el límite entre un sistema binario separado y muy separado (ver Sección 7.2.3). Cabe mencionar que la radiofuente R2 posee una contraparte en el catálogo de 2MASS (J18393143-0544132) pero sólo se detecta en la banda  $K_s$  ( $K_s = 13.079$ ), por lo que no es posible un estudio fotométrico. Por este motivo, no se puede descartar la hipótesis mencionada en secciones anteriores de que R1 y R2 formen un sistema binario muy separado.

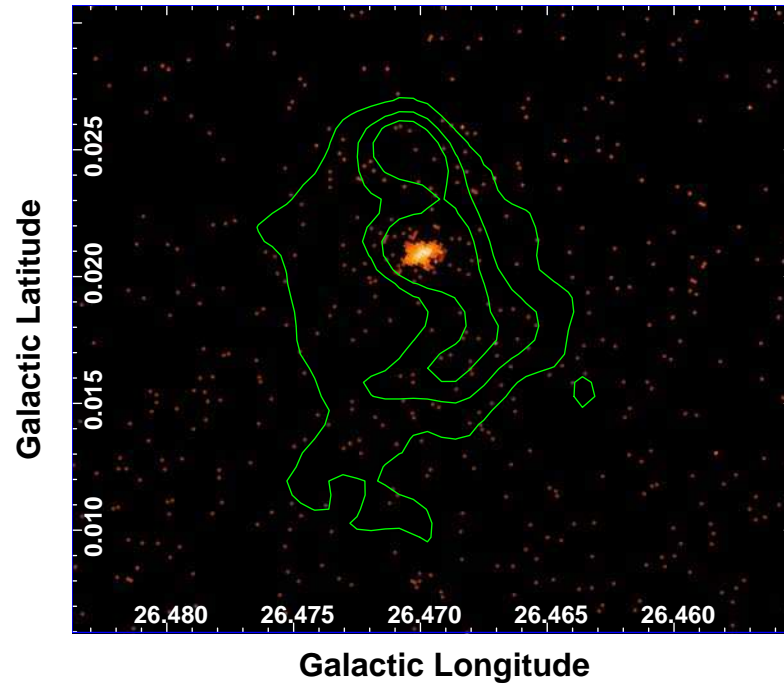


**Figura 7.16:** Diagrama color-magnitud. La línea punteada representa la posición de la secuencia principal para una distancia de 4.8 kpc. El vector de enrojecimiento de una estrella de tipo espectral O3 se indica con la línea punteada, sobre la que se han indicado intervalos de extinción visual de 5 magnitudes.

### 7.2.6. Estudio de la emisión en rayos X

En esta Sección se analiza la emisión en rayos X de LBVg26, reprocesando datos de archivo obtenidos con el telescopio espacial *Chandra*. El reprocesamiento y análisis fue realizado por el Dr. Jorge Combi. LBVg26 fue observada con la cámara ACIS el 10 de marzo de 2008 (ObsId: 7493) durante 19.5 ks. Las observaciones se calibraron utilizando CIAO (versión 4.1.2) y CALDB (versión 3.2.2). Se generó una curva de luz para energías mayores a 10 keV con el objetivo de investigar la presencia de eyecciones solares que pudieran afectar la observación y se construyó un archivo de intervalos de buen tiempo (GTI), excluyendo los intervalos temporales en los que el *count-rate* superaba el valor medio en más de  $3\sigma$ . Este archivo GTI se utilizó para generar un nuevo archivo de eventos de nivel 2.

Se construyeron imágenes de la emisión en rayos X hacia G26 y se descubrió la presencia de una posible fuente puntual en el centro geométrico de LBVg26. La



**Figura 7.17:** Imagen de *Chandra* de LBVg26 en el rango de energías entre 1.0 y 5.0 keV. Los contornos verdes representan la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz cm (los niveles de contorno son 2.1, 4.1 y 6.1 mJy/haz).

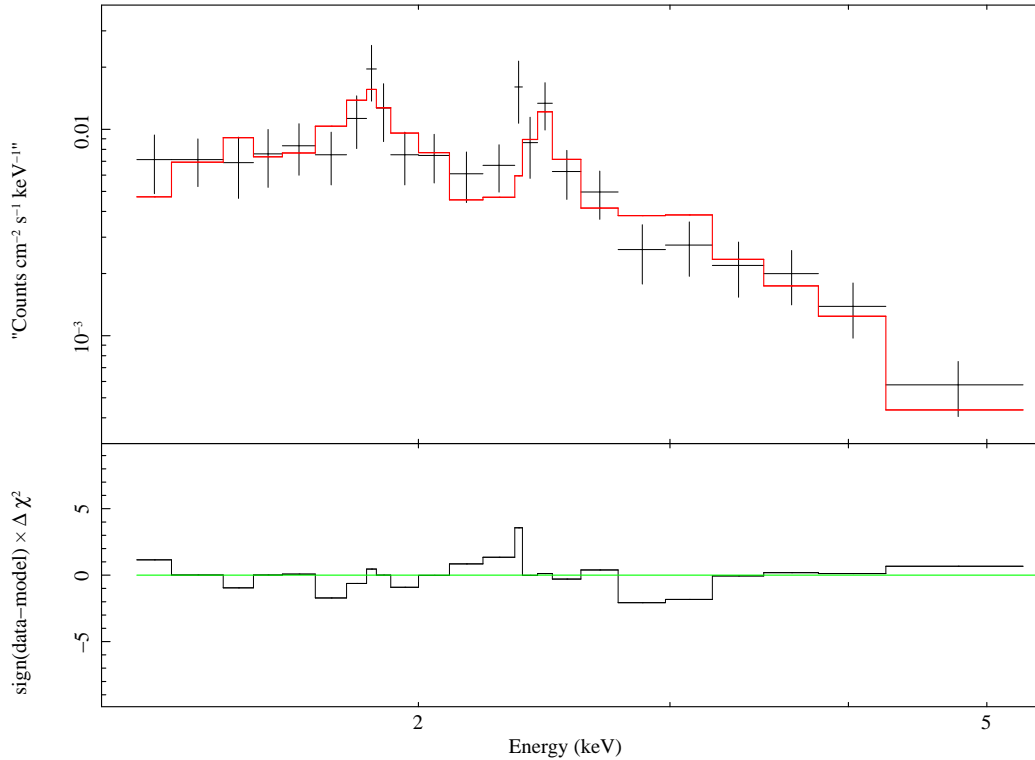
fuente no se detecta en el rango *soft* de energía (es decir, por debajo de 1.2 keV) ni por encima de los 5.0 keV. La posición de la misma es RA=  $18^{\text{h}}39^{\text{m}}32^{\text{s}}219$ , Dec=  $-05^{\circ}44'19''15$  ( $l = 26.469$ ,  $b = +0.020$ ), y presenta una relación señal/ruido de  $\sim 7$ . En la Fig. 7.17 se muestra una imagen de la emisión en rayos X entre 1.0 y 5.0 keV, con los contornos de la emisión en radio a 1.4 GHz. La imagen fue suavizada convolucionándola con una función gaussiana con kernel de  $3 \times 3$  píxeles. Se observa que el máximo de emisión de la radiofuente R1 coincide con la fuente puntual en rayos X detectada por *Chandra* y no hay ninguna fuente en rayos X asociada con R2.

Para investigar la variabilidad de la fuente X durante la observación, se seleccionaron los fotones entre 1.0 y 5.0 keV y se utilizó la herramienta *glvary* de CIAO, que implementa el algoritmo de Gregory-Loredo (Gregory & Loredo, 1992). No se encontraron variaciones periódicas en el flujo de la emisión asociada con LBVg26.

