

Tesis Doctoral

# Supernovas y estrellas de alta masa: sus efectos sobre el medio interestelar

Ortega, Martín Eduardo

2010

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:

Ortega, Martín Eduardo. (2010). Supernovas y estrellas de alta masa: sus efectos sobre el medio interestelar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Ortega, Martín Eduardo. "Supernovas y estrellas de alta masa: sus efectos sobre el medio interestelar". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2010.

**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

# **Supernovas y estrellas de alta masa: sus efectos sobre el medio interestelar**

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

por Martín Eduardo Ortega

Directora de Tesis: Dra. Gloria Dubner

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio

Marzo de 2010



---

*A Rita y a Guille, mi estrella recién nacida*



---

## Agradecimientos

Al final del camino no está mal mirar atrás y acordarnos de aquellas personas e instituciones sin las cuales no podríamos haber llegado hasta donde llegamos.

En primer lugar agradezco a mis directoras Gloria y Elsa por haberme guiado pacientemente en mis primeros pasos en la astronomía, dándome la posibilidad de formarme y trabajar con libertad en lo que me apasiona desde chico y por haberme brindado las herramientas necesarias para llevar a cabo esta tesis. Les agradezco también el haberme abierto las puertas a los mejores centros de investigación del mundo.

A Silvina Cichowolski por haber estado en los momentos de mayor desaliento y haber compartido generosamente su conocimiento conmigo, fue un placer trabajar a su lado.

A Sergio Paron por estar siempre dispuesto a darme una mano y por su invaluable ayuda en la realización de esta tesis.

A Gabriela Castelletti por enseñarme los procedimientos de calibración a bajas frecuencias en el continuo de radio.

A todo el personal del IAFE por construir un clima de trabajo agradable en el cual me siento cómodo trabajando.

A la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica y a CONICET por permitirme vivir de la astronomía.

A mis viejos y a María, por estar siempre.



---

# Supernovas y estrellas de alta masa: sus efectos sobre el medio interestelar

## Resumen

El presente trabajo analiza la interacción de los remanentes de supernova (RSNs) y de las estrellas de alta masa con el medio interestelar circundante. En particular, se tratan dos de los principales fenómenos asociados con dicha interacción: la formación estelar inducida en la periferia de los RSNs y de las regiones HII y los procesos radiativos que dan origen a la emisión a altas energías en los RSNs.

En primer lugar, se presenta un estudio multifrecuencia, en el infrarrojo y en numerosas líneas moleculares, de los mecanismos de formación estelar inducida en los alrededores de cuatro fuentes: el RSN W44, y las regiones HII G034.8-07, G45L y Sh2-173. Los cuatro objetos poseen evidencia de interacción con el gas circundante, condición indispensable para que ocurra la formación estelar inducida. En la segunda parte de esta Tesis, se presenta un estudio en la banda de radio del RSN TeV RX J1713.7-3946, el RSN más brillante en rayos  $\gamma$  hasta el presente y candidato como productor de rayos cósmicos. Este estudio forma parte de un trabajo en colaboración con investigadores del Service d'Astrophysique, DAPNIA, CEA, Saclay (Francia) realizado con el propósito de discernir el origen de la emisión a altas energías observada en dicho remanente. Finalmente, se presenta un estudio del medio interestelar en torno a la fuente HESS J1837-069 y se analiza la posibilidad de que la emisión TeV de dicha fuente esté originada en mecanismos hadrónicos.

Para llevar a cabo estos estudios, se analizaron observaciones en ondas milimétricas (transiciones moleculares) con alta resolución angular llevadas a cabo con el telescopio de disco simple ASTE, así como observaciones interferométricas de la emisión en el continuo de radio a 327 MHz realizadas con el interferómetro indio GMRT. Estas observaciones fueron complementadas con datos de archivo de alta calidad en radio, infrarrojo, óptico y rayos X, provenientes de bases públicas.

**Palabras claves:** remanentes de supernova - estrellas de alta masa - MIE: nubes moleculares - formación estelar - rayos cósmicos





---

# Supernovae and high mass stars: their effects on the interstellar medium

## Abstract

The present work analyzes the interaction of supernova remnants (SNRs) and high mass stars with the surrounding interstellar medium. In particular, two phenomena related to this interaction are considered: the triggered star formation in the periphery of SNRs and HII regions, and the origin of the high energy emission associated with SNRs.

This Thesis presents a multiwavelength study, based on infrared data and several molecular lines, of triggered star formation in the neighborhood of four sources: the SNR W44, and the HII regions G034.8-07, G45L and Sh2-173. All objects show evidence of interaction with the surrounding gas. The second part of this Thesis presents a radio continuum study of the SNR RX J1713.7-3946, the brightest one in  $\gamma$  rays emission until now, and candidate for producing cosmic rays. This study is part of an international collaboration with researchers of the Service d'Astrophysique, DAPNIA, CEA, Saclay (France) carried out with the purpose of determine the origin of the high energy emission observed towards this SNR. Finally, a molecular study of the interstellar gas around the  $\gamma$  rays source HESS J1837-069 is presented. The possibility that TeV emission of this source is originated in hadronic mechanisms is analyzed.

These studies were based on a detailed analysis of high resolution milimetric observations (molecular transitions) obtained with the single dish telescope ASTE and interferometric observations of the radio continuum emission at 327 MHz carried out with the GMRT interferometer. These observations were supplemented with high quality archive data in radio, infrared, optical and X rays, obtained from public databases.

**Key words:** supernova remnants - high mass stars - ISM: molecular clouds - star formation - cosmic rays



---

*“Siempre acabamos llegando adonde nos esperan”*

José Saramago, *Viaje del elefante*, 2008.



# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>XIV</b>
<b>1. El medio interestelar</b>	<b>1</b>
1.1. Gas y polvo entre las estrellas . . . . .	1
1.2. El hidrógeno atómico . . . . .	3
1.2.1. Densidad de columna del HI . . . . .	3
1.2.2. Determinación de distancias a partir del HI . . . . .	5
1.3. El gas molecular . . . . .	5
1.3.1. Emisión molecular . . . . .	6
1.3.2. La molécula de CO . . . . .	6
1.4. El polvo interestelar . . . . .	9
1.4.1. Extinción y enrojecimiento . . . . .	9
1.4.2. Distribución en tamaños y abundancia . . . . .	10
1.5. Nubes moleculares . . . . .	11
1.5.1. Formación de nubes moleculares . . . . .	12
1.6. Componente ionizada del MIE: regiones HII . . . . .	14
1.6.1. Interacción de regiones HII y nubes moleculares . . . . .	18
1.6.2. Las regiones HII como fuentes térmicas . . . . .	19
<b>2. Explosiones de supernovas: enriqueciendo el MIE</b>	<b>23</b>
2.1. Remanentes de supernova . . . . .	23
2.1.1. Evolución de un remanente de supernova . . . . .	26
2.1.2. Interacción de RSN con nubes moleculares . . . . .	28
2.1.3. Los RSNs a través del espectro electromagnético . . . . .	29
2.2. Emisión a altas energías de los RSNs . . . . .	33
2.2.1. Los rayos cósmicos . . . . .	34
2.2.2. La emisión gamma de los RSNs . . . . .	39
<b>3. Formación estelar: de las nubes a las estrellas</b>	<b>41</b>
3.1. Teorema del Virial: balance de presiones en las nubes moleculares . . . . .	41
3.1.1. Equilibrio de los complejos gigantes . . . . .	42
3.1.2. Turbulencia en las nubes moleculares gigantes . . . . .	44
3.2. Propiedades dinámicas de los núcleos moleculares . . . . .	45
3.2.1. Masa crítica . . . . .	45
3.2.2. Equilibrio y colapso gravitacional de los núcleos . . . . .	46
3.3. Evolución de las protoestrellas . . . . .	48
3.3.1. Tasas de acreción . . . . .	49
3.3.2. La fusión del deuterio y la convección . . . . .	49
3.3.3. Relación Masa-Radio . . . . .	49
3.3.4. Discos de acreción y “outflows” moleculares . . . . .	50

3.4.	Formación de estrellas de gran masa . . . . .	52
3.4.1.	Fases en la formación de estrellas de alta masa . . . . .	53
3.4.2.	Fases observables en la formación de estrellas de gran masa . . . . .	53
3.5.	Eventos disparadores de formación estelar . . . . .	54
3.6.	Observables en los procesos de formación estelar . . . . .	56
3.6.1.	Clasificación observacional de las fases evolutivas de un objeto estelar joven . . . . .	56
3.6.2.	Los modelos de Robitaille para las SED . . . . .	58
3.6.3.	Características de las líneas moleculares en las regiones de formación estelar . . . . .	60
<b>4.</b>	<b>Observaciones propias y relevamientos públicos</b>	<b>63</b>
4.1.	Observaciones propias . . . . .	63
4.1.1.	Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) . . . . .	63
4.1.2.	Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) . . . . .	63
4.1.3.	High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) . . . . .	65
4.2.	Bases de datos públicas: atlas y archivos . . . . .	65
<b>5.</b>	<b>Formación estelar en las cercanías del RSN W44:</b>	
	<b>IRAS 18542+0114</b>	<b>69</b>
5.1.	Introducción . . . . .	69
5.2.	Observaciones . . . . .	71
5.3.	Distancia a la región HII G034.8-0.7 . . . . .	71
5.4.	Emisión en el infrarrojo . . . . .	72
5.5.	Emisión molecular . . . . .	76
5.5.1.	El $^{12}\text{CO}$ J=3-2 . . . . .	78
5.5.2.	$^{13}\text{CO}$ J=3-2 y CS J=7-6 . . . . .	79
5.5.3.	Cinemática y dinámica de los “outflows” . . . . .	81
5.6.	Discusión . . . . .	83
5.6.1.	Distribución espectral de energía de la fuente IR1 . . . . .	86
5.6.2.	¿Cómo se inició la formación de IR1? . . . . .	87
5.7.	Resumen . . . . .	88
<b>6.</b>	<b>Estudio multifrecuencia de la región de formación estelar</b>	
	<b>IRAS 18544+0112</b>	<b>89</b>
6.1.	Introducción . . . . .	89
6.2.	IRAS 18544+0112 y su entorno . . . . .	89
6.3.	Análisis de la emisión molecular . . . . .	92
6.4.	¿Es IRAS 18544+0112 una región HII ultracompacta? . . . . .	94
6.5.	Búsqueda de HMPOs en IRAS 18544+0112 . . . . .	95
6.6.	Escenario posible . . . . .	97
6.7.	Resumen . . . . .	100
<b>7.</b>	<b>El MIE en torno a la región HII ultracompacta G45.45+0.06</b>	<b>101</b>
7.1.	Introducción . . . . .	101
7.2.	Datos observacionales . . . . .	101
7.3.	Resultados y discusión . . . . .	102
7.3.1.	Determinación de la distancia a G45L . . . . .	103
7.3.2.	El gas molecular . . . . .	104
7.3.3.	Las estrellas excitatrices de G45L . . . . .	107
7.3.4.	Formación estelar en torno a G45L . . . . .	110
7.3.5.	La estructura de G45L en tres dimensiones . . . . .	112
7.4.	Resumen . . . . .	112

---

<b>8. La región HII Sh2-173: ¿un sistema jerárquico de tres generaciones?</b>	<b>115</b>
8.1. Introducción . . . . .	115
8.2. Datos observacionales . . . . .	117
8.3. Sh2-173 y su entorno . . . . .	117
8.3.1. El gas ionizado . . . . .	117
8.3.2. El polvo . . . . .	118
8.3.3. El hidrógeno neutro . . . . .	121
8.3.4. Distribución de la emisión del CO . . . . .	122
8.4. Actividad de formación estelar . . . . .	126
8.5. El entorno a gran escala de Sh2-173 . . . . .	131
8.6. Resumen . . . . .	137
<b>9. Estudio en radio e infrarrojo del RSN TeV RX J1713.7-3946 (G347.3-0.5)</b>	<b>139</b>
9.1. Introducción . . . . .	139
9.2. Datos observacionales . . . . .	142
9.3. Estimación del flujo a 1.4 GHz de RX J1713.7-3946 . . . . .	142
9.4. Breve discusión sobre la implicancia del nuevo valor de flujo a 1.4GHz . . . . .	148
9.5. Primera imagen del RSN RX J1713.7-3946 a 327 MHz . . . . .	149
9.6. Resumen . . . . .	151
<b>10. Estudio del MIE en torno a la fuente de rayos gamma HESS J1837-069</b>	<b>152</b>
10.1. Introducción . . . . .	152
10.2. La fuente HESS J1837-069 . . . . .	152
10.3. Datos y Resultados . . . . .	153
10.4. Resumen . . . . .	155
<b>11. Conclusiones</b>	<b>157</b>
11.1. Formación estelar en la periferia de los RSNs y de las regiones HII . . . . .	157
11.1.1. El RSN W44 y la región HII G034.8-0.7 . . . . .	157
11.1.2. La región HII ultracompacta G45.45+0.06 . . . . .	158
11.1.3. La región HII Sh2-173 . . . . .	158
11.1.4. Conclusiones generales y trabajos futuros . . . . .	158
11.2. Aceleración de partículas en RSNs: . . . . .	159
11.2.1. EL RSN RX J1713.7-3946 . . . . .	159
11.2.2. La fuente HESS 1837-068 . . . . .	160
11.2.3. Conclusiones generales y trabajos futuros . . . . .	160



# Introducción

## Supernovas y estrellas de alta masa: sus efectos sobre el medio interestelar

En la última fase de la vida de una estrella de alta masa ( $M \geq 8 M_{\odot}$ ), el colapso gravitacional lleva a que la estrella explote como supernova. En este evento se libera al espacio en forma casi instantánea y en una región casi puntual, una energía del orden de  $10^{51}$  ergios. Después de la explosión, el material estelar eyectado que se mueve por el medio interestelar (MIE) a velocidades de hasta 10000 km/s origina una onda de choque que barre, comprime y calienta el material interestelar a temperaturas de millones de grados. Entre tanto el núcleo de la estrella que sobrevive tras la explosión como un objeto compacto, permanece por miles de años generando partículas relativistas y campos magnéticos en el medio circundante. Las eyecciones estelares, el núcleo compacto y el gas interestelar barrido constituyen lo que se denomina un Remanente de Supernova (RSN).