Para el estudio espectral de la emisión en rayos X, se extrajo un espectro de una región circular de  $4''$  de radio con la herramienta *specextract*. Para el fondo se utilizó un anillo con radios de  $4''$  y  $10''$ . El espectro se agrupó con un mínimo de 16 cuentas por *bin* y el ajuste se realizó con estadística de  $\chi^2$ . El espectro obtenido se muestra en la Fig. 7.18. El mejor ajuste se obtiene con un modelo de plasma térmico con abundancias variables (*vapex*, dentro del entorno de XSpec). Para la absorción se utilizó el modelo *phabs*. Los parámetros de ajuste de muestran en la Tabla 7.3. El espectro se caracteriza por líneas de emisión de Si (líneas de SiXIII



en  $\sim 1.8$  keV) y de S (líneas de SIV, SV y SVI en 2.4 – 2.6 keV), una temperatura electrónica de  $\sim 0.9$  keV y una alta columna de hidrógeno absorbente, cuyo valor coincide, dentro de los errores, con el medido a partir de los datos de CO y HI en la Sección 7.2.2. Esto último es una confirmación indirecta de la distancia obtenida a partir de la velocidad sistémica del gas molecular asociado con LBVg26.



**Figura 7.18:** Espectro de rayos X de LBVg26 entre 1.0 y 5.5 keV. La línea sólida es el mejor ajuste con un modelo *vapec*. En el panel inferior se muestran los residuos.

A partir del ajuste obtenido, se calculó la luminosidad no absorbida entre 1.5 y 5.0 keV para una distancia de 4.8 kpc y se obtuvo  $L_X \sim 1.7 \times 10^{33}$  erg/s. Por lo tanto, el cociente entre las luminosidades bolométrica y en rayos X resulta  $\log[L_X/L_{Bol}] = -5.35 \pm 0.05$ . La detección de emisión térmica en las bandas media y dura del espectro con una temperatura electrónica de  $\sim 0.9$  keV indican la presencia de un plasma calentado a una temperatura de  $\sim 1.0 \times 10^7$  K. El mecanismo de calentamiento se atribuye a choques hidrodinámicos entre láminas de plasma viajando a diferentes velocidades en el viento de la estrella LBV o los choques creados en la zona de colisión entre los vientos de la LBV y una posible compañera en un sistema binario (De Becker et al., 2005).

La detección de rayos X no es común en estrellas LBVs ya que al día de hoy sólo se ha observado esta emisión en otros tres casos firmes ( $\eta$  Carinae, Cyg OB2 #12 y W243). Nazé et al. (2012) sugirieron que las estrellas LBV no son fuentes intensas de radiación X y, en los pocos casos en que se ha detectado dicha emisión, ésta se origina en una causa extrínseca a la estrella, tal como sucedería en un sistema binario.

Como se mencionó en la Sección 7.2.3, es de esperar que varias LBVs formen

**Tabla 7.3:** Parámetros de ajuste del espectro de LBVg26 con el modelo *vappec*. La normalización se define como  $10^{14}/(4\pi D^2 \times n_H n_e dV)$ , donde  $D$  es la distancia en cm,  $n_H$  y  $n_e$  son las densidades de hidrógeno y electrónica en  $\text{cm}^{-3}$ , respectivamente, y  $V$  es el volumen del plasma en  $\text{cm}^3$ . Las abundancias relativas están referidas a la abundancia solar de Anders & Grevesse (1989). Los flujos reportados están corregidos por absorción. Los errores son del 90 %.

Modelo	
Parámetros	
<b>phabs</b>	
$N_H$ [ $\text{cm}^{-2}$ ]	$3.46(\pm 0.43) \times 10^{22}$
<b>vappec</b>	
$kT$ [keV]	$0.89 \pm 0.12$
[Si/H]	$0.68 \pm 0.21$
[S/H]	$0.97 \pm 0.42$
Norm	$2.04(\pm 1.6) \times 10^{-3}$
$\chi^2_\nu$ / d.o.f.	0.86 / 55
Flujo (1.0-2.5) [ $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	$1.69(\pm 0.02) \times 10^{-12}$
Flujo (2.5-5.0) [ $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	$1.02(\pm 0.03) \times 10^{-13}$
Flujo total(1.0-5.0)[ $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	$1.79 (\pm 0.06) \times 10^{-12}$

sistemas binarios y se han propuesto dos posibilidades para explicar la emisión en altas energías de estos sistemas. Por una lado, si la compañera se encuentra cerca de la LBV, su emisión en rayos X puede verse opacada por la gran absorción del viento. Si esto fuera así, se darían las condiciones más favorables para que se produzcan colisiones entre vientos que den origen a radiación X térmica. Por otro lado, si los miembros estelares del sistema se encuentran muy separados, no se espera observar emisión por colisiones de vientos debido a la dilución de éstos, pero en este caso debería ser posible detectar a la estrella compañera. En vista de la detección de rayos X, se descarta la posibilidad de que LBVg26 forme parte de un sistema binario muy separado.

### 7.3. Discusión

El estudio de la distribución del gas molecular alrededor de LBVg24 y LBVg26 muestra evidencia de la interacción entre los vientos estelares de estas estrellas de gran masa y el MIE que las rodea.

Para el caso de LBVg24, el gas molecular forma una cáscara fragmentada que delinea perfectamente la emisión de la cáscara infrarroja externa reportada por Clark et al. (2003). Sobre la base de la morfología de esta estructura se sugirió

una conexión física entre el gas molecular y la emisión infrarroja. A partir de una comparación entre la energía cinética de la cáscara de gas molecular y la energía mecánica del viento de la LBVg24 se concluyó que el MIE fue barrido por el viento estelar de la estrella central durante su fase de secuencia principal. También se detectó emisión molecular probablemente asociada con la nebulosa alrededor de la estrella. Además, se investigó la actividad de formación estelar alrededor de LBVg24 y se encontraron varias fuentes candidatas a YSOs de clase I proyectadas sobre el grumo de la cáscara molecular con emisión más intensa y en coincidencia con la nube oscura infrarroja SDC G024.789+0.633. Es probable que el nacimiento de los YSOs haya sido disparado por la expansión de la burbuja de viento estelar de la LBVg24.

Con respecto a la LBVg26, el material molecular forma una cáscara incompleta en contacto con uno de los bordes de la nebulosa y se observa un grumo denso en coincidencia con la emisión infrarroja más intensa de la nebulosa. Es probable que este grumo esté asociado con un evento de eyección de masa de la estrella LBV, mientras que gran parte de la masa molecular correspondería a material de la nube original en la cual se formó la estrella.

¿Es posible determinar fehacientemente si el gas molecular asociado con las nebulosas de LBVg24 y LBVg26 corresponde a material eyectado por la estrella central? Como se mencionó en el Cap. 2, existen al día de hoy estudios que confirman la detección de gas molecular asociado con nebulosas alrededor de estrellas de gran masa evolucionadas. Por ejemplo, Rizzo et al. (2008) han descubierto gas molecular asociado con la nebulosa G79.29+0.46, formado por una componente extendida y por varios grumos densos. Los grumos densos (con una masa total de  $\sim 5 M_{\odot}$ ) se asocian con eventos de eyección de masa en la etapa de LBV, mientras que gran parte de la masa molecular (entre 13 y 15  $M_{\odot}$ ) correspondería a material de la nube original de la cual se formó la estrella. Según estos autores, la detección de gas muy denso ( $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) da sustento a esta hipótesis, ya que el gas de alta densidad tiene más posibilidades de sobrevivir en ambientes tan afectados por vientos, como son el entorno de estrellas de gran masa. La densidad del gas asociado con las nebulosas alrededor de LBVg24 y LBVg26 es de  $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$  y  $\sim 600 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente. Sin embargo, estos valores fueron estimados a partir de la emisión del  $^{13}\text{CO}$ , que es una molécula trazadora de gas poco denso. Por lo tanto, es preciso contar con observaciones de alguna molécula de alta densidad crítica para hallar evidencia de gas denso con la capacidad de sobrevivir a los efectos acumulativos del viento de la estrella central a lo largo de todas sus etapas evolutivas y confirmar si el gas molecular detectado hacia las nebulosas infrarrojas forma parte del medio o proviene de la eyección de las estrellas LBV.

Una diferencia encontrada entre ambas estrellas es que LBVg26 presenta emisión en radio de origen no térmico alrededor de la estrella central y emisión térmica en rayos X coincidente con la posición de la LBV. Estas observaciones han sido interpretadas como evidencia de que LBVg26 formaría parte de un sistema binario de alta masa. En un sistema binario se producen intensos frentes de choque en la zona de colisión de los vientos de las dos estrellas, donde se aceleran electrones hasta energía relativistas. Estos electrones, al interactuar con el campo magnético del medio, producen radiación de sincrotrón en la banda de

radio. Por lo tanto, la presencia de un sistema binario es el escenario más probable para explicar la emisión no térmica de estrellas de gran masa (Blomme, 2011; De Becker, 2007), aún cuando no puede descartarse completamente que en algunos casos esta emisión se produzca en estrellas aisladas debido a inestabilidades propias del viento (Dougherty & Williams, 2000). No sólo los choques aceleran partículas, sino que también calientan el plasma hasta millones de grados kelvin, dando origen a emisión térmica en la banda de rayos X. El espectro de rayos X de la estrella LBVg26 indica la presencia de un plasma con una temperatura de  $10^7$  K, apoyando la hipótesis de un sistema binario de alta masa. En un relevamiento de la emisión en rayos X de estrellas LBV, Nazé et al. (2012) concluyen que si bien la presencia de emisión no térmica en radio y de emisión en rayos X son un fuerte indicio de la presencia de un sistema binario, el opuesto no es necesariamente cierto. Por lo tanto, la LBVg26 muy probablemente forme parte de un sistema binario, pero no es posible descartar en base a la ausencia de emisión en radio o rayos X que la estrella LBVg24 también forme un sistema binario.

Cabe preguntarse si en presencia de emisión no térmica en radio (es decir, en presencia de una población de electrones relativistas) es posible observar radiación no térmica en la banda de rayos X. Esta emisión a altas energía podría originarse en radiación de sincrotrón o efecto Compton inverso. Como se vio en la Sección 3.7.2, la energía máxima de los fotones emitidos a través del mecanismo de sincrotrón es  $E_{max} \propto E^2 B$  (ecuación 3.7.3), donde  $E$  es la energía de los electrones y  $B$  es el campo magnético. Por lo tanto, se necesitan partículas muy energéticas y campos magnéticos intensos para producir radiación de sincrotrón en las altas energías. Estas condiciones muchas veces no son alcanzadas en el entorno de sistemas binarios de alta masa (De Becker, 2007). Además de interactuar con el campo magnético local, los electrones acelerados en la zona de colisión de vientos pueden interactuar con los fotones UV (0.01 – 0.07 keV) de la estrella y “acelerarlos” hasta energías  $\gtrsim 3.0$  keV, dando lugar a emisión no térmica en rayos X a través del efecto Compton inverso (Güdel & Nazé, 2009). Debido al intenso campo de radiación UV alrededor de estrellas de gran masa, este mecanismo juega un rol importante en el enfriamiento de los electrones en el viento estelar (De Becker, 2007). Sin embargo, para ser detectada esta emisión no térmica en rayos X, la misma debe ser lo suficientemente intensa en comparación con la emisión térmica, lo cual ocurre preferentemente en sistemas binarios poco separados en los cuales la interacción entre vientos (y la aceleración de partículas) sucede cerca de las estrellas y dentro de la región de emisión en radio. Para el caso de la LBVg26, el ajuste del espectro con un modelo térmico resulta aceptable, sin necesidad de introducir una componente no térmica. Este resultado concuerda con las observaciones actuales, ya que al día de hoy no se ha encontrado evidencia convincente de radiación no térmica en rayos X de estrellas de gran masa y sólo unos pocos casos presentan indicios de una componente no térmica en el espectro (ver, por ejemplo, Albacete Colombo & Micela 2005).



# Conclusiones generales y trabajos futuros

En esta Tesis se estudiaron algunos de los efectos que las ondas de choque asociadas con estrellas de gran masa en secuencia principal y en distintas etapas evolutivas producen en el medio interestelar (MIE). A continuación se resumen los resultados más relevantes encontrados y se proponen trabajos futuros para continuar profundizando la investigación desarrollada.

Se investigaron los remanentes de supernova (RSNs) G20.0-0.2 y G24.7+0.6, clasificados como pleriónicos, para comprender las causas que pudieron haber originado la compleja morfología que presentan en la banda de radio. Además se investigó la distribución del gas molecular en sus alrededores para explorar las condiciones del entorno en el cual ambos remanentes se expanden. El estudio se llevó a cabo reprocesando datos de archivo del satélite de rayos X *Chandra* y del interferómetro en ondas de radio VLA en varias frecuencias. El MIE se estudió a través de la transición del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0, con datos extraídos del Galactic Ring Survey.

A partir del estudio de la emisión en rayos X de G20.0-0.2, se descubrió la contraparte en altas energías de la componente pleriónica, es decir, de la nebulosa de viento alimentada por un púlsar. Además se sugirió que la fuente puntual CXO J182807.4-113516, localizada en el centro geométrico del RSN, es un buen candidato a ser el púlsar responsable de la emisión de esa componente. Respecto de G24.7+0.6, el análisis de la distribución del índice espectral en la banda de radio permitió acotar espacialmente la componente pleriónica y confirmar la presencia de una cáscara a su alrededor asociada con la expansión del frente de choque creado en la explosión de supernova que dio origen al remanente. A partir del estudio de la distribución del gas molecular en los alrededores de ambos RSNs, se descubrieron nubes moleculares en contacto con sus frentes de choque, sugiriendo una interacción con el MIE que los rodea. Esta interacción podría explicar la morfología compleja que G20.0-0.2 y G24.7+0.6 presentan en la banda de radio. Por otro lado, se encontraron objetos estelares jóvenes (YSOs) en las nubes chocadas, pero la corta edad de los remanentes descarta la posibilidad de que hayan disparado la formación de estas protoestrellas. Probablemente en ambos casos la actividad de formación estelar sea consecuencia de la acción de los vientos estelares de las estrellas progenitoras de los remanentes sobre el gas circundante.

Se estudió el MIE alrededor de tres regiones HII. Por un lado se realizó un estudio detallado de un complejo de regiones HII colindando con el borde sur del RSN

G18.8+0.3. Para esto se obtuvieron observaciones del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2,  $\text{HCO}^+$  J=4-3,  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 y CS J=7-6 con el telescopio ASTE. Se encontró una cáscara de gas molecular alrededor de la región HII G18.751+0.254, que presenta un grumo denso donde se localizan tres fuentes compactas en radio con características de YSOs. Estas nuevas observaciones moleculares con alta resolución angular muestran que el frente de choque del RSN no habría alcanzado el grumo denso. Se concluyó que la actividad de formación estelar hacia la región estudiada posiblemente esté asociada con la expansión de la región HII G18.751+0.254.

Otra región HII estudiada es N65, clasificada como una burbuja infrarroja de polvo debido a su morfología de cáscara en el infrarrojo medio. Analizando la distribución del  $^{13}\text{CO}$ , se descubrió una cáscara incompleta (abierta hacia el sur) de gas molecular rodeando a N65. Esta cáscara está formada por dos grumos de gran masa donde se identificaron varios YSOs de clase I y II. La distribución del gas molecular sugiere que el nacimiento de los YSOs pudo haber sido consecuencia del mecanismo denominado “collect and collapse”. Sobre el borde de N65 se localiza el objeto verde extendido (EGO) G35.03+0.35, un candidato a protoestrella emitiendo flujos moleculares (“outflows”). A partir de observaciones del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2,  $\text{HCO}^+$  J=4-3,  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 y CS J=7-6 obtenidas con el telescopio ASTE, se descubrió la presencia de flujos moleculares muy energéticos y de gas en caída hacia el objeto central. Estas observaciones confirman que G35.03+0.35 es una protoestrella de gran masa acreta material del MIE que la rodea.