El estudio de los RSNs y su interacción con el MIE provee información crucial en muchos campos de investigación de la astrofísica. Estas ondas de choque expansivas aceleran partículas hasta velocidades relativistas, comprimen y calientan el gas ambiente (ionizándolo en algunos casos) y son una importante fuente de turbulencia del MIE. Tanto local como globalmente, los RSNs juegan un rol fundamental en el balance de ionización, en la morfología, la química y la dinámica de los diferentes constituyentes del MIE galáctico.

La poderosa acción sobre el MIE circundante generada por las explosiones de supernovas puede destruir o comprimir y fragmentar las nubes moleculares de su entorno y se ha predicho que a través de dicha compresión puede inducirse la formación de grumos autogravitantes que eventualmente podrían dar origen a nuevas estrellas si se dan las condiciones físicas necesarias para ello.

Los sitios más interesantes para investigar la formación de estrellas son las regiones donde se produce la interacción entre RSNs y nubes moleculares. Una buena revisión sobre el rol que juegan los RSNs en la formación estelar es el trabajo de Evans (1999). Elmegreen (2000) y Mac Low & Kleesen (2004) propusieron que el movimiento turbulento del gas en las nubes moleculares sería el fenómeno dominante que desencadena el nacimiento de estrellas, donde las SNs y sus remanentes tendrían el rol de posibles fuentes de turbulencia. El trabajo de Melioli et al. (2006) sin embargo, alerta sobre posibles deficiencias en el mecanismo. Los autores sugieren que la clave de la asociación entre RSNs y la formación estelar radica en la distancia a la que se encuentra la nube molecular de la explosión de SN. Si el gas molecular se halla demasiado cerca del RSN, los efectos del frente de choque en expansión del

---

RSN serían dispersivos y disruptivos erradicando toda posibilidad de generación de nuevas estrellas. Cabe mencionar que hasta el presente no se ha encontrado ninguna evidencia observacional directa de formación estelar inducida por un RSN en una nube molecular cercana.

Además de los RSNs, existen otros objetos que pueden iniciar la formación de estrellas. Elmegreen & Lada (1977) propusieron que la expansión de una región HII puede originar la formación estelar en su periferia a través del mecanismo de recolección y colapso de material circundante (mecanismo denominado “*collect and collapse*”). En este caso sí, numerosos estudios observacionales parecen confirmar este modelo de formación estelar (ej. Deharveng et al. 2003, Comerón et al. 2005, Zavagno et al. 2006, etc). Por otro lado, las estrellas de alta masa no se encuentran distribuidas aleatoriamente en el cielo, sino que forman parte de cúmulos o asociaciones de estrellas tempranas. Es decir que usualmente forman parte de complejos sistemas interactuantes que incluyen regiones de hidrógeno ionizado (HII), nubes moleculares y eventualmente RSNs de estrellas que evolucionaron más rápido. Estas interesantes regiones del cielo proporcionan un excelente escenario para el estudio del nacimiento de nuevas generaciones estelares a partir de la evolución y muerte catastrófica de otras cerrando así el ciclo de vida de las estrellas.

En la actualidad, resulta de gran interés confrontar los diferentes escenarios teóricos propuestos, aportando evidencia observacional de formación estelar tanto en la periferia de RSNs como en regiones HII.

Algunas de las contribuciones más relevantes donde se presentan revisiones del estado de conocimiento sobre formación estelar inducida y definen problemas pendientes son: las publicaciones de la conferencia “*Winds, bubbles and Explosions*” (ed. S.J. Arthur y W. J. Henney, 2003) y del Simposio N° 221 de la Unión Astronómica Internacional “*Star formation at high angular resolution*” (ed. M. Burton, R. Jayawardhana y T. Bourte, 2005), así como los trabajos de revisión “*Theory of star formation*” de McKee y Ostriker (2007) y “*Toward understanding massive star formation*” de Zinnecker y Yorke (2007). En estos trabajos se deja en claro que, a pesar del rol dominante que las estrellas de gran masa tienen en la evolución de la estructura galáctica, nuestra comprensión de su formación y evolución temprana es aún muy incompleta y por lo tanto un tema abierto.

En esta tesis se aborda el estudio de formación estelar inducida en diferentes entornos, tanto vinculados a RSNs como a regiones HII, a fin de explorar qué mecanismos físicos pueden favorecer más el nacimiento de estrellas nuevas. El estudio se extiende desde la microfísica de la formación estelar a través del estudio de los objetos estelares jóvenes de gran masa (las protoestrellas con sus discos de acreción, “outflows” moleculares y envolturas gaseosas asociadas), hasta la caracterización física de las grandes estructuras en el medio interestelar que alojan objetos o eventos “formadores de estrellas”. Para realizar estas investigaciones se utilizaron observaciones nuevas de líneas moleculares y datos públicos en el continuo de radio y en distintas bandas del infrarrojo.

El segundo aspecto que se investiga en esta tesis es el rol de los RSNs como aceleradores de rayos cósmicos. Los RSNs son la principal fuente de inyección de energía en el MIE de las galaxias. En sus frentes de choque pueden darse las condiciones necesarias para la aceleración de partículas hasta energías de los rayos cósmicos ( $E \geq 10^9$  eV) constituyéndose así en un laboratorio astrofísico natural único para el estudio de los mecanismos de aceleración de partículas con energías inalcanzables en los aceleradores terrestres.

Los RSNs son considerados como los principales candidatos para acelerar partículas hasta energías cercanas a la “rodilla” ( $\sim 10^{15}$  eV) en el espectro de energía de los rayos cósmicos. Esta afirmación es apoyada tanto por consideraciones teóricas como por evidencia observacional. Desde un punto de vista teórico existen modelos bien establecidos que explican cómo las partículas pueden ser aceleradas

---

en los frentes de choques de los RSNs hasta energías cercanas a los  $\sim 10^{15}$  eV (ver Malkov & Drury 2001; Hillas 2005). La evidencia experimental se basa principalmente en observaciones de radiación de sincrotrón en rayos X en numerosos RSNs indicando una población de electrones extendida hasta los  $\sim 100$  TeV. Recientemente, el telescopio Cherenkov H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) detectó emisión  $\gamma$  en el rango de los TeV de numerosos RSNs galácticos, tanto de tipo cáscara como de centro lleno, proveyendo una prueba observacional directa de esta hipótesis.

Tres mecanismos han sido propuestos para explicar el origen de la emisión de rayos- $\gamma$  a muy altas energías en los RSNs: a) bremsstrahlung no-térmico de electrones colisionando con el gas ambiente; b) Compton inverso de los electrones relativistas con los fotones de la radiación cósmica de fondo y c) el decaimiento de piones neutros creados durante la colisión de protones acelerados con núcleos del medio ambiente. Todos estos mecanismos fueron extensamente modelados para RSNs por numerosos autores (ej. Lazendic et al. 2004; Baring et al. 2005; Malkov et al. 2005; Porter et al. 2006; Ellison et al. 2007 y referencias allí citadas), pero en la actualidad aún no existen conclusiones determinantes respecto de la población de partículas responsables de la emisión  $\gamma$  a muy altas energías (Aharonian 2007). Una completa comprensión de los procesos físicos involucrados en la emisión de los rayos  $\gamma$  en los RSNs sólo puede ser alcanzada modelando el espectro desde las frecuencias de radio hasta los TeV.

En esta tesis se presenta un estudio en la banda de radio llevado a cabo como parte de una colaboración internacional del RSN RX J1713.7-3946, uno de los tres candidatos galácticos más firmes como productor de rayos cósmicos.

Para describir el marco teórico en el que se encuadran las investigaciones de esta tesis, en los próximos capítulos se presenta una puesta al día sobre características del medio interestelar, evolución de estrellas de gran masa incluyendo su interacción con el entorno y su final como SN, formación de estrellas nuevas y la emisión de los RSNs a altas energías. Luego se presentan los resultados obtenidos en las dos líneas de investigación que incluye esta tesis: la búsqueda de posibles protoestrellas en tres escenarios galácticos diferentes, a pequeña y a gran escala, y el estudio en dos casos distintos de RSNs con emisión en rayos  $\gamma$  de muy alta energía. El último capítulo incluye una recopilación de los resultados y la consideración de estudios futuros que permitirán extender y profundizar las líneas de trabajo iniciadas.

# Capítulo 1

## El medio interestelar

### 1.1. Gas y polvo entre las estrellas

El contenido de materia y energía que existe entre las estrellas dentro de una galaxia se denomina medio interestelar (MIE). El MIE es responsable de la atenuación en la intensidad lumínica de las estrellas.

La primera evidencia observacional de su existencia tuvo lugar a comienzos del siglo pasado con el descubrimiento de las líneas espectrales del CaII en la estrella binaria  $\delta$  Orionis por J. Hartmann en 1904. El descubrimiento de estas líneas espectrales, que eran el resultado de la ionización parcial del gas distribuido a través de toda la Galaxia, abrió una nueva área en el campo de la espectroscopía celeste y demostró que el espacio entre las estrellas no estaba vacío.

Según Spitzer (1978) el MIE está constituido por:

- Hidrógeno ( $H_2$ , HI, HII)
- Helio (HeI, HeII)
- Otros elementos (C, O, Ne, Mg, Fe, etc)
- Moléculas (CO, CS y otras)
- Polvo
- Rayos cósmicos
- Campos magnéticos
- Campos de radiación

La materia del MIE está compuesta por  $\sim 99\%$  de gas y  $\sim 1\%$  de polvo. A su vez la componente gaseosa está formada principalmente por hidrógeno ( $\sim 90\%$ ), tanto en su forma molecular, atómica e ionizada, helio ( $\sim 9\%$ ) y pequeñas cantidades de carbono, oxígeno, hierro, etc. Los elementos como el hidrógeno, helio y algunos otros pocos metales livianos del MIE (Li, Be) se formaron durante la nucleosíntesis primordial del universo. Los elementos más pesados (hasta el hierro) se sintetizaron en el interior de las estrellas que a través de sus vientos o explosiones de supernovas (SN) liberan

su contenido al MIE. En particular los elementos más pesados que el hierro sólo se sintetizan en el instante en que una estrella de gran masa ( $\geq 8M_{\odot}$ ) explota como SN.



**Figura 1.1:** La nebulosa Barnard 33 en Orión, también conocida como “Cabeza de Caballo”, es parte de una nube molecular que se recorta sobre la nebulosa de emisión IC 434, mostrando la complejidad y belleza del MIE Galáctico. Créditos: Adam Block (Caelum Observatory) Mt. Lemmon SkyCenter, U. Arizona.

Quizás uno de los mayores progresos en la comprensión del MIE se produjo en el año 1957 con el trabajo de M. Burbidge cuando por vez primera se sugirió la posibilidad de que el MIE y las estrellas estuvieran en permanente interacción. En la actualidad se sabe que el MIE se encuentra en constante transformación como resultado de su interacción con las estrellas, presentando una estructura altamente compleja, con temperaturas y densidades que varían mucho a través de la Galaxia.