Con respecto al estudio del entorno de la región HII G35.673-00.847, se descubrió una cáscara de gas molecular incompleta a su alrededor, con varios YSOs embebidos en ella. Se estimó el tiempo de fragmentación de esta cáscara y se encontró que resulta un orden de magnitud mayor a la edad de la región HII. Esto es una indicación de que el proceso “collect and collapse” no pudo haber actuado, de modo que la formación estelar podría ser consecuencia de otro mecanismo, por ejemplo el “radiation-driven implosion” o inestabilidades de pequeña escala en el material barrido.

Se investigó el MIE alrededor de las estrellas luminosas variables azules (LBVs) G24.73+0.69 y G26.47+0.02. Respecto de la LBV G24.73+0.69, se descubrió una cáscara de gas molecular que presenta una excelente correspondencia morfológica con la cáscara externa infrarroja alrededor de la LBV. La cáscara molecular está formada por varios grumos de gran masa ubicados regularmente a lo largo de esta emisión infrarroja. En base a la estimación de la energía depositada por el viento de la estrella y la energía cinética de la cáscara molecular, se concluyó que la cáscara ha sido barrida por los vientos de la estrella central en la etapa de secuencia principal. Sobre la emisión más intensa de la cáscara molecular se identificaron varios YSOs de clase I. La actividad de formación estelar podría haber iniciado como consecuencia de la fragmentación de la cáscara, es decir, a través de un mecanismo similar al “collect and collapse” observado alrededor de regiones HII. Esta cáscara forma parte de la misma estructura de gas molecular asociada con el RSN G24.7+0.6, sugiriendo un origen en común entre la estrella progenitora del remanente y la LBV.

Respecto de la LBV G26.47+0.02, se descubrió gas molecular alrededor de la nebulosa infrarroja que la rodea, sugiriendo la interacción entre los vientos de esta

estrella de gran masa y el MIE. La presencia de emisión no térmica en radio alrededor de la estrella central y de emisión de rayos X de origen térmico coincidente con la posición de la estrella sugieren que la LBV formaría parte de un sistema binario de gran masa con colisiones de viento.

Del estudio del MIE se halló evidencia contundente de que durante la expansión de RSNs, regiones HII y burbujas interestelares (BIs) creadas por el viento estelar, el gas del medio puede ser barrido y, en algunos casos, confinado a cáscaras de gas denso donde se dan las condiciones para la formación estelar. Sin embargo, los resultados obtenidos muestran que los entornos más propicios para disparar la formación estelar son los alrededores de regiones HII y de BIs. En el caso de los RSNs, si bien se encontraron candidatos a YSOs en el gas molecular con signos de interacción con el frente de choque, no se pudo establecer una conexión genética directa entre los remanentes y las estrellas recién formadas.

¿Es posible hallar evidencia empírica de formación estelar disparada por un RSN? Como en general los procesos de formación estelar son más lentos que el tiempo de vida de los remanentes, se debería proceder a una búsqueda de protoestrellas en etapas muy tempranas de evolución (con edades  $\lesssim 10^4$  años) en la periferia de los remanentes más viejos. Dado que durante estas etapas los flujos moleculares de protoestrellas son especialmente intensos, las observaciones moleculares hacia fuentes candidatas a YSOs muy jóvenes se perfilan como una herramienta importante en esta búsqueda. Los telescopios milimétricos y submilimétricos ASTE, APEX y, en un futuro cercano, LLAMA son instrumentos adecuados para la caracterización de flujos moleculares emergiendo de YSOs. El estudio de la actividad de “outflows” de protoestrellas no se limita a las bandas milimétricas y submilimétricas del espectro sino que puede complementarse con observaciones en el infrarrojo cercano, donde se producen transiciones vibracionales de varias moléculas excitadas en flujos moleculares, tales como el  $\text{H}_2$  ( $2.12 \mu\text{m}$ ) y el FeII ( $1.64 \mu\text{m}$ ). Los telescopios GEMINI se presentan como instrumentos ideales para este estudio debido a su muy alta resolución angular y sensibilidad.

Otro estudio que puede utilizarse como punto de partida para probar la conexión entre RSNs y formación estelar es la búsqueda de regiones de formación estelar en cáscaras de gas neutro con indicios de haber sido barridas por un evento de supernova, aunque no se detecte el remanente. Por ejemplo, se puede llevar a cabo la búsqueda de cáscaras en la cercanía de púlsares conocidos utilizando datos de relevamientos públicos disponibles del HI y/o del  $^{13}\text{CO}$ .

Respecto del proceso “collect and collapse”, éste debe considerarse un mecanismo indirecto de formación estelar inducida, ya que en este caso el agente expansivo (la región HII o la BI) barre la cáscara de material del medio e induce su fragmentación, pero el nacimiento de estrellas depende de que los fragmentos densos colapsen. La distribución del gas molecular alrededor de las regiones HII N65 y G35.673-00.847 y de la estrella LBV G24.73+0.69 sugiere que pudo haber actuado el mecanismo de “collect and collapse” ya que se descubrieron cáscaras de gas molecular compuestas por grumos de gran masa. Este mecanismo lleva a la formación de estrellas de gran masa y actúa a gran escala, llevando a que se produzca formación estelar a lo largo de toda la cáscara barrida, a diferencia de otros mecanismos



en los que grumos preexistentes del medio son alcanzados por el frente de choque en expansión, disparando el nacimiento de estrellas en regiones localizadas.

El caso de la LBV G24.73+0.69 es el que presenta la evidencia más fuerte del mecanismo mencionado, ya que se encontraron cuatro grumos en la cáscara de gas molecular, con masas similares ( $\sim 600 M_{\odot}$ ) y equiespaciados alrededor de la estrella central. Sólo se halló evidencia de formación estelar en uno de ellos, por lo que es posible que los otros grumos no hayan iniciado el colapso o que los YSOs se encuentren en una etapa muy temprana de evolución y no se logren identificar a partir de la emisión en el infrarrojo cercano y medio. Para el caso de N65 y G35.673-00.847, los grumos no se observan alrededor de toda la región HII sino que se distribuyen hacia uno de sus bordes, formando cáscaras incompletas de gas molecular. Posiblemente esto se deba a que el MIE en el cual se expanden estas dos regiones HII es altamente inhomogéneo y el frente de choque ha encontrado un medio denso en una dirección y se expande más libremente en dirección contraria. Sin embargo en ninguno de estos casos puede descartarse que además del “collect and collapse” estén actuando simultáneamente otros mecanismos de formación estelar.

Es importante notar que el descubrimiento de regiones de formación estelar o de YSOs en el gas molecular impactado por el frente de choque de un RSN, una región HII o una BI cuyas edades sean menores a la del agente expansivo no implica una conexión genética entre ambos. Una prueba directa de formación estelar disparada es la presencia de una distribución diferenciada de YSOs con un gradiente de edades correlacionado con la expansión del frente de choque. Una de los pocos ejemplos en los que se presenta evidencia empírica de formación estelar secuencial es el trabajo que presentan Smith et al. (2010), quienes identifican una separación espacial entre generaciones de YSOs en glóbulos cometarios alrededor de la nebulosa Carina. En este caso, una asociación de estrellas OB son las responsables de la formación estelar a través del intenso flujo de fotones UV y del viento estelar impactando sobre nubes moleculares del medio. La formación estelar se inicia en la cabeza del glóbulo ya que es la primera en ser impactada y posteriormente se propaga a lo largo de todo el glóbulo. Los YSOs más viejos se localizan preferentemente en dirección a la asociación OB y su distribución presenta una gran dispersión debido a los movimientos aleatorios de estas estrellas. Los YSOs más jóvenes se ubican en mayor medida en dirección a la cola del glóbulo y debido a sus cortas edades presentan menos dispersión. La identificación de varias poblaciones de YSOs con diferentes edades siguiendo la dirección de propagación de la onda de choque es un signo directo de formación estelar disparada.

Claramente, la identificación de formación estelar secuencial necesita de un diagnóstico preciso de las edades de los YSOs, la cual puede estimarse a partir del ajuste de la distribución espectral de energía (SED). Los flujos en el infrarrojo lejano son fundamentales para detectar la presencia o ausencia de la envoltura circumestelar y de esta manera acotar mejor la edad del YSO. Aquí se plantea la necesidad de contar con observaciones de alta resolución angular en las bandas del infrarrojo lejano y submilimétrico para poder determinar conexiones genéticas entre eventos expansivos del MIE y formación estelar en sus alrededores.

Finalmente, es preciso mencionar que si bien el estudio de regiones de forma-

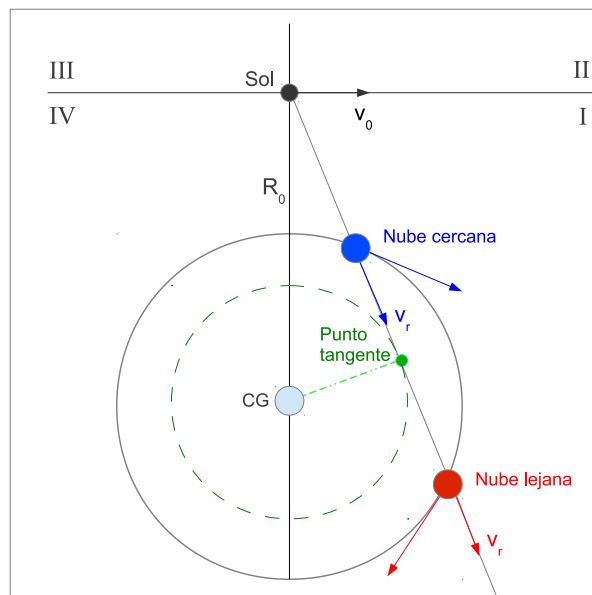
ción estelar históricamente se ha realizado principalmente con observaciones en las bandas infrarroja, milimétrica y submilimétrica del espectro, los YSOs son fuentes muy intensas de rayos X y su estudio en esta banda del espectro ha adquirido un enorme impulso en las últimas décadas con la puesta en órbita de telescopios espaciales con muy buena resolución angular y alta sensibilidad. La emisión en rayos X se produce bajo condiciones muy diferentes a las que dan lugar a la emisión en las bajas energías ya que se precisan muy altas temperaturas o campos magnéticos muy grandes o algún mecanismo que acelere electrones a alta velocidad para producir radiación X de origen térmico y/o no térmico. Por lo tanto, la emisión de rayos X puede utilizarse como diagnóstico de los fenómenos más energéticos que ocurren en los YSOs. Aprovechando la rica base de datos pública de *Chandra* y *XMM-Newton*, se propone completar el estudio de algunas de las regiones de formación estelar descubiertas en esta Tesis a través del análisis de su emisión en rayos X.



# Apéndice

## Cinemática de la rotación galáctica

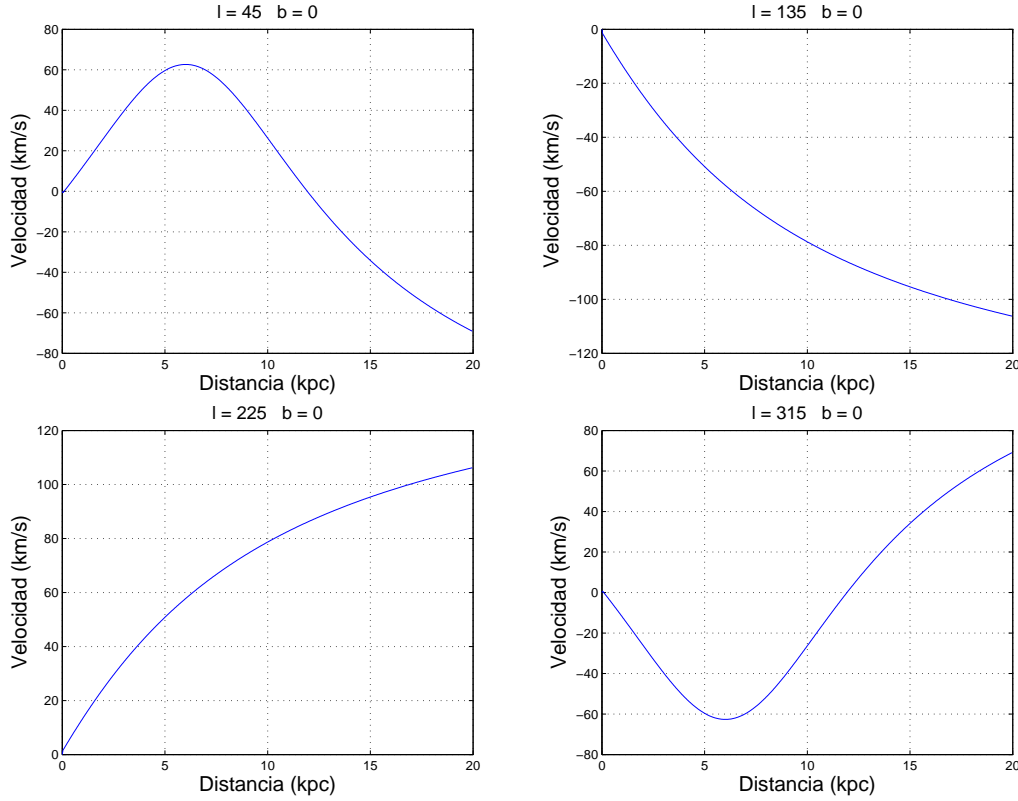
Nuestra Galaxia, de tipo espiral, no rota como un disco sólido. Dado que la densidad de materia es mayor en el centro, las regiones cercanas al centro galáctico poseen velocidades angulares apreciablemente mayores que las regiones más distantes, lo cual resulta en una rotación diferencial. Como las observaciones son siempre hechas desde regiones cercanas al Sol, sólo puede conocerse el movimiento relativo de la materia con respecto a éste. Más precisamente, se define el *estándar local en reposo* (LSR, de sus iniciales en inglés) como una región con una velocidad de rotación alrededor del centro galáctico igual a la velocidad media de las estrellas en la vecindad solar.



**Figura A.1:** Representación esquemática de la determinación de la distancia cinemática. Hacia el primer cuadrante Galáctico, una misma velocidad radial ( $v_r$ ) puede corresponder a dos distancias al Sol a lo largo de la línea de la visual: una cercana (en azul) y una lejana (en rojo), ambas localizadas a la misma distancia del centro galáctico (CG).

En el modelo de rotación diferencial galáctica, la materia describe órbitas circulares alrededor del centro galáctico con velocidad angular  $\omega(R)$ , siendo  $R$  la

distancia de la nube al centro galáctico. Las observaciones de los corrimientos Doppler del HI o del CO de una nube de la Galaxia permiten inferir su velocidad radial respecto del LSR, también llamada velocidad sistémica ( $v_c$ ). Conociendo  $v_c$  y el modelo de rotación Galáctica, es posible determinar la velocidad angular de rotación ( $\omega$ ) de dicha nube. Luego, puede estimarse su distancia al centro galáctico a partir de la relación entre  $\omega$  y  $R$ , conocida como curva de rotación Galáctica.



**Figura A.2:** Velocidad radial del gas en función de la distancia hacia los cuatro cuadrantes galácticos. Aparece una ambigüedad en la distancia para velocidades positivas en el primer cuadrante y velocidades negativas en el cuarto cuadrante.