El MIE puede encontrarse en tres fases, una fría formada por hidrógeno gaseoso atómico, molecular y granos de polvo, una fase templada con hidrógeno gaseoso atómico e ionizado, y una fase caliente con gas chocado por explosiones de supernovas, vientos de estrellas, etc (ver Tabla 1.1).

**Tabla 1.1:** Fases del MIE (Mathis 1990)

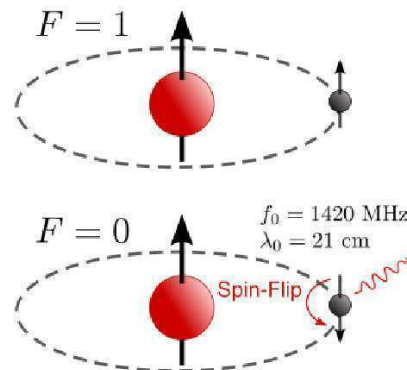
Medio	Fase	Estado de H	$n$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$T$ [K]
Nube molecular	Fría	$\text{H}_2$	$\geq 1000$	10-50
Nube de HI	Fría	H	30	100
HI difuso	Templado	H	0.1	8000
HII difuso	Templado	HII	0.03	$10^4$
Region HII	Templado	HII	$\geq 100$	$10^4$
Gas coronal	Caliente	HII	$10^{-3}$	$10^{6.5}$

La componente gaseosa del MIE se presenta tanto en forma difusa como en nubes. Las propiedades físicas de los átomos y las moléculas están determinadas por la temperatura local, la densidad volumétrica y la radiación estelar de su entorno. Las nubes densas de hidrógeno atómico (HI) son

frías con temperaturas cinéticas típicas que van desde los 50 hasta los 200 K. El gas de HI difuso y templado tiene temperaturas superiores a los 1000 K. Estimaciones del “factor de llenado” (una medida del grado de homogeneidad en la distribución de una componente en el espacio) del hidrógeno atómico indican que en la Vía Láctea el porcentaje de espacio interestelar galáctico ocupado por este elemento está entre un 20 % y 90 %. Este hecho establece el predominio del hidrógeno atómico en la dinámica y evolución del MIE de nuestra Galaxia.

## 1.2. El hidrógeno atómico

Nuestro conocimiento de las propiedades del HI Galáctico proviene principalmente del estudio de la emisión de la línea de 21 cm. Los primeros relevamientos de HI datan de 1951, siete años después de que van Hulst en 1944 predijera su existencia. En el átomo de hidrógeno, el momento magnético del protón interactúa con el campo magnético combinado generado por la rotación del electrón y por el momento magnético propio del mismo. En el estado excitado los momentos magnéticos del electrón y del protón son paralelos, mientras que en el estado fundamental, ambos momentos se alinean antiparalelamente (Fig. 1.2). La probabilidad de decaimiento resulta muy baja, el coeficiente de Einstein de dicha transición es  $A_{21} = 2.85 \times 10^{-15} s^{-1}$ , lo que corresponde a un tiempo de vida estable para el nivel superior de  $1.1 \times 10^7$  años. Esta baja probabilidad de decaimiento es compensada por la gran abundancia de HI en el MIE, lo cual explica la facilidad con la que esta línea es observada. En un gas a  $T \sim 100$  K, la probabilidad de decaimiento se reduce a unos 400 años.



**Figura 1.2:** Esquema del mecanismo de emisión de la línea de 21 cm del átomo de hidrógeno.

### 1.2.1. Densidad de columna del HI

A partir de la emisión de la línea de 21cm del HI es posible determinar la densidad de columna  $N(\text{HI})$ , parámetro de suma importancia en el estudio del MIE, pues aporta información de la distribución del gas y la extinción en una dirección dada.

Se derivará la expresión para la densidad columnar a partir de la forma usual de la ecuación de transferencia radiativa:

$$\frac{dI(\nu)}{ds} = j(\nu) - \kappa(\nu)I(\nu) \quad (1.1)$$

donde  $I(\nu)$  es la intensidad específica a la frecuencia  $\nu$ ,  $s$  es la distancia desde el observador a lo largo de la línea de la visual, y  $\kappa(\nu)$  y  $j(\nu)$  son el coeficiente de absorción y emisión, respectivamente.

En las longitudes de onda centimétricas tiene validez la aproximación de Rayleigh-Jeans, y es más conveniente usar  $T_B$ , la temperatura de brillo, la cual está relacionada linealmente con la intensidad específica de la fuente emisora:

$$I(\nu) = \frac{2\nu^2 k T_B}{c^2} \quad (1.2)$$

Así, la ecuación de transferencia radiativa en la línea de 21 cm del HI puede ser escrita como:

$$\frac{dT_B(\nu)}{d\tau(\nu)} = T_s - T_B(\nu) \quad (1.3)$$

donde  $T_s$  es la “temperatura de excitación” (a menudo llamada temperatura de spin para la línea de 21 cm) y es una medida de la emisividad del material y  $\tau$  es la opacidad a lo largo de la línea de la visual. En el límite para  $\tau$  grandes  $T_B = T_s$ , es decir la temperatura de brillo de un cuerpo negro es igual a su temperatura física.

Considerando el caso simple de una nube homogénea de HI a lo largo de la línea de la visual, la ecuación 1.3 es resuelta como:

$$T_B = T_{bg}(\nu)e^{-\tau(\nu)} + T_s(1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (1.4)$$

donde  $T_{bg}(\nu)$  es la temperatura de brillo de la radiación de fondo incidente del lado lejano de la nube y  $\tau(\nu)$  es la profundidad óptica a la frecuencia  $\nu$ :

$$\tau(\nu) = \frac{N(\nu)}{C \times T_s} \quad (1.5)$$

donde  $\nu$  está dada en  $\text{km s}^{-1}$  y  $C = 1.83 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} (\text{km/s})^{-1}$ .

Lo que realmente medimos en una observación es  $\Delta T_B(\nu) = T_B(\nu) - T_{bg}$ ,

$$\Delta T_B(\nu) = T_B(\nu) - T_{bg} = (T_s - T_{bg})(1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (1.6)$$

La ecuación 1.6 muestra que podemos observar el HI tanto en “emisión” como en “absorción” dependiendo de si  $T_s$  es mayor o menor que  $T_{bg}$ , respectivamente. En el primer caso, prevalece la emisión del HI más cercano frente a la posible atenuación que podría producir la radiación del HI que está detrás.

Para el caso  $\tau \ll 1$ , empleando las ecuaciones 1.4 y 1.5 e integrando  $T_B$  entre  $v_1$  y  $v_2$ , obtenemos la densidad columnar del hidrógeno en ese rango de velocidades,

$$N(HI) = 1.82 \times 10^{18} \int_{v_1}^{v_2} T_B(v) dv \text{ atomos cm}^{-2} \quad (1.7)$$

Finalmente, a partir de esta cantidad será posible deducir la masa del gas atómico de la nube en cuestión.

### 1.2.2. Determinación de distancias a partir del HI

La línea de 21 cm provee a los radioastrónomos una poderosa herramienta para estudiar nuestra Galaxia. A partir de un modelo simple de rotación diferencial para la Galaxia y observaciones de nubes de HI se puede trazar la curva de rotación de la Galaxia (ver ejemplo Brand & Blitz 1993). Dicha curva relaciona la velocidad radial, es decir la diferencia de velocidades entre el Sol y el objeto observado, proyectadas en la línea de la visual, con la distancia. La velocidad radial de una nube de HI se calcula, en las observaciones, por el corrimiento Doppler de la emisión de la línea de 21 cm de dicho objeto. Como la emisión de esta línea casi no sufre atenuación al atravesar el MIE, su relevamiento se usa para estudiar las regiones más lejanas de nuestra Galaxia permitiendo modelar su estructura y cinemática. Una vez conocida la curva de rotación Galáctica pueden estimarse distancias cinemáticas para diferentes estructuras de HI. La debilidad de la mayoría de estos modelos de rotación diferencial radica en que no consideran movimientos no circulares debido a turbulencias, sin embargo la aproximación de movimiento circular resulta apropiada para la mayoría de las direcciones Galácticas. Además sólo se aplica a gas co-moviéndose en el disco de la Galaxia.

La línea de 21 cm del HI también aporta información de distancias a objetos que emiten en radiocontinuo, como regiones HII o remanentes de SN, a través de la construcción de perfiles de absorción. Como se mencionó anteriormente, una nube de hidrógeno neutro observada contra una fuente brillante de fondo emitiendo en continuo de radio (Ec. 1.6), aparecerá en absorción si se dan las condiciones apropiadas para ello. La absorción dominará a la emisión cuando la temperatura de la fuente de continuo promediada sobre el haz de la antena,  $T_{bg}$ , sea mayor que la temperatura de spin,  $T_s$ , promediada sobre el mismo haz y cuando la profundidad óptica así lo permita.

La importancia de los perfiles de absorción en HI, radica en que a través de ellos podemos estimar cotas inferiores en las distancias a fuentes de radio continuo.

## 1.3. El gas molecular

La molécula más abundante del MIE es la molécula de hidrógeno. El  $H_2$ , a diferencia del HI, se concentra principalmente en densas nubes moleculares. La razón es que dicha molécula es destruida con facilidad por la radiación UV de las estrellas del entorno y es sólo en las nubes moleculares que el polvo interestelar actúa como pantalla evitando su disociación. Por otro lado, la superficie de las partículas de polvo presentes en dichas nubes, actúa como catalizadora del proceso de formación del  $H_2$  a través de colisiones entre átomos de HI. El estado de equilibrio del gas hidrógeno en las nubes se logra a través de un balance entre la formación y la disociación de la molécula de  $H_2$  y su abundancia relativa a la forma atómica varía mucho en el MIE.

La primera evidencia observacional de la existencia de moléculas en el MIE se obtuvo en el año 1935 cuando Russeil sugirió que la detección de bandas difusas interestelares en el visible podía estar asociada a la existencia de material molecular. Hasta ese momento los astrónomos habían tratado



sólo con emisiones atómicas y la existencia de condiciones propicias en el MIE para la formación de especies moleculares era aún motivo de debate en la comunidad astronómica. A fines de esa década se propuso que dichas bandas difusas podían corresponder a las moléculas de  $\text{CO}_2$ , y la posible existencia de  $\text{CH}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{NH}$ ,  $\text{CN}$  y  $\text{C}_2$  en el medio interestelar (Swings & Rosenfeld, 1937). La primera molécula interestelar detectada en ondas de radio fue el radical oxhidrilo ( $\text{OH}$ ) (Weinreb et al. 1963). Sin embargo, no fue sino hasta dos años más tarde con la detección de la emisión máser de  $\text{OH}$  (Weaver et al. 1965) que la existencia de moléculas en el espacio fue considerada un hecho sin discusión. En el año 1968 se detectó amoníaco ( $\text{NH}_3$ ) y agua ( $\text{H}_2\text{O}$ ), allanándose así el camino a la detección de moléculas cada vez más complejas en el MIE. Desde la detección de las primeras moléculas en el espacio se han descubierto más de 130 especies, siendo la mayoría de ellas orgánicas, tanto en estado sólido como gaseoso.

### 1.3.1. Emisión molecular

Bajo ciertas condiciones físicas, algunas moléculas pueden ser excitadas a través de procesos colisionales o radiativos. Algunas moléculas permiten obtener información precisa de la densidad del gas; como en el caso de  $\text{CS}$ ,  $\text{HCN}$  y  $\text{HC}_3$ . Otras, como el  $\text{NH}_3$ , permiten estimar la temperatura del MIE. En definitiva el estudio de la espectroscopía molecular permite conocer el estado físico de la fase molecular del MIE a través de la obtención de temperaturas y densidades de las especies moleculares observadas.

De particular interés resulta la transición del primer nivel rotacional excitado al estado fundamental de las dos especies isotópicas más abundantes del  $\text{CO}$ , las transiciones rotacionales del  $^{12}\text{CO}$  ( $J=1-0$ ) a 115.27 GHz y la del  $^{13}\text{CO}$  ( $J=1-0$ ) a 110.25 GHz. La observación de esta última transición es de gran importancia pues al ser ópticamente más delgada que la del  $^{12}\text{CO}$  permite estudiar las regiones internas y más densas de las nubes moleculares.