La curva de rotación galáctica es la función  $\omega(R)$  que vincula las velocidades angulares con las distancias al centro de la Galaxia. En esta Tesis se utiliza el modelo de Fich et al. (1989), quienes determinaron dicha función para distancias al centro galáctico entre 3 y 17 kpc, utilizando el “método de los puntos tangentes del HI” dentro del círculo solar y velocidades de CO junto con distancias a regiones HII asociadas en el exterior de la galaxia. La relación que determina el mejor ajuste para las velocidades en función de las distancias Galácticas, utilizando una ley de potencias y considerando valores para las constantes de rotación  $R_0 = 8.5$  kpc (distancia del Sol al centro Galáctico) y  $\omega_0 R_0 = 220$  km s<sup>-1</sup>, está dada por la ecuación:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 0.49627 \frac{R}{R_0}^{0.99579} + 0.49632 \frac{R}{R_0}.$$

La ecuación anterior permite inferir la distancia a una nube a partir de la medición de su velocidad sistémica, llamada distancia cinemática. Sin embargo,

en ciertas direcciones se tiene una ambigüedad en la distancia debido a que una misma velocidad sistémica puede estar asociada con dos distancias diferentes al Sol (Fig. A.1). Esta situación se verifica para nubes dentro del círculo solar con velocidades positivas en el primer cuadrante ( $0^\circ < l < 90^\circ$ ) y negativas en el cuarto cuadrante ( $270^\circ < l < 360^\circ$ ) (ver Fig. A.2). En estos casos, se obtienen dos distancias cinemáticas, una cercana y una lejana, localizadas en posiciones opuestas respecto del punto tangente, donde la velocidad radial sobre la línea de la visual es máxima. Conociendo las distancias cercana y lejana a la nube se debe recurrir a un método adicional para establecer cuál de las dos es la distancia real a la nube.



# Bibliografía

- Aguirre, J. E., Ginsburg, A. G., Dunham, M. K., et al. 2011, *ApJS*, 192, 4
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2005, *A&A*, 442, L25
- Albacete Colombo, J. F. & Micela, G. 2005, in *Massive Stars and High-Energy Emission in OB Associations*, ed. G. Rauw, Y. Nazé, R. Blomme, & E. Gosset, 69–72
- Allen, L. E., Calvet, N., D’Alessio, P., et al. 2004, *ApJS*, 154, 363
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Anderson, L. D. & Bania, T. M. 2009, *ApJ*, 690, 706
- Anderson, L. D., Bania, T. M., Balser, D. S., & Rood, R. T. 2011, *ApJS*, 194, 32
- Anderson, L. D., Bania, T. M., Jackson, J. M., et al. 2009, *ApJS*, 181, 255
- Andre, P. & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 245
- Arnal, E. M., Dubner, G., & Goss, W. M. 1993, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 26, 93
- Arthur, S. J. 2007, *Wind-Blown Bubbles around Evolved Stars*, ed. T. W. Hartquist, J. M. Pittard, & S. A. E. G. Falle, 183
- Avedisova, V. S. 2002, *VizieR Online Data Catalog*, 5112, 0
- Beaumont, C. N. & Williams, J. P. 2010, *ApJ*, 709, 791
- Becker, R. H. & Helfand, D. J. 1985, *ApJ*, 297, L25
- Becker, R. H. & Helfand, D. J. 1987, *ApJ*, 316, 660
- Becker, R. H., White, R. L., Helfand, D. J., & Zoonematkermani, S. 1994, *ApJS*, 91, 347



- Bell, A. R. 1978, MNRAS, 182, 443
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2003, PASP, 115, 953
- Bessell, M. S. & Brett, J. M. 1988, PASP, 100, 1134
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002, A&A, 383, 892
- Bisnovatyi-Kogan, G. S. & Silich, S. A. 1995, Reviews of Modern Physics, 67, 661
- Blitz, L. & Williams, J. P. 1999, ArXiv Astrophysics e-prints
- Blomme, R. 2011, Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege, 80, 67
- Blondin, J. M., Chevalier, R. A., & Frierson, D. M. 2001, ApJ, 563, 806
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, ApJ, 224, 132
- Bottinelli, S. & Williams, J. P. 2004, A&A, 421, 1113
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., & May, J. 1996, A&AS, 115, 81
- Burton, W. 1992, The Galactic Interstellar Medium (Springer Berlin Heidelberg)
- Caballero, J. A. 2009, A&A, 507, 251
- Cappa, C., Niemela, V. S., Martín, M. C., & McClure-Griffiths, N. M. 2005, A&A, 436, 155
- Cappa, C. E., Rubio, M., Martín, M. C., & Romero, G. A. 2009, A&A, 508, 759
- Cappa, C. E., Vasquez, J., Pineault, S., & Cichowolski, S. 2010, MNRAS, 403, 387
- Carey, S. J., Noriega-Crespo, A., Mizuno, D. R., et al. 2009, PASP, 121, 76
- Castro-Carrizo, A., Quintana-Lacaci, G., Bujarrabal, V., Neri, R., & Alcolea, J. 2007, A&A, 465, 457
- Caswell, J. L., Vaile, R. A., Ellingsen, S. P., Whiteoak, J. B., & Norris, R. P. 1995, MNRAS, 272, 96
- Chevalier, R. A. 1999, ApJ, 511, 798
- Chevalier, R. A., Fransson, C., & Nymark, T. K. 2006, ApJ, 641, 1029
- Churchwell, E. 2002, ARA&A, 40, 27
- Churchwell, E., Povich, M. S., Allen, D., et al. 2006, ApJ, 649, 759
- Churchwell, E., Walmsley, C. M., & Cesaroni, R. 1990, A&AS, 83, 119
- Churchwell, E., Watson, D. F., Povich, M. S., et al. 2007, ApJ, 670, 428
- Cichowolski, S., Pineault, S., Arnal, E. M., & Cappa, C. E. 2008, A&A, 478, 443

- Clark, J. S., Crowther, P. A., Larionov, V. M., et al. 2009, *A&A*, 507, 1555
- Clark, J. S., Egan, M. P., Crowther, P. A., et al. 2003, *A&A*, 412, 185
- Clark, J. S., Larionov, V. M., & Arkharov, A. 2005, *A&A*, 435, 239
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Cortes, P. C. 2011, *ApJ*, 743, 194
- Cortes, P. C., Parra, R., Cortes, J. R., & Hardy, E. 2010, *A&A*, 519, A35
- Cox, D. P., Shelton, R. L., Maciejewski, W., et al. 1999, *ApJ*, 524, 179
- Crowther, P. A. 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Cyganowski, C. J., Brogan, C. L., Hunter, T. R., & Churchwell, E. 2009, *ApJ*, 702, 1615
- Cyganowski, C. J., Whitney, B. A., Holden, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2391
- De Becker, M. 2007, *A&A Rev.*, 14, 171
- De Becker, M., Rauw, G., Blomme, R., et al. 2005, *A&A*, 437, 1029
- de Jager, C. 1998, *A&A Rev.*, 8, 145
- Decourchelle, A. 2008, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 79, 44
- Deharveng, L., Lefloch, B., Kurtz, S., et al. 2008, *A&A*, 482, 585
- Deharveng, L., Schuller, F., Anderson, L. D., et al. 2010, *A&A*, 523, A6
- Deharveng, L., Zavagno, A., & Caplan, J. 2005, *A&A*, 433, 565
- Desai, K. M., Chu, Y.-H., Gruendl, R. A., et al. 2010, *AJ*, 140, 584
- Di Francesco, J., Johnstone, D., Kirk, H., MacKenzie, T., & Ledwosinska, E. 2008, *ApJS*, 175, 277
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Dougherty, S. M. & Williams, P. M. 2000, *MNRAS*, 319, 1005
- Draine, B. 2010, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton University Press)
- Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- Dubner, G., Giacani, E., & Decourchelle, A. 2008, *A&A*, 487, 1033
- Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E., et al. 1999, *AJ*, 118, 930
- Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E., & Parón, S. 2004, *A&A*, 426, 201

- Duncan, R. A. & White, S. M. 2002, MNRAS, 330, 63
- Dunham, M. K., Rosolowsky, E., Evans, II, N. J., Cyganowski, C., & Urquhart, J. S. 2011, ApJ, 741, 110
- Dwarkadas, V. V. 2005, ApJ, 630, 892
- Dyson, J. & Williams, D. A. 1980, Physics of the Interstellar Medium (Halsted Press)
- Ellison, D. C., Drury, L. O., & Meyer, J.-P. 1998, Space Sci. Rev., 86, 203
- Elmegreen, B. G. 1998, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 148, Origins, ed. C. E. Woodward, J. M. Shull, & H. A. Thronson, Jr., 150
- Elmegreen, B. G. 2002, ApJ, 564, 773
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, ApJ, 214, 725
- Evans, I. N., Primini, F. A., Glotfelty, K. J., et al. 2010, ApJS, 189, 37
- Evans, II, N. J. 1999, ARA&A, 37, 311
- Ezawa, H., Kawabe, R., Kohno, K., & Yamamoto, S. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5489, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. J. M. Oschmann, Jr., 763–772
- Falgarone, E., Lis, D. C., Phillips, T. G., et al. 1994a, ApJ, 436, 728
- Falgarone, E., Lis, D. C., Phillips, T. G., et al. 1994b, ApJ, 436, 728
- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A. A. 1989, ApJ, 342, 272
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, ApJ, 155, L149
- Forster, J. R. & Caswell, J. L. 1989, A&A, 213, 339
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, ApJ, 262, 590
- Gaensler, B. M. & Slane, P. O. 2006, ARA&A, 44, 17
- Galván-Madrid, R., Keto, E., Zhang, Q., et al. 2009, ApJ, 706, 1036
- Garcia-Segura, G. & Mac Low, M.-M. 1995, ApJ, 455, 145
- Gelfand, J. D., Gaensler, B. M., Slane, P. O., et al. 2007, ApJ, 663, 468
- Giacani, E., Smith, M. J. S., Dubner, G., & Loiseau, N. 2011, A&A, 531, A138+
- Giannini, T., Massi, F., Podio, L., et al. 2005, A&A, 433, 941
- Giveon, U., Becker, R. H., Helfand, D. J., & White, R. L. 2005, AJ, 129, 348

- Goldsmith, P. F. 1987, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 134, *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., 51–70
- Gomez (Née Morgan), H. L., Dunne, L., Eales, S. A., & Edmunds, M. G. 2006, *MNRAS*, 372, 1133
- Gouliermis, D. A., Chu, Y.-H., Henning, T., et al. 2008, *ApJ*, 688, 1050
- Grave, J. M. C. & Kumar, M. S. N. 2009, *A&A*, 498, 147
- Green, D. A. 2009, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37, 45
- Gregory, P. C. & Loredó, T. J. 1992, *ApJ*, 398, 146
- Güdel, M. & Nazé, Y. 2009, *A&A Rev.*, 17, 309
- Hands, A., Warwick, R., Watson, M., & Helfand, D. 2002, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Hanson, M. M., Howarth, I. D., & Conti, P. S. 1997, *ApJ*, 489, 698
- Helfand, D. J., Becker, R. H., White, R. L., Fallon, A., & Tuttle, S. 2006, *AJ*, 131, 2525
- Hill, T., Thompson, M. A., Burton, M. G., et al. 2006, *MNRAS*, 368, 1223
- Hillier, D. J., Crowther, P. A., Najarro, F., & Fullerton, A. W. 1998, *A&A*, 340, 483
- Hiramatsu, M., Hayakawa, T., Tatematsu, K., et al. 2007, *ApJ*, 664, 964
- Hosokawa, T. 2007, *A&A*, 463, 187
- Humphreys, R. M. & Davidson, K. 1994, *PASP*, 106, 1025
- Inoue, A. K. 2001, *AJ*, 122, 1788
- Isella, A. 2006, *Tesis de Doctorado, Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali, Università degli Studi di Milano*
- Jackson, J. M., Rathborne, J. M., Shah, R. Y., et al. 2006, *ApJS*, 163, 145
- Jiang, B., Chen, Y., Wang, J., et al. 2010, *ApJ*, 712, 1147
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1999, *ApJS*, 125, 161
- Jiménez-Esteban, F. M., Rizzo, J. R., & Palau, A. 2010, *ApJ*, 713, 429
- Joblin, C. 2012, *Photodissociation Regions: Physical Conditions. The Spitzer and Herschel Views, COSPAR Capacity Building Workshop: Infrared and Submillimeter Astronomy, Buenos Aires, 2012*
- Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., Blake, G. A., et al. 2004, *A&A*, 415, 1021

- Junkes, N., Fuerst, E., & Reich, W. 1992a, *A&AS*, 96, 1
- Junkes, N., Fuerst, E., & Reich, W. 1992b, *A&A*, 261, 289
- Kalberla, P. M. W. & Kerp, J. 2009, *ARA&A*, 47, 27
- Kargaltsev, O. & Pavlov, G. G. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 983, 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi, 171–185
- Kargaltsev, O. & Pavlov, G. G. 2010, *X-ray Astronomy 2009; Present Status, Multi-Wavelength Approach and Future Perspectives*, 1248, 25
- Karr, J. L. & Martin, P. G. 2003, *ApJ*, 595, 900
- Kolpak, M. A., Jackson, J. M., Bania, T. M., Clemens, D. P., & Dickey, J. M. 2003, *ApJ*, 582, 756
- Koo, B.-C. & McKee, C. F. 1992, *ApJ*, 388, 93
- Koo, B.-C., McKee, C. F., Lee, J.-J., et al. 2008, *ApJ*, 673, L147
- Kurtz, S. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 111–119
- Kurtz, S. & Franco, J. 2002, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 12, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. W. J. Henney, J. Franco, & M. Martos, 16–21
- Kurtz, S. & Hofner, P. 2005, *AJ*, 130, 711
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symposium*, Vol. 115, Star Forming Regions, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Lada, C. J. & Wilking, B. A. 1984, *ApJ*, 287, 610
- Leahy, D. A. 1989, *A&A*, 216, 193
- Lefloch, B. & Lazareff, B. 1994, *A&A*, 289, 559
- Lequeux, J. 2005, *The Interstellar Medium* (Springer)
- Licquia, T. & Newman, J. 2013, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 221, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 254.11
- Lockman, F. J. 1989, *ApJS*, 71, 469
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Maeder, A. 1989, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 157, *IAU Colloq. 113: Physics of Luminous Blue Variables*, ed. K. Davidson, A. F. J. Moffat, & H. J. G. L. M. Lamers, 15–23

- Marquez-Lugo, R. A. & Phillips, J. P. 2010, *MNRAS*, 407, 94
- Marston, A. P., Reach, W. T., Noriega-Crespo, A., et al. 2004, *ApJS*, 154, 333
- Martins, F. & Plez, B. 2006, *A&A*, 457, 637
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- Masai, K. 1994, *ApJ*, 437, 770
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Meaburn, J., Boumis, P., Redman, M. P., López, J. A., & Mavromatakis, F. 2004, *A&A*, 422, 603
- Melioli, C., de Gouveia Dal Pino, E. M., de La Reza, R., & Raga, A. 2006, *MNRAS*, 373, 811
- Mellema, G., Arthur, S. J., Henney, W. J., Iliev, I. T., & Shapiro, P. R. 2006, *ApJ*, 647, 397
- Messineo, M., Davies, B., Figer, D. F., et al. 2011, *ApJ*, 733, 41
- Meynet, G. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101
- Mezger, P. G. & Henderson, A. P. 1967, *ApJ*, 147, 471
- Milam, S. N., Savage, C., Brewster, M. A., Ziurys, L. M., & Wyckoff, S. 2005, *ApJ*, 634, 1126
- Minier, V., Ellingsen, S. P., Norris, R. P., & Booth, R. S. 2003, *A&A*, 403, 1095
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Vink, J. S., et al. 2007, *A&A*, 473, 603
- Nazé, Y., Rauw, G., & Hutsemékers, D. 2012, *A&A*, 538, A47
- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 31
- Noriega-Crespo, A., Morris, P., Marleau, F. R., et al. 2004, *ApJS*, 154, 352
- Nota, A., Livio, M., Clampin, M., & Schulte-Ladbeck, R. 1995, *ApJ*, 448, 788
- Nota, A., Pasquali, A., Marston, A. P., et al. 2002, *AJ*, 124, 2920
- Ojeda-May, P., Kurtz, S. E., Rodríguez, L. F., Arthur, S. J., & Velázquez, P. 2002, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 38, 111
- Opik, E. J. 1953, *Irish Astronomical Journal*, 2, 219
- Ortega, M. E., Paron, S., Cichowolski, S., et al. 2010, *A&A*, 510, A96+
- Ostriker, E. C., Gammie, C. F., & Stone, J. M. 1999, *ApJ*, 513, 259