A pesar de que el  $\text{H}_2$  es la molécula más abundante del MIE, es casi indetectable en las bandas de radio y del infrarrojo debido a la falta de momento dipolar que hace que su emisión ocurra a energías en el rango de las transiciones prohibidas. La temperatura necesaria para excitar esta molécula es alta ( $\sim 510$  K) y las nubes moleculares son en general regiones mucho más frías. No obstante, bajo ciertas condiciones extremas, regiones de gas chocado, como por ejemplo en sitios de formación estelar o frentes de choques de RSNs, la molécula de  $\text{H}_2$  logra ser excitada y emite en ciertas líneas del infrarrojo cercano. Dada la dificultad de detección del  $\text{H}_2$  existe una manera indirecta de medir su distribución en el MIE a través de la detección de la molécula de  $\text{CO}$ . Dicha molécula es la siguiente en orden de abundancia, con una densidad relativa al  $\text{H}_2$  de aproximadamente  $10^{-5}$ . Por otro lado, el  $\text{CO}$  es mucho más estable que el  $\text{H}_2$  respecto de la disociación molecular por radiación UV.

### 1.3.2. La molécula de CO

La observación de las transiciones moleculares, en particular de las transiciones rotacionales de diferentes isótopos de  $\text{CO}$ , permite obtener información sobre la temperatura cinética, la densidad de columna del gas molecular y la masa de la nube en la que dicha molécula se encuentra inmersa.

La densidad columnar de una determinada especie molecular (atómica) se define como el número de moléculas (átomos) contenido a lo largo de la línea de la visual dentro de un cilindro imaginario cuya base tiene un área de  $1 \text{ cm}^2$ . Realizando la aproximación  $T_{ex}/\nu \gg 4.8 \times 10^{-11} \text{ K GHz}^{-1}$  se obtiene:

$$N_i = 2.07 \times 10^3 \frac{g_i \nu^2 T_{ex}}{g_s A_{si}} \int \tau dv \quad (1.8)$$

donde  $g_i$  ( $g_s$ ) es el peso estadístico del nivel inferior (superior),  $T_{ex}$  la temperatura de excitación y  $A_{si}$  es la probabilidad de que el nivel superior se despueble por emisión espontánea. La  $T_{ex}$  es un parámetro muy difícil de obtener. Para ello se recurre a la emisión de alguna molécula lineal que se encuentre cerca del equilibrio termodinámico local (ETL) lo cual implica que  $T = T_{ex}$ . Las transiciones rotacionales J=2-1 y 1-0 del  $^{12}\text{CO}$  generalmente se encuentran cerca del ETL, por lo que su observación es de gran utilidad para obtener la  $T_{ex}$ . De esta forma midiendo  $T_B$  de alguna de estas líneas se obtiene  $T_{ex}$  a través de:

$$T_{ex} = \frac{5.5}{\ln(1 + \frac{5.5}{T_B + 0.82})} \text{ K} \quad (1.9)$$

donde  $T_B$  es la temperatura de pico medida con ajuste gaussiano al perfil del  $^{12}\text{CO}$ .

Si además se considera  $\tau \ll 1$ , es decir el gas molecular es ópticamente delgado, lo cual es cierto para el  $^{13}\text{CO}$ , se tiene que  $T_{ex}\tau = T_B$ . Es así como llegamos a:

$$N_i = 2.07 \times 10^3 \frac{g_i \nu^2}{g_s A_{si}} \int T_B dv \quad (1.10)$$

Si queremos derivar la densidad columnar total de la molécula,  $N$ , la misma está relacionada con  $N_i$ , a través de la función de partición  $Q$  (Lang, 1978, pág. 161, ec. 3-125),

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{Q} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}}) \quad (1.11)$$

Para obtener la densidad columnar es necesario contar al menos con observaciones correspondientes a la transición rotacional J=1-0 provenientes de dos especies isotópicas del monóxido de carbono,  $^{12}\text{CO}$  y  $^{13}\text{CO}$ . La primera molécula mencionada genera una línea de emisión cuya frecuencia en reposo,  $\nu_{12}$  es  $\sim 115.271$  GHz y la segunda una línea con una frecuencia,  $\nu_{13}$ , de  $\sim 110.201$  GHz. Basados en los criterios propuestos por Dickman (1978), obtenemos  $T_{ex}^{12}$ ,  $\tau_{\nu}^{13}$  y  $N_{CO}^{13}$  que son la temperatura de excitación del  $^{12}\text{CO}$ , la profundidad óptica y la densidad de columna del  $^{13}\text{CO}$ , respectivamente. A partir de estas cantidades obtenemos la densidad columnar total del monóxido de carbono. Para ello es conveniente realizar las siguientes suposiciones:

(a) Todas las moléculas poseen una  $T_{ex}$  uniforme en su transición J=1-0 a lo largo de la línea de vista.

(b) Las distintas especies isotópicas tienen la misma  $T_{ex}$ , la que a su vez coincide con la temperatura cinética del gas ( $^{12}T_{ex} = ^{13}T_{ex} = T_{cin}$ ), es decir predominan los mecanismos colisionales.

(c)  $\tau^{12CO} \gg 1$  para J=1-0

(d)  $\tau^{13CO} \ll 1$  para J=1-0

(e) Las líneas del  $^{12}\text{CO}$  y el  $^{13}\text{CO}$  son emitidas dentro del mismo volumen.

Resolviendo la ecuación de transporte radiativo para el CO

$$T_B(\nu) = T_0 \left( \frac{1}{\exp(T_0/T_{ex}) - 1} - \frac{1}{\exp(T_0/2.7) - 1} \right) (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (1.12)$$

donde  $T_0 = h\nu/k$ . Para el  $^{13}\text{CO}$  que es ópticamente delgado se puede obtener la profundidad óptica como:

$$\tau(^{13}\text{CO}) = -\ln \left[ 1 - \frac{T_B^{13\text{CO}}}{5.289(e^{-\frac{5.289}{kT_{ex}}} - 0.164)} \right] \quad (1.13)$$

donde  $T_B$  es la temperatura de pico medida con ajuste gaussiano al perfil de  $^{13}\text{CO}$ . De esta forma, obtenemos una expresión para la densidad de columna del  $^{13}\text{CO}$  en función de la  $T_{ex}$  y de la profundidad óptica, que son dos parámetros que se obtienen de la medición de la transición J=1-0 del  $^{12}\text{CO}$  y del  $^{13}\text{CO}$ , respectivamente.

$$N(^{13}\text{CO}) = 2.6 \times 10^{14} \frac{T_{ex}}{1 - e^{-5.3/T_{ex}}} \int \tau(^{13}\text{CO}) dv \quad (1.14)$$

Suponiendo una profundidad óptica constante para la nube de CO la integral anterior puede escribirse como:

$$N(^{13}\text{CO}) = 2.6 \times 10^{14} \left[ \frac{\tau(^{13}\text{CO}) \Delta v T_{ex}}{1 - e^{-5.3/T_{ex}}} \right] \quad (1.15)$$

donde  $\Delta v$  es el ancho en velocidades del ajuste gaussiano al perfil de  $^{13}\text{CO}$ .

Una vez obtenida la densidad de columna del isótopo  $^{13}\text{CO}$  podemos estimar la densidad de columna del hidrógeno molecular  $\text{H}_2$ , teniendo en cuenta la abundancia relativa entre ambas especies observada por Guan et al. (2008):

$$\frac{N(\text{H}_2)}{N(^{12}\text{CO})} = 10^5 \quad (1.16)$$

$$\frac{N(^{12}\text{CO})}{N(^{13}\text{CO})} = 89 \quad (1.17)$$

Esta relación permite calcular masas y densidades volumétricas de las nubes moleculares. La masa de la nube molecular, considerando una abundancia relativa del 25 % de la masa del helio en la masa total está dada por:

$$M(\text{H}_2) = \mu m(\text{H}_2) N(\text{H}_2) d^2 \Omega \quad (1.18)$$

donde  $m(\text{H}_2)$  es la masa de una molécula de  $\text{H}_2$ ,  $d$  es la distancia,  $\Omega$  el ángulo sólido subtendido por la nube molecular y  $\mu$  el peso molecular medio.

A partir de la densidad columnar  $N(\text{H}_2)$  en una dada dirección se puede estimar la densidad columnar total  $N(\text{H}) = N(\text{HI}) + 2N(\text{H}_2)$  y la extinción en el visual a través de la expresión  $A_v = 0.56 N(\text{H}) + 0.23$ , con  $N(\text{H})$  en unidades de  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ .

En el caso de contar sólo con observaciones del isótopo ópticamente grueso  $^{12}\text{CO}$ , el método anterior no puede ser aplicado. En este caso las masas de las nubes moleculares pueden ser estimadas directamente por integración de la intensidad de línea del  $^{12}\text{CO}$  como:

$$W_{^{12}\text{CO}} = \int T(^{12}\text{CO}) dv \quad (1.19)$$

Para obtener la densidad de columna de  $N(\text{H}_2)$  empleamos la relación observacional propuesta por Digel et al. (1995):  $N(\text{H}_2)/W(^{12}\text{CO}) = 1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K kms}^{-1})^{-1}$ .

## 1.4. El polvo interestelar

La intensidad de la radiación óptica de las estrellas distantes es atenuada por el polvo interestelar. Si este efecto no fuera considerado, a una estrella observada se le asignaría una luminosidad más pequeña o una distancia más lejana que la real. El problema es aún peor debido a que los granos de polvo también enrojecen la radiación que pasa a través de ellos (dispersión Rayleigh). El contenido de polvo de la materia interestelar debe por lo tanto considerarse en la determinación de las dos propiedades básicas de una estrella, su luminosidad y su temperatura efectiva. La extinción y el enrojecimiento ocurren no sólo para las longitudes de onda del óptico, sino para todo el espectro electromagnético. La emisión del polvo producto del calentamiento por radiación estelar corresponde a emisión térmica de cuerpo negro. El polvo absorbe la radiación estelar, principalmente en las longitudes de onda del óptico, del ultravioleta y de los rayos-X, y la reemite en las longitudes de onda del infrarrojo lejano actuando como un agente enfriador y regulando así la temperatura del MIE.

### 1.4.1. Extinción y enrojecimiento

En primer lugar cuantificaremos la dependencia de la extinción con la longitud de onda. El brillo de una estrella a una dada longitud de onda se mide por  $m_\lambda$  o  $M_\lambda$ , su magnitud aparente y absoluta respectivamente. La presencia de polvo entre la estrella y la Tierra da lugar a la siguiente relación entre estas dos cantidades:

$$m_\lambda = M_\lambda + 5 \log \left( \frac{r}{10 \text{ pc}} \right) + A_\lambda \quad (1.20)$$

donde  $A_\lambda$ , un número positivo medido en magnitudes, es conocido simplemente como la extinción en la longitud de onda  $\lambda$ . Desde un punto de vista físico el fenómeno de extinción está regido por la ecuación de transferencia radiativa (ver ecuación 1.1).

La tendencia general del polvo a enrojecer objetos distantes implica que  $A_\lambda$  debe disminuir a medida que aumenta la longitud de onda, al menos en el régimen óptico. Considerando la ecuación 1.20 para la misma estrella en dos longitudes de onda diferentes  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  obtenemos:

$$(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}) = (M_{\lambda_1} - M_{\lambda_2}) + (A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2}) \quad (1.21)$$

El primer término del miembro derecho es el *color intrínseco* de la fuente medido entre  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  y la cantidad del miembro izquierdo se denomina *color observado*. La diferencia entre el *color intrínseco*

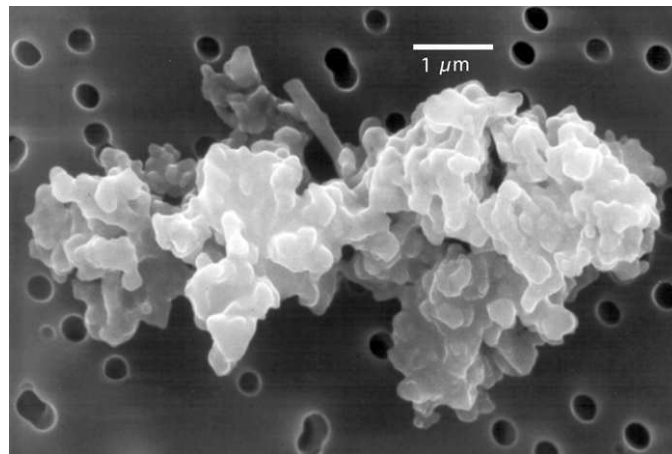
y el *color observado* es una medida del enrojecimiento conocida como *exceso de color*.

### 1.4.2. Distribución en tamaños y abundancia

Las características físicas del polvo interestelar son deducidas a través de sus efectos sobre la luz de las estrellas de fondo y a partir de su propia emisión. La mayoría de las observaciones sugiere que la estructura de los granos de polvo consiste en *núcleos* refractarios rodeados por finas capas de hielo. Los núcleos son ricos en silicatos tal como el mineral encontrado en las rocas terrestres. Los silicatos dan cuenta de la emisión de la línea de  $10\ \mu\text{m}$  detectada en observaciones del MIE a través de la excitación de un modo vibracional del SiO. Tradicionalmente se le había atribuido esta emisión a una excitación electrónica del grafito pero su no detección en cometas y meteoritos pone en duda esta interpretación. Las capas de hielo están formadas por una mezcla de hielo y otras partículas absorbidas del gas del entorno. Tales capas de hielo pueden persistir en el interior de las nubes moleculares frías, pero son sublimadas una vez que la temperatura de los granos excede los 100 K.