- Pallavicini, R. & White, S. M. 1996, in *Science with Large Millimetre Arrays*, ed. P. A. Shaver, 268
- Panagia, N. & Felli, M. 1975, *A&A*, 39, 1
- Peeters, E. 2002, PhD thesis, Utrecht University
- Peretto, N. & Fuller, G. A. 2009, *VizieR Online Data Catalog*, 350, 50405
- Petruk, O. 2001, *A&A*, 371, 267
- Phillips, J. P. & Marquez-Lugo, R. A. 2010, *MNRAS*, 409, 701
- Pittard, J. M., Dougherty, S. M., Coker, R. F., O'Connor, E., & Bolingbroke, N. J. 2006, *A&A*, 446, 1001
- Pomarès, M., Zavagno, A., Deharveng, L., et al. 2009, *A&A*, 494, 987
- Poulton, C. J., Robitaille, T. P., Greaves, J. S., et al. 2008, *MNRAS*, 384, 1249
- Prinja, R. K., Barlow, M. J., & Howarth, I. D. 1990, *ApJ*, 361, 607
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., & Simon, R. 2006, *ApJ*, 641, 389
- Rathborne, J. M., Simon, R., & Jackson, J. M. 2007, *ApJ*, 662, 1082
- Rawlings, J. M. C., Redman, M. P., Keto, E., & Williams, D. A. 2004, *MNRAS*, 351, 1054
- Reach, W. T. & Rho, J. 1998, *ApJ*, 507, L93
- Reich, W., Furst, E., & Sofue, Y. 1984, *A&A*, 133, L4
- Repolust, T., Puls, J., & Herrero, A. 2004, *A&A*, 415, 349
- Reynolds, S. P. & Keohane, J. W. 1999, *ApJ*, 525, 368
- Rizzo, J. R., Jiménez-Esteban, F. M., & Ortiz, E. 2008, *ApJ*, 681, 355
- Robitaille, T. P., Meade, M. R., Babler, B. L., et al. 2008, *AJ*, 136, 2413
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., & Wood, K. 2007, *ApJS*, 169, 328
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., Wood, K., & Denzmore, P. 2006, *ApJS*, 167, 256
- Rohlfs, K. & Wilson, K. L. 1996, *Tools of Radio Astronomy...* (Springer Berlin Heidelberg)
- Roman-Duval, J., Jackson, J. M., Heyer, M., et al. 2009, *ApJ*, 699, 1153
- Rosolowsky, E., Dunham, M. K., Ginsburg, A., et al. 2010, *ApJS*, 188, 123

- Schlingman, W. M., Shirley, Y. L., Schenk, D. E., et al. 2011, *ApJS*, 195, 14
- Schuller, F., Menten, K. M., Contreras, Y., et al. 2009, *A&A*, 504, 415
- Schulz, N. 2005, *From Dust to Stars* (Springer)
- Scoville, N. Z., Sargent, A. I., Sanders, D. B., et al. 1986, *ApJ*, 303, 416
- Simon, R., Jackson, J. M., Clemens, D. P., Bania, T. M., & Heyer, M. H. 2001, *ApJ*, 551, 747
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Smith, N. & Owocki, S. P. 2006, *ApJ*, 645, L45
- Smith, N., Povich, M. S., Whitney, B. A., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 952
- Srama, R., Stephan, T., Grün, E., et al. 2009, *Experimental Astronomy*, 23, 303
- Stil, J. M., Taylor, A. R., Dickey, J. M., et al. 2006, *AJ*, 132, 1158
- Sushch, I., Hnatyk, B., & Neronov, A. 2011, *A&A*, 525, A154+
- Szymczak, M., Bartkiewicz, A., & Richards, A. M. S. 2007, *A&A*, 468, 617
- Takakuwa, S., Kamazaki, T., Saito, M., Yamaguchi, N., & Kohno, K. 2007, *PASJ*, 59, 1
- Tatematsu, K., Fukui, Y., Nakano, M., et al. 1987, *A&A*, 184, 279
- Tej, A., Ojha, D. K., Ghosh, S. K., et al. 2006, *A&A*, 452, 203
- Thompson, M. A., Urquhart, J. S., Moore, T. J. T., & Morgan, L. K. 2012, *MNRAS*, 421, 408
- Tian, W. W., Leahy, D. A., & Wang, Q. D. 2007, *A&A*, 474, 541
- Tielens, A. G. G. M. 2008, *ARA&A*, 46, 289
- Treffers, R. R. & Chu, Y.-H. 1982, *ApJ*, 254, 569
- van Loon, J. T. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 425, *Hot and Cool: Bridging Gaps in Massive Star Evolution*, ed. C. Leitherer, P. D. Bennett, P. W. Morris, & J. T. Van Loon, 279
- Vanhala, H. A. T. & Boss, A. P. 2002, *ApJ*, 575, 1144
- Velázquez, P. F., Koenigsberger, G., & Raga, A. C. 2003, *ApJ*, 584, 284
- Vink, J. 2012, *A&A Rev.*, 20, 49
- Vink, J., Kaastra, J. S., & Bleeker, J. A. M. 1997, *A&A*, 328, 628
- Voors, R. H. M., Waters, L. B. F. M., de Koter, A., et al. 2000, *A&A*, 356, 501



- Watson, C., Povich, M. S., Churchwell, E. B., et al. 2008, *ApJ*, 681, 1341
- Weis, K. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 242, *Eta Carinae and Other Mysterious Stars: The Hidden Opportunities of Emission Spectroscopy*, ed. T. R. Gull, S. Johannson, & K. Davidson, 129–+
- Westerlund, B. E. 1969, *AJ*, 74, 879
- White, R. L. & Long, K. S. 1991, *ApJ*, 373, 543
- Whitworth, A. P., Bhattal, A. S., Chapman, S. J., Disney, M. J., & Turner, J. A. 1994a, *A&A*, 290, 421
- Whitworth, A. P., Bhattal, A. S., Chapman, S. J., Disney, M. J., & Turner, J. A. 1994b, *MNRAS*, 268, 291
- Wilson, T. L. & Rood, R. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Woltjer, L. 1972, *ARA&A*, 10, 129
- Wood, D. O. S., Churchwell, E., & Salter, C. J. 1988, *ApJ*, 325, 694
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
- Wu, Y., Li, Y., Lü, J., et al. 1998, *Acta Astrophysica Sinica*, 18, 415
- Wu, Y., Wei, Y., Zhao, M., et al. 2004, *A&A*, 426, 503
- Xu, J.-L. & Wang, J.-J. 2012, *A&A*, 543, A24
- Xu, J.-L., Wang, J.-J., & Miller, M. 2011, *ApJ*, 727, 81
- Zavagno, A., Anderson, L. D., Russeil, D., et al. 2010, *A&A*, 518, L101
- Zavagno, A., Deharveng, L., Comerón, F., et al. 2006, *A&A*, 446, 171
- Zavagno, A., Pomarès, M., Deharveng, L., et al. 2007, *A&A*, 472, 835