Los granos de polvo poseen tamaños típicos que van desde algunos nanómetros hasta unos pocos micrones.

Respecto a la distribución Galáctica del polvo, Jenkins & Savage (1974) mostraron que existe una gran correspondencia entre la densidad de columna del HI y el enrojecimiento por unidad de distancia. Estos autores hallaron que la densidad de columna promedio del MIE por magnitud de extinción óptica es del orden de  $7.5 \times 10^{21}$  átomos  $\text{cm}^{-2}$ . La densidad del polvo interestelar es extremadamente baja, del orden de  $10^{-9}$  partículas por  $\text{cm}^3$ .

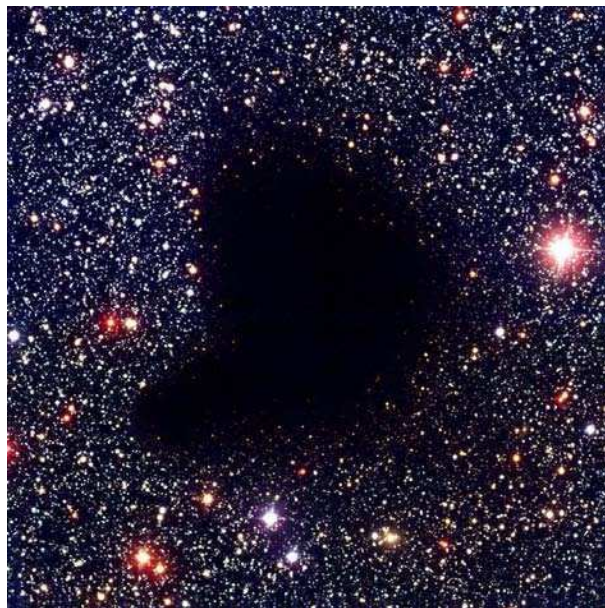


**Figura 1.3:** Fotografía de una partícula de polvo interplanetario.

Finalmente cabe destacar la importancia de la presencia del polvo en las nubes moleculares en el desarrollo de la química interestelar, pues al absorber la radiación UV de las estrellas, responsable de la disociación molecular, genera las condiciones físicas apropiadas para la formación de moléculas. De esta manera brinda la condición de apantallamiento necesaria para la formación de densas condensaciones moleculares al abrigo de la radiación UV, en donde nacen las estrellas.

## 1.5. Nubes moleculares

Una parte importante de la componente gaseosa y de polvo del MIE se agrupa en forma de nubes moleculares. La tabla 1.2 resume las propiedades físicas más importantes de las nubes moleculares galácticas. En ella se presenta una clasificación de distintos tipos de estructuras de gas molecular ordenadas de manera creciente en  $A_V$ , la extinción en las longitudes de onda visibles a través del interior de la nube. En primer lugar nos encontramos con las nubes difusas, que son entidades relativamente aisladas con cantidades comparables de hidrógeno atómico y molecular. El hecho de que la absorción en el visual esté cerca de la unidad sugiere que la mayoría de la radiación de las estrellas de fondo atraviesa dichos objetos. Este tipo de nube representa una fracción menor del gas interestelar y no existe evidencia observacional de formación estelar en ellas. Las nubes moleculares gigantes poseen masas del orden de  $10^5 M_\odot$  y tamaños típicos de 50 pc. Tanto las nubes de HI como las moleculares difusas pueden persistir largos períodos gracias al balance de presiones. Esto es, el movimiento térmico interno del gas es confinado por la presencia de un medio externo más templado que evita la dispersión de la nube. En las nubes moleculares gigantes la situación dinámica es completamente diferente. Aquí la principal fuerza cohesiva es la propia gravedad de la nube, mientras que la presión térmica interna juega un rol menor en el balance de fuerzas. Tales condiciones son claramente más favorables para la formación estelar, la cual se produce a través de condensaciones gravitacionales. En nuestra Galaxia casi el 80% del hidrógeno molecular reside en los complejos de nubes gigantes y aproximadamente la misma cifra se aplica para la formación estelar. Una nube gigante típica sobrevive  $\sim 3 \times 10^7$  años antes de ser destruida por los intensos vientos de las estrellas tempranas de tipos espectrales O y B en ella embebidas. En promedio, estas nubes transforman  $\sim 3\%$  de su masa en estrellas durante este tiempo. En la actualidad cada asociación OB Galáctica está relacionada a una nube molecular gigante. Estas nubes presentan una apariencia grumosa con regiones de altas densidades ( $\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) denominadas núcleos moleculares rodeadas por zonas de gas difuso.



**Figura 1.4:** Imagen óptica de la nube molecular Barnard 68. Esta gran concentración de gas y polvo absorbe casi por completo la luz de las estrellas ubicadas detrás, lo cual muestra su relativa cercanía a la Tierra ( $\sim 500$  años luz). Créditos: FORS Team, 8.2-meter VLT Antu, ESO.

**Tabla 1.2:** Propiedades físicas de las regiones moleculares en el medio interestelar (Stahler & Palla 2005)

Tipo de nube	$A_V$ [mag]	$n_{tot}$ [cm <sup>-3</sup> ]	$L$ [pc]	$T$ [K]	$M$ [M <sub>⊙</sub> ]
Difusa	1	50	3	50	50
Gigante	2	100	50	15	10 <sup>5</sup>
Oscura					
Complejo	5	500	10	10	10 <sup>4</sup>
Individual	10	10 <sup>3</sup>	2	10	30
Núcleos/Glóbulos de Bok	10	10 <sup>4</sup>	0.1	10	10

donde  $L$  es el tamaño típico de la estructura medido en parsecs<sup>1</sup>.

Las nubes oscuras, más pequeñas y más densas, presentan una extraordinaria variedad de tamaños (6 - 20 pc) y formas, con bordes altamente irregulares y apariencia filamentaria. La presencia de extensos y definidos filamentos fue apreciada ya en el año 1907 por Barnard cuando observaba la región de Tauro. En el interior de estas nubes también se dan las condiciones propicias para la formación estelar, sin embargo no existe evidencia de formación de estrellas de gran masa en su interior. Un ejemplo paradigmático y altamente estudiado de un complejo de nubes frías-oscuras con sus extensos filamentos y densos glóbulos es Ophiuchus. Se trata de un complejo cercano ( $\sim 520$  años luz) de nubes moleculares oscuras compuesto por estructuras filamentosarias extensas, gas difuso y condensaciones de gas con altas densidades. En particular, uno de estos fragmentos,  $\rho$  Oph, de  $\sim 1.5$  pc en tamaño y una masa total estimada en  $600 M_{\odot}$  es una de las pocas regiones activas de formación estelar cercana.

### 1.5.1. Formación de nubes moleculares

Los procesos físicos responsables de la formación de nubes moleculares en el MIE se basan en tres mecanismos principales: acumulación del gas en cáscaras y filamentos a través de choques con frentes expansivos, colisiones entre pequeñas nubes, y por último, inestabilidades hidrodinámicas en el medio ambiente.

**a) Compresión del gas ambiente a través de choques.** La presión del MIE varía al menos dos órdenes de magnitud en escalas temporales de  $10^4$  a  $10^7$  años como resultado de explosiones de supernovas (SNs), vientos de estrellas tempranas tipo OB o expansiones de regiones HII. De esta forma regiones de gas molecular chocadas por estos frentes en expansión al enfriarse formarán densas capas de material molecular que se moverá detrás de cada frente. A su vez, el alineamiento de las líneas de campo magnético perpendiculares a los filamentos gaseosos proveen una condensación de material por movimiento a lo largo de las líneas de campo.

**b) Aglomeración de pequeñas nubes (colisión nube-nube.)** Las colisiones entre nubes pequeñas dependen fuertemente de su tamaño relativo, velocidades, densidades y parámetro de impacto. A su vez, resulta fundamental distinguir si las colisiones involucran campos magnéticos.

<sup>1</sup>1 pc equivale a 3.26 años luz.

*Colisiones no magnéticas:* Una colisión entre dos nubes produce dos ondas de choque y una capa chocada de alta presión en la interfase. Por efecto de la presión en el frente de choque, esta capa es confinada en la dirección de la colisión y no en la dirección perpendicular, por lo que tiende a expandirse a lo largo del plano del choque. Esta expansión empuja el material de las zonas no superpuestas y convierte el choque original en una onda que puede recorrer ambas nubes. De esta manera la onda transfiere momento de la zona en donde las nubes se superponen a la zona no superpuesta y si en el comienzo de la colisión el momento total de la parte superpuesta era pequeño, la parte superpuesta permanecerá unida a las no superpuestas. Para que esto ocurra, el número de Mach relativo a ambas partes no debe ser superior a 2 (Hausman 1981). Colisiones más rápidas pueden producir fragmentación o rupturas que impiden la formación de mayores estructuras. Es así que en el caso de colisiones no magnéticas, sólo aquellas suficientemente lentas pueden generar nubes más grandes.

*Colisiones magnéticas:* Estas colisiones son más cohesivas debido a que las líneas de campo magnético de una nube pueden “enredarse” con las de otra nube transfiriendo rápidamente todo el momento de una a otra. Las nubes pueden quedar oscilando alrededor de las líneas de campo interconectadas e ir disipando lentamente su energía o eventualmente pueden colisionar con una disipación rápida de la misma. Los grumos observados en complejos de nubes moleculares gigantes (NMGs) podrían ser remanentes de nubes primordiales que se unieron para su formación. Debido a la suavidad con que esta unión se realiza sin posibilidad de rupturas, parece ser el mecanismo más favorable para la formación de las NMGs con estructura grumosa en su interior.

**c) Inestabilidades espontáneas en el medio ambiente.** Consideramos aquí tres tipos de inestabilidades.

*Inestabilidades térmicas:* Térmicamente el MIE está dominado por tres fases estables: las nubes moleculares y atómicas frías, regiones HI y HII cálidas y el medio caliente internube. Cualquier transición entre estas fases puede ser considerada una inestabilidad térmica que puede provocar cambios en la densidad, lo que culminará en la formación de estructuras. También estas inestabilidades provocan cambios en la composición molecular del medio, lo que genera otro tipo de inestabilidad. En conclusión, las inestabilidades térmicas e inestabilidades moleculares pueden inducir a la formación de nubes y sobre todo de las estructuras finas internas.

*Inestabilidades de Parker:* Son inestabilidades de tipo Rayleigh-Taylor que se dan en la capa gaseosa Galáctica, en donde los rayos cósmicos y la flotabilidad magnética representan el fluido ligero y el gas interestelar el fluido más pesado. Teniendo en cuenta la autogravitación del gas, la inestabilidad crece rápidamente permitiendo la condensación en todas las direcciones, aún en la dirección transversal a la del campo medio, logrando compresiones de altas densidades. Las longitudes características de estas inestabilidades son tales que las condensaciones que pueden generar se corresponden a los complejos de nubes más grandes.

*Inestabilidades gravitacionales:* estas inestabilidades pueden poseer una escala de longitud similar a las inestabilidades de Parker, por lo cual, como se dijo anteriormente, ambos mecanismos pueden actuar simultáneamente en la formación de las estructuras más grandes. Tomando en cuenta que la autogravitación es la fuerza dominante y que las inestabilidades que produce operan en las escalas de la longitud de Jean ( $\frac{1}{\rho^{1/2}}$ ), se puede concluir que a bajas densidades se producirán las estructuras más grandes, mientras que las estructuras jerárquicamente grumosas dentro de ellas son generadas a densidades altas. Dado que la autogravitación está presente, las inestabilidades gravitacionales operan en conjunto con los otros mecanismos.



## 1.6. Componente ionizada del MIE: regiones HII

En esta tesis la fase de gas ionizado del MIE merece un tratamiento detallado, ya que es especialmente importante en la investigación de la interacción de estrellas de gran masa con el medio interestelar.

Las estrellas de gran masa de tipo espectral O y B con masas  $\geq 8 M_{\odot}$  y temperaturas efectivas superiores a los  $2 \times 10^4$  K emiten una elevada cantidad de fotones con energías superiores al continuo de Lyman<sup>2</sup>, capaces de ionizar principalmente los átomos de hidrógeno de su entorno. Como consecuencia se forma alrededor de la estrella una región de gas ionizado separada del gas neutro por un frente de ionización (FI). Sin embargo, las estrellas no pueden ionizar una cantidad indefinida de material neutro, y esto se debe a que en el interior de la esfera ionizada tienen lugar procesos de recombinación en donde estos átomos recombinados absorben una fracción de los fotones emitidos por la estrella. El volumen de gas que la estrella puede ionizar está limitado al volumen en el cual la tasa total de recombinación es igual a la tasa de ionización. Este equilibrio ionización-recombinación, que depende de las propiedades de la estrella y de la densidad del medio ambiente, determina el radio de la llamada esfera de Strömngren que, una vez alcanzado dicho equilibrio, comienza su expansión por diferencia de presiones.



**Figura 1.5:** Un ejemplo paradigmático de una región HII es la Nebulosa Trífida ubicada aproximadamente a unos 3000 años luz de distancia de la Tierra. Créditos: Anglo-Australian Observatory, Fotografía por David Malin.

El modelo más sencillo para describir la expansión de este tipo de nebulosa considera una estrella de alta masa que nace dentro de una nube uniforme e ilimitada de hidrógeno atómico con densidad  $n_0$ . La velocidad de expansión del FI está dada por:

---

<sup>2</sup>E>13.6 eV.

$$\frac{dR}{dt} = \frac{J}{n_0} \quad (1.22)$$

donde  $J$  es el número de fotones que arriban al mismo por unidad de área y tiempo y  $R$  es el radio de la esfera ionizada. Por otro lado, la tasa de emisión de fotones de la estrella ( $S_*$ ) debe ser igual a la tasa con la que llegan al FI más la tasa con la cual son absorbidos por átomos neutros recombinados,

$$S_* = 4\pi R^2 J + \frac{4}{3}\pi R^3 n_0^2 \beta \quad (1.23)$$

donde  $\beta$  es el coeficiente de recombinación hacia niveles excitados. Se supone que el número de protones es igual al número de electrones ( $n_e = n_p = n_0$ ). Así  $J$  está dado por:

$$J = \frac{S_*}{4\pi R^2} - \frac{1}{3}Rn_0^2\beta \quad (1.24)$$

Reemplazando  $J$  en 1.22 se obtiene una expresión para la velocidad del FI,

$$\frac{dR}{dt} = \frac{S_*}{4\pi R^2 n_0} - \frac{1}{3}Rn_0\beta \quad (1.25)$$

Obviamente, la velocidad de expansión de la esfera de gas ionizado decrece a medida que su radio aumenta. El radio de Strömgren,  $R_s$ , es definido como el radio al cual la tasa de fotones ionizantes está en equilibrio con la tasa de fotones de recombinación en el volumen ionizado total, es decir haciendo  $J=0$  en la ecuación 1.24:

$$R_s = \left(\frac{3S_*}{4\pi n_0^2 \beta}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.26)$$

Una vez alcanzado el radio de Strömgren (tiempos típicos el orden de  $10^3$  años), el gas dentro de dicha esfera se calienta hasta alcanzar los  $10^4$  K por las colisiones entre los electrones libres y otras partículas del gas. El gradiente de presión entre el gas neutro exterior y el gas ionizado interior hace que la nebulosa comience la expansión propiamente dicha. Sin embargo, antes de considerar la evolución de la región HII en el estado posterior a alcanzar el radio de Strömgren, es instructivo considerar el estado final que puede ser alcanzado por la región HII. El gas ionizado se expande mientras su presión sea mayor que la presión del gas neutro circundante. La expansión cesará entonces cuando se haya alcanzado un equilibrio entre dichas presiones. La condición final de equilibrio puede ser expresada como:

$$2n_f k T_i = n_0 k T_f \quad (1.27)$$

donde  $n_f$  es la densidad final del gas ionizado,  $T_i$  y  $T_f$  son respectivamente la temperatura del gas ionizado ( $\sim 10^4$  K) y neutro ( $\sim 100$  K). El factor 2 de la ecuación 1.27 surge del hecho de que luego de la fotoionización, se tiene el doble de partículas (electrones y protones). La esfera de gas ionizado debe aún absorber todos los fotones UV ( $J=0$ ),

$$S_* = \frac{4}{3}\pi R_f^3 n_f^2 \beta \quad (1.28)$$

donde  $R_f$  es el radio final de la esfera de gas ionizado. De las ecuaciones 1.26, 1.27 y 1.28 obtenemos:

$$n_f = \frac{T_f}{2T_i} n_0 \quad (1.29)$$

y

$$R_f = \left( \frac{2T_i}{T_f} \right)^{\frac{2}{3}} R_s \quad (1.30)$$

Típicamente  $n_f/n_0 \sim 0.005$  y  $R_f/R_s \sim 34$

Trataremos ahora la evolución de una región HII desde el momento en que ha alcanzado el radio de Strömgren hasta que llega a su estado final de equilibrio de presiones (ver Fig. 1.6). En el primer estado,  $R \leq R_s$  el movimiento del FI es descrito por las ecuaciones anteriores. El gas ionizado está en reposo con respecto al gas neutro y ambos poseen la misma densidad  $n_0$ . En la segunda fase,  $R \geq R_s$  se forma un frente de choque (FC), que antecede al FI, producto de la expansión supersónica de la esfera de gas ionizado. Haremos aquí algunas suposiciones respecto de la naturaleza de la expansión de la región HII:

a) La capa de gas neutro chocado es delgada, así el radio  $R$  y la velocidad  $\dot{R}$  se referirán tanto al FI como al FC.

b) Supondremos uniforme la presión detrás del FC, tanto para el gas ionizado como para el gas neutro.

c) El gas neutro delante del FC está en reposo.

Teniendo esto en cuenta, la presión detrás del FC  $P_s$  es igual a la presión  $P_i$  en el gas ionizado que está dada por:

$$P_i = 2n_i k T_e = n_i m_H c_i^2 \quad (1.31)$$

donde  $T_e$  es la temperatura electrónica del gas ionizado,  $m_H$  la masa del átomo de hidrógeno y  $c_i$  es la velocidad del sonido en el gas ionizado. La presión  $P_s$  detrás de un choque isotérmico está relacionado con la velocidad del choque,  $\dot{R}$ , a través de:

$$P_s = n_0 m_H \dot{R}^2 \quad (1.32)$$

Así de las ecuaciones 1.31 y 1.32 tenemos:

$$\dot{R}^2 = \frac{n_i}{n_0} c_i^2 \quad (1.33)$$

Si consideramos  $J = 0$

$$S_* = \frac{4}{3} \pi n_i^2 R^2 \beta \quad (1.34)$$

Usando la definición de  $R_s$  (ecuación 1.26) y las ecuaciones 1.33 y 1.34 obtenemos:

$$R^{\frac{3}{2}} \dot{R}^2 = c_i^2 \left( \frac{3S_*}{4\pi\beta n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} = c_i^2 R_s^{\frac{3}{2}} \quad (1.35)$$

Empleando las variables adimensionales  $\xi = R/R_s$ ,  $N = c_i t/R_s$ , y  $\dot{\xi} = \dot{R}/c_i$  la ecuación 1.35 puede reescribirse como

$$\xi^{\frac{3}{2}} \dot{\xi} = 1 \quad (1.36)$$

Para resolver esta ecuación supondremos que el tiempo en el que la región HII alcanza el radio de Strömngren es una pequeña fracción de su tiempo de vida, esto es  $N=0$  en  $\xi = 1$ . Usando esta condición obtenemos dos soluciones

$$\xi = \left( 1 + \frac{7}{4}N \right)^{\frac{4}{7}} \quad (1.37)$$

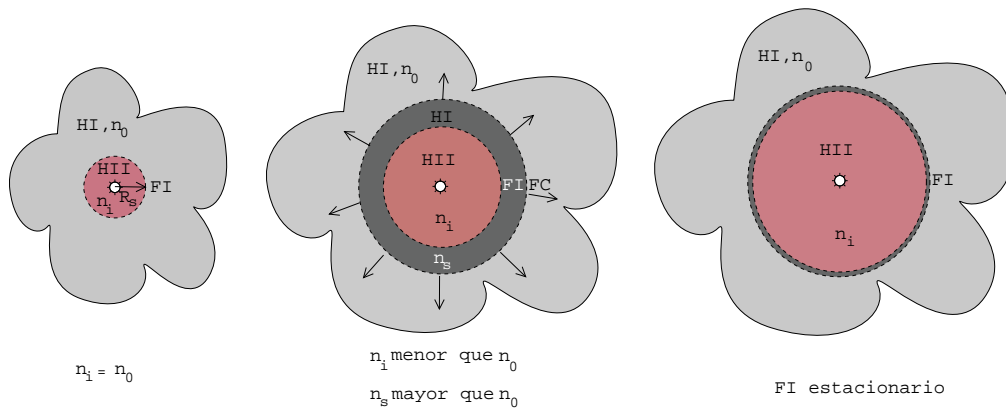
o

$$\dot{\xi} = \left( 1 + \frac{7}{4}N \right)^{-\frac{3}{7}} \quad (1.38)$$

Notar que la ecuación 1.38 implica que  $\dot{R} = c_i$  en  $N=0$ . Con estas dos ecuaciones tenemos descrita la evolución temporal de la región HII. La expresión final para la edad de la región HII está dada por:

$$t = \frac{4}{7} \frac{R_s}{c_i} \left[ \left( \frac{R}{R_s} \right)^{7/4} - 1 \right] \quad (1.39)$$

donde  $c_i=10 \text{ kms}^{-1}$  y  $R_s$  es el radio de la esfera de Strömngren dado por  $R_s = (3N_{uv}/4\pi n_0^2 \beta)^{1/3}$ , donde  $\beta=2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  es el coeficiente de recombinación del hidrógeno en todos los niveles por encima del fundamental.  $N_{uv}$  es el número total de fotones ionizantes por unidad de tiempo emitidos por las estrellas y  $n_0$  es la densidad ambiente original.



**Figura 1.6:** De izquierda a derecha esquema evolutivo de una región HII.

Es importante mencionar que la velocidad a la cual la región HII se expande es siempre supersónica respecto a la velocidad del sonido en el gas neutro  $c_n$  ( $c_i/c_n \sim 10$ ). De esta manera, la esfera de

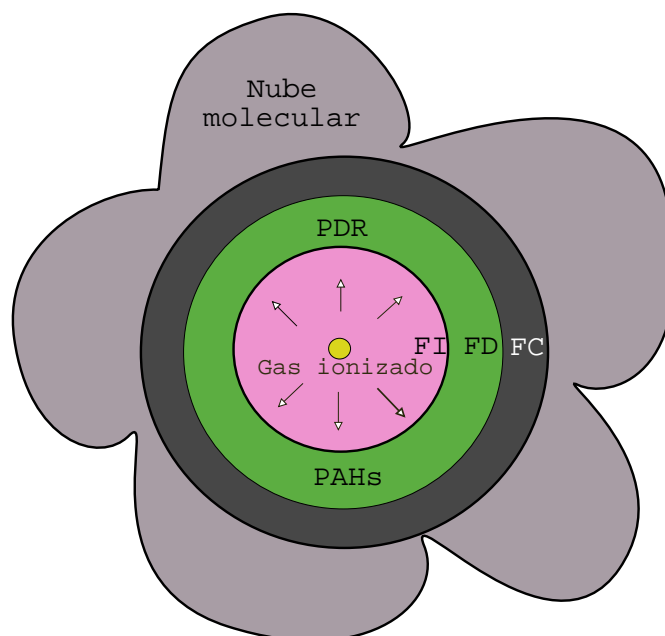
gas ionizado genera una onda de choque en el gas neutro. Como consecuencia, la velocidad del FI (referida al gas neutro) disminuye y la densidad del gas neutro que precede al FI aumenta. Por otro lado, el desarrollo recién descrito es estrictamente válido sólo para regiones HII sin partículas de polvo mezcladas con el gas. La presencia de granos de polvo, detectada observacionalmente en las regiones HII, produce un aumento en la absorción de los fotones ionizantes emitidos por la estrella y en consecuencia el radio de la región HII disminuye. Para un mejor tratamiento de este punto ver el Capítulo 5 del libro de Spitzer (1978).

### 1.6.1. Interacción de regiones HII y nubes moleculares

En general, las regiones HII se forman en los bordes o en el interior de las nubes moleculares. La zona de interface entre las regiones HII y el gas molecular se denomina región de fotodisociación (PDR, según su sigla en inglés). Las PDRs son zonas en donde la radiación del ultravioleta lejano (FUV, según su sigla en inglés) emitida por la estrella central, es lo suficientemente intensa como para disociar moléculas. En estas regiones el campo de radiación ultravioleta decrece a medida que nos internamos en la nube molecular. Las PDRs son regiones en donde el gas molecular y el polvo coexisten en una interrelación no del todo comprendida aún. Esquemáticamente existe una estructura estratificada en la cual tenemos primero hidrógeno ionizado en la región HII, luego hidrógeno recombinado neutro, y finalmente moléculas de  $H_2$ . En la sección 1.6 definimos el FI y el FC, que antecede al primero, en una región HII. En este punto es importante mencionar que además de estos dos frentes existe un tercero denominado frente de disociación (FD; ver Fig. 1.7) formado por fotones del FUV capaces de disociar moléculas (Diaz-Miller et al. 1998). A medida que la región HII se expande en torno a una estrella de alta masa, emerge el FC precediendo al FI. Este FC barre el medio ambiente y se forma una cáscara densa de gas y polvo en la periferia de la región HII. Roger & Dewdney (1992) y Diaz-Miller (1998) estudiaron la expansión de una región HII y su correspondiente PDR resolviendo la ecuación de transferencia radiativa para fotones UV y FUV. A pesar de que estos trabajos no incluyeron hidrodinámica encontraron que el FI gradualmente supera al FD, esto significa que el FI y el FC lentamente ingresan en el gas molecular no disociado. Hosokawa & Inutsuka (2005) mostraron que una densa cáscara de gas se forma entre el FI y el FC, y que este gas es inicialmente atómico pero luego gradualmente dominado por moléculas. Esto se debe a que en cierto momento de la expansión de la región HII, el FC supera al FD y encuentra en su camino material molecular.

La PDR está compuesta principalmente por pequeños granos de polvo y por los hidrocarburos policíclicos aromáticos (PAH, según su sigla en inglés).

Existe una gran variedad de estas moléculas en la Tierra, se forman con la quema incompleta de los combustibles fósiles. En el espacio, los PAHs se forman a través de los mismos procesos que dan lugar a la formación de los granos de polvo en las nubes oscuras y fueron observados por primera vez en los entornos de las estrellas que atraviesan el período evolutivo denominado “rama asintótica gigante” (AGB, según su sigla en inglés) ricas en carbono (Latter 1991). Se forman a partir de moléculas orgánicas pequeñas en presencia de la fuerte radiación UV de las estrellas de alta masa. En analogía con la formación de partículas de hollín en la Tierra, se cree que la formación de los pequeños granos de polvo en las eyecciones de las estrellas AGB ricas en carbono se da a través de los bloques centrales de PAHs. Estudios teóricos sobre la formación de los PAHs en los entornos de las AGB fueron llevados a cabo por Cherchneff, Barker & Tielens (1992). Su gran estabilidad, la elevada tendencia de los combustibles aromáticos a formar partículas de hollín y la similitud estructural de los átomos de carbono de los PAHs y del hollín, sugiere que los PAHs son los bloques (núcleos de condensación) de las partículas de hollín. Alternativamente, los PAHs se forman en las PDRs que bordean las regiones HII



**Figura 1.7:** Esquema estratificado de una región HII expandiéndose supersónicamente en el interior de una nube molecular. Durante dicha expansión se forman tres frentes, el frente de ionización (FI), el frente de disociación (FD) y el frente de choque (FC). Detrás del FC (región en gris oscuro) se genera una zona de gran turbulencia y alta densidad que posiblemente formará grumos de material molecular candidatos a albergar nuevas estrellas.

(Cernicharo 2004). Los choques interestelares pueden también ser una importante fuente de producción de PAHs a través de la fragmentación de granos de grafito. La colisión entre granos grandes y pequeños es el mecanismo por el cual se produce la destrucción de granos. Las explosiones de supernova (ver Capítulo 2) poseen fuertes ondas de choque que al interactuar con el MIE pueden dar lugar a este tipo de proceso; sin embargo la evidencia observacional al respecto es escasa. Los PAHs absorben radiación en el espectro del ultravioleta y re-emiten fotones a mayores longitudes de onda, en el infrarrojo, principalmente entre 6 y 8  $\mu\text{m}$ , a través del proceso de fluorescencia. La radiación de las estrellas ilumina los PAHs que existen en toda nube molecular; pero también contribuye a la producción y a la disociación de estas macromoléculas orgánicas (Le Page, Snow & Bierbaum 2003). En las cercanías de las regiones HII, la emisión de PAHs evidencia la zona de interfase entre dichos objetos y el gas molecular circundante.

### 1.6.2. Las regiones HII como fuentes térmicas

Las regiones HII, formadas principalmente por gas ionizado y granos de polvo calentado, son observables en un amplio rango de longitudes de onda, desde el ultravioleta hasta el dominio de radio. Diferentes mecanismos de emisión están presentes en estos objetos aunque todos ellos son responsables de diferentes tipos de emisión térmica. Los átomos son ionizados continuamente por la radiación de la estrella central y, a su vez, los electrones libres y los iones se recombinan. En el proceso de recombinación de un electrón y un ion, el electrón va saltando en cascada hacia los estados de

menor energía, emitiendo *líneas de recombinación*. Las más intensas son las del hidrógeno, helio (HeI) y oxígeno ionizado una vez (OII). Por otra parte, se emite también radiación en el continuo, producida por interacciones entre partículas cargadas no ligadas. Debido a que las partículas son libres, sus estados de energía no están cuantizados y la radiación resultante de esta aceleración es continua sobre el espectro. Esta emisión, conocida como radiación libre-libre, es importante en el dominio de radio. Por otro lado la radiación de la estrella central calienta los granos de polvo existentes en la región que emiten principalmente en el infrarrojo lejano.

■ *Radiación libre-libre:*

En un medio ionizado (plasma) los electrones y los protones experimentan una aceleración, debido a la interacción electrostática cuando pasan uno cerca del otro. Durante cada una de estas colisiones parte de la energía cinética es radiada. Esta radiación se conoce como *radiación libre-libre* (“free-free”), también de *bremstrahlung* (radiación de frenado) *térmico*. La interacción entre electrones y protones es la responsable principal de este tipo de radiación.

Existen varios parámetros que pueden derivarse de las observaciones del continuo, tales como la cantidad de masa ionizada, densidad electrónica y medida de emisión máxima.

La intensidad de la radiación emitida por un punto  $(x, y)$  ubicado en la superficie de la región HII está dada por la temperatura de brillo equivalente en ese punto  $T_b(x, y)$  dada por:

$$T_b(x, y) \sim T_e(x, y)\tau(x, y) \quad \text{para } \tau \ll 1 \quad (1.40)$$

donde  $T_e$  es la temperatura electrónica y  $\tau$  es la profundidad óptica. Una fórmula aproximada para la profundidad óptica es:

$$\tau \sim 8.235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)^{-1.35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2.1} \left(\frac{E}{\text{pc cm}^{-6}}\right) \quad (1.41)$$

donde la medida de emisión  $E$  de una nube de densidad electrónica  $N_e(\text{cm}^{-3})$  y una dimensión  $L$ , dada en parsecs, a lo largo de la línea de la visual, está definida como:

$$E = \int N_e^2 ds \quad (1.42)$$

Para simplificar el problema supondremos que la temperatura electrónica es la misma en toda la región. Reemplazando la ecuación de  $\tau$  en la expresión de  $T_b$ , obtenemos:

$$T_b = 8.235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)^{-0.35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2.1} \int N_e^2(x, y, r) dr \quad (1.43)$$

donde  $r$  es una coordenada en dirección de la línea de la visual.

Dado que la temperatura de brillo de una región HII depende de la densidad electrónica ( $N_e$ ) al cuadrado, cualquier determinación de la masa ionizada y de la densidad promedio del hidrógeno ionizado va a depender fuertemente del modelo que se use para la distribución de la densidad volumétrica. Considerando el modelo más sencillo propuesto por Mezger & Henderson (1967), que supone a la región HII con densidad electrónica constante  $N_0$  dentro de una esfera de diámetro aparente  $\theta_{esf}$  y cero en otro lugar, obtenemos la siguiente expresión para la densidad electrónica promedio,

$$\left(\frac{N_0}{\text{cm}^{-3}}\right) = 3.3 \cdot 10^2 \left(\frac{T_e}{10^4 \text{ K}}\right)^{0.175} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{0.05} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^{-0.5} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}}\right)^{0.5} \left(\frac{\theta_{esf}}{\text{arcmin}}\right)^{-1.5} \quad (1.44)$$

donde  $\theta_{esf}$  es el diámetro aparente de la esfera.

Esta ecuación permite calcular la densidad electrónica promedio de un región HII si su densidad de flujo  $S_\nu$ , su tamaño angular aparente  $\theta$ , su temperatura electrónica  $T_e$  y su distancia  $D$ , son conocidos.

La máxima medida de emisión en el centro de la fuente está dada por:

$$E_{max} = 0.291 \left(\frac{N_0}{\text{cm}^{-3}}\right)^2 \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right) \left(\frac{\theta_{esf}}{\text{arcmin}}\right) \quad (1.45)$$

Una vez conocida la medida de emisión es posible determinar la frecuencia de cambio o “*turn over*”, es decir la frecuencia a la cual el plasma emisor pasa de ser ópticamente grueso a ópticamente fino, reemplazando por  $\tau=1$  en la ecuación de  $\tau$ . El espectro de una región HII homogénea es, a baja frecuencia, el de una fuente térmica opaca (ley de Rayleigh-Jeans), con índice espectral +2, mientras que a alta frecuencia el espectro es prácticamente plano de modo que su densidad de flujo casi no depende de la frecuencia (índice espectral entre -0.1 y 0.0).

Otro parámetro importante que puede ser derivado a partir de la densidad de flujo de la fuente es la cantidad de fotones necesarios para mantener la región HII ionizada. Esta cantidad se encuentra dada por (ver ejemplo de Chaisson 1976):

$$N_\nu = 0.76 \times 10^{47} \left(\frac{T_e}{10^4 \text{ K}}\right)^{-0.45} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{0.1} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^2 \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}}\right) \quad (1.46)$$

Comparando  $N_\nu$  con la cantidad de fotones ionizantes que emite la estrella es posible determinar si la estrella tiene suficiente cantidad de fotones como para mantener ionizada la región HII.

- *Líneas de recombinación:*

Las líneas de recombinación del hidrógeno más conocidas son  $H_\alpha$  y  $H_\beta$  (transiciones del nivel principal  $n=3-2$  y  $n=4-2$ , respectivamente) y ambas se observan en longitudes de onda ópticas. Las transiciones que ocurren entre niveles con números cuánticos principales superiores ( $n > 40$ ) dan lugar a líneas de recombinación cuya frecuencia se encuentra en la banda de radio. Estas emisiones se llaman líneas de recombinación de radio (RRL, según su sigla en inglés).

A partir de las RRL se puede determinar la distancia a la fuente a través de la velocidad central de la línea y el uso de un modelo de rotación Galáctico.

- *Emisión térmica del polvo interestelar:*

Además de gas ionizado, en una región HII podemos encontrar partículas de polvo interestelar. Algunos de los fotones UV emitidos por la estrella central ionizarán los átomos de hidrógeno del MIE, pero otros calentarán los granos de polvo que luego reemitirán en un amplio rango del espectro infrarrojo (IR). Esta emisión del polvo puede producirse en el continuo o en líneas del IR, dependiendo del mecanismo implicado. Por otro lado, la emisión en el infrarrojo suele dividirse en tres regiones del espectro: IR cercano ( $0.7-5\mu\text{m}$ ), medio ( $5-25\mu\text{m}$ ) y lejano ( $25-200\mu\text{m}$ ). La emisión en el continuo del IR cercano y medio es producida por granos de tamaños típicos entre  $5-50\text{Å}$ . Los fotones UV de la estrella de alta masa calientan los granos de polvo a una temperatura pico que depende de la energía del fotón y del tamaño del grano, que emitirá radiación térmica en



el IR cercano y medio enfriándose hasta la próxima colisión. Por otro lado, los granos con tamaños del orden de  $0.01 \mu\text{m}$  o más, son fríos y reirradian la mayor parte de la energía absorbida en el rango del IR lejano del espectro. La radiación en el IR lejano representa  $\sim 30\%$  de la luminosidad total de la Galaxia (Cox & Mezger 1989) y proviene principalmente del polvo calentado por la radiación de las estrellas tempranas generadoras de las regiones HII. Cerca de la estrella de alta masa los granos pequeños son destruidos por sublimación por la intensa radiación; pero los granos de mayor tamaño sobreviven aún cerca de la estrella (Arthur et al. 2004). Así es que podemos observar el interior de las regiones HII en el IR lejano. A partir de observaciones en el IR lejano pueden estimarse la temperatura y la masa del polvo de una región HII. Adoptando parámetros estándar para los granos de polvo (Draine & Lee 1984), la temperatura y masa del polvo pueden derivarse de la siguiente forma (ej. Draine 1990)

$$T_d = (95.94 / \ln B_n) \text{ K} \quad (1.47)$$

y

$$M_d = m_n S_{60} D_{kpc}^2 (B_n^{2.5} - 1) M_\odot \quad (1.48)$$

con  $B_n = 1.667^{3+n} S_{100}/S_{60}$ , donde  $S_{60}$  y  $S_{100}$  corresponden a las densidades de flujo a 60 y 100  $\mu\text{m}$ , respectivamente, obtenidas de observaciones realizadas con el telescopio satelital infrarrojo IRAS. El parámetro  $n$  está relacionado con la eficiencia de absorción del polvo ( $\kappa_\nu \sim \nu^n$ , normalizado a  $40 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  a  $100\mu\text{m}$ ), que generalmente se toma igual a 1.5, para lo cual  $m_n = 0.3 \times 10^{-6}$ .

## Capítulo 2

# Explosiones de supernovas: enriqueciendo el MIE

Las estrellas masivas terminan sus vidas violentamente a través de explosiones de supernovas, perturbando y enriqueciendo el medio interestelar que las rodea. En este capítulo se tratará brevemente el fenómeno de colapso gravitatorio de la estrella y su posterior explosión, las distintas fases por las que atraviesa el RSN, la interacción de los restos en expansión con las nubes moleculares de su entorno y la radiación proveniente de estos objetos desde las bandas de radio hasta las altas energías.

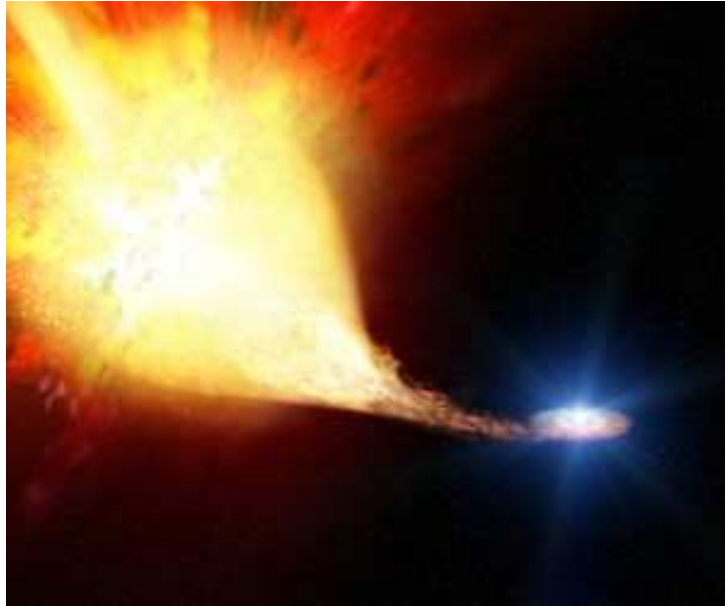
### 2.1. Remanentes de supernova

*“El día chi-chbou del quinto mes del primer año del reinado de Chi-Ho (4 de julio de 1054) apareció en el sudeste de Thien-K’uan una estrella que medía varios centímetros. Al cabo de un año se desvaneció.”*

La cita pertenece a los Anales de la dinastía Sung del historiador chino Toktagu y describe la observación de la supernova del año 1054 actualmente conocida como la Nebulosa del Cangrejo.

El fenómeno del final catastrófico de una estrella puede darse en un sistema binario de estrellas de baja masa formando las denominadas supernovas de tipo Ia. La teoría más aceptada con respecto a este tipo de supernovas sugiere que son el resultado de la acreción de masa por parte de una enana blanca de carbono-oxígeno de una estrella compañera, generalmente una gigante roja. Esto puede suceder en sistemas estelares binarios muy cercanos. Ambas estrellas tienen aproximadamente la misma edad y los modelos predicen que casi siempre tendrán una masa semejante. Pero normalmente hay una más masiva que la otra y ligeras diferencias en este aspecto hacen que la de mayor masa muera antes que la estrella menor. Si las estrellas tienen menos de  $\sim 8 M_{\odot}$  formarán enanas blancas. Debido a todo esto es muy frecuente que en las etapas finales del sistema binario haya una enana blanca orbitando junto a una gigante roja también agonizante y con sus capas exteriores muy expandidas. Esta cubierta, básicamente de hidrógeno y helio, está poco cohesionada gravitatoriamente, por lo que es capturada fácilmente por la enana blanca. Alrededor de cada estrella hay un perímetro de influencia en el cual vence la fuerza gravitatoria de una o de la otra y toda la materia contenida en su zona de influencia será atraída hacia ésta. El material tiene que depositarse sobre la enana blanca con la suficiente rapidez para que no se encienda la capa superficial de hidrógeno, en cuyo caso se producirían novas. Si el ritmo de acreción es el adecuado, la enana blanca pronto alcanzará el límite de Chandrasekhar ( $\sim 1.4 M_{\odot}$ ),

momento en el cual los electrones degenerados ya no son capaces de sostener el objeto. El aumento de presión resulta en el colapso termodinámico de la estrella cuyas temperaturas se disparan hasta llegar a iniciar la fusión del carbono en el núcleo de la estrella. Esta ignición es completa empezando en su centro y extendiéndose rápidamente hasta las capas más externas. Las turbulencias generadas por la inestabilidad de tipo Rayleigh-Taylor parecen ser causa de una rápida propagación de la llama de ignición en todo su volumen. Se desconoce cómo dicha ignición pasa de ser una deflagración subsónica a una detonación supersónica.



**Figura 2.1:** Imagen simulada mostrando la acreción de materia en un sistema binario en donde la explosión de la enana blanca dará lugar a una supernova de tipo Ia.

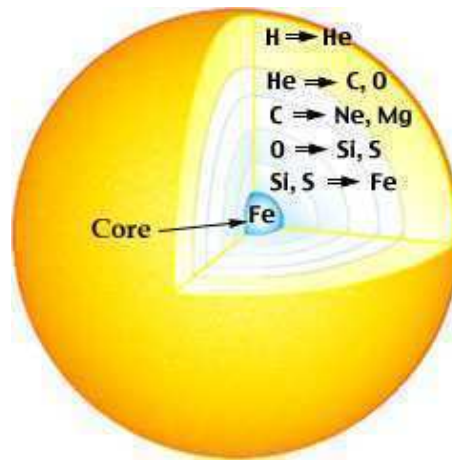
Durante la detonación se fusiona, en cuestión de segundos, una cantidad de carbono que a una estrella normal le llevaría cientos de años. Esta increíble energía libera una colosal onda de choque que destruye la estrella expulsando toda su masa a velocidades de alrededor de 10.000 km/s. La energía liberada en la explosión también causa un aumento extremo en su luminosidad siendo este tipo de supernovas las más luminosas de todas. Normalmente no queda ni rastro de la estrella que originó el cataclismo, sólo restos de gas y polvo calentados en rápida expansión.

El parecido en las formas y en la magnitud de las curvas de luz de todas las supernovas de tipo Ia observadas hasta la fecha, ha hecho que sean utilizadas como medida estándar de luminosidad en la astronomía extragaláctica, lo que en términos astrofísicos se llama una candela estándar. Su alta luminosidad permite detectarlas en galaxias muy lejanas ayudando a inferir distancias de objetos que, de otra manera, sería imposible calcular, lo que ha revolucionado la cosmología observacional. La razón de la similitud en la curva de luminosidad parece estar relacionada con el hecho de que las condiciones iniciales en que se generan estos fenómenos son casi idénticas.

El segundo escenario en donde puede darse una explosión de supernova es al final de la vida de una estrella cuya masa supere las  $8 M_{\odot}$ . Son las llamadas supernova de tipo II, Ib y Ic. Durante esta explosión la estrella libera más de la mitad de su masa al medio circundante a velocidades del orden de  $\sim 1\%$  de la velocidad de la luz y posee un brillo tan intenso que se compara al de la propia galaxia que la alberga.

Brevemente, la evolución de una estrella de alta masa puede resumirse en las siguientes etapas. En el núcleo de la estrella, el hidrógeno se fusiona en helio y la energía térmica liberada crea una presión hacia el exterior que mantiene el núcleo en equilibrio hidrostático evitando el colapso gravitacional. Cuando el hidrógeno del núcleo se agota, disminuye la presión hacia el exterior. El núcleo empieza a derrumbarse, causando un aumento de la temperatura y la presión que se hace suficiente como para encender el helio hacia la fusión del ciclo de carbono, creando así suficiente presión hacia el exterior que nuevamente detiene la caída. El núcleo se expande y se enfría ligeramente, con una fusión de hidrógeno en la capa exterior, y una fusión de helio en el centro más caliente y a mayor presión (otros elementos como el magnesio, el azufre y el calcio también se crean y, en algunos casos se queman en estas nuevas reacciones).

Este proceso se repite varias veces, y cada vez que el núcleo se derrumba, la caída se detiene por un nuevo proceso de fusión en el que participan elementos más pesados y a temperaturas y presiones cada vez mayores. La estrella adquiere una estructura de capas, con los elementos más pesados hacia el centro, tal como se muestra en la Fig. 2.2.



**Figura 2.2:** Diagrama simplificado que muestra una sección transversal de una estrella de alta masa hacia el instante final de su evolución. Como resultado de la fusión de silicio aparece un núcleo inerte de Hierro (Fe). Una vez que este núcleo alcanza la masa de Chandrasekhar, ya no puede sostener su propio colapso gravitatorio generando una explosión de supernova.

Esta escalada culmina con la producción de  $\text{Ni}^{56}$ , que no está en condiciones de producir energía a través de la fusión; pero sí de producir  $\text{Fe}^{56}$  a través de la desintegración radioactiva. Como resultado de ello, se forma un núcleo de hierro-níquel que no puede producir más presión hacia el exterior para sostener el colapso gravitatorio del resto de la estructura. Si la estrella es lo suficientemente masiva, el núcleo de hierro-níquel eventualmente superará el límite de Chandrasekhar, momento en que se produce el colapso gravitacional total.

Es en ese momento cuando la gravedad vence a la presión que aportan los electrones degenerados del núcleo y éste sucumbe. En el colapso el núcleo alcanza temperaturas cercanas a los  $3 \times 10^9$  K. Entonces la estrella comienza a emitir fotones gamma capaces de partir los átomos de hierro en partículas  $\alpha$  (núcleos de He) y neutrones, en un proceso denominado fotodesintegración, generándose así una avalancha de neutrones en el centro de la estrella. Estas reacciones son endotérmicas por lo que no ayudan a sostener el colapso del núcleo compacto y éste sigue colapsando y generando más neutrones. Los propios átomos de hierro captan parte del inmenso flujo de neutrones, transformándose en elementos más pesados en un proceso llamado captura neutrónica.

Las capas exteriores de la estrella, por su parte, empiezan a caer sobre el núcleo. Esta destrucción de núcleos atómicos del centro de la estrella produce un flujo de neutrones y protones que son capturados por las capas más externas siguientes para formar elementos más pesados. Simultáneamente, las altas densidades alcanzadas en la sopa de núcleos pesados y electrones en que se ha convertido el centro supercompactado de la estrella, posibilitan una nueva reacción. Los electrones comienzan a caer sobre los núcleos atómicos enlazándose con los protones para formar neutrones en un proceso llamado captura electrónica por lo que, poco a poco, el núcleo se va convirtiendo en una masa de neutrones hiperdensa que vence la presión de degeneración electrónica.

Pero la captura de electrones no sólo resulta en la producción de neutrones sino también en la de neutrinos. La captura se produce a tal ritmo que se genera un flujo explosivo de neutrinos que es arrastrado por el colapso, hasta que su abundancia creciente los hace degenerar, y bloquear así la captación de nuevos electrones. Por breves instantes los electrones ni siquiera pueden seguir combinándose con los protones ya que no hay lugar en el espacio de fases donde colocar a los neutrinos que resultarían, dado que éstos están ya degenerados. Pero esto no tarda en resolverse ya que, a consecuencia de este taponamiento, se produce un escape de los neutrinos del núcleo llevándose gran cantidad de energía, lo que reactiva las capturas y realimenta a los frentes de onda de neutrinos que se expanden con gran rapidez. La emisión de neutrinos durará unos 10 segundos.

Las capas externas de material que caen hacia el núcleo se encuentran de camino con el frente de choque de la avalancha de neutrinos. A través de un proceso que no ha sido develado por completo aún, parte de la energía liberada en la explosión de neutrinos es transferida a las capas externas de la estrella. Si la masa de este núcleo se encuentra entre 1.4 y 3  $M_{\odot}$  el colapso dará lugar a una estrella de neutrones, mientras que si su masa supera las 3  $M_{\odot}$  provocará el surgimiento de un agujero negro.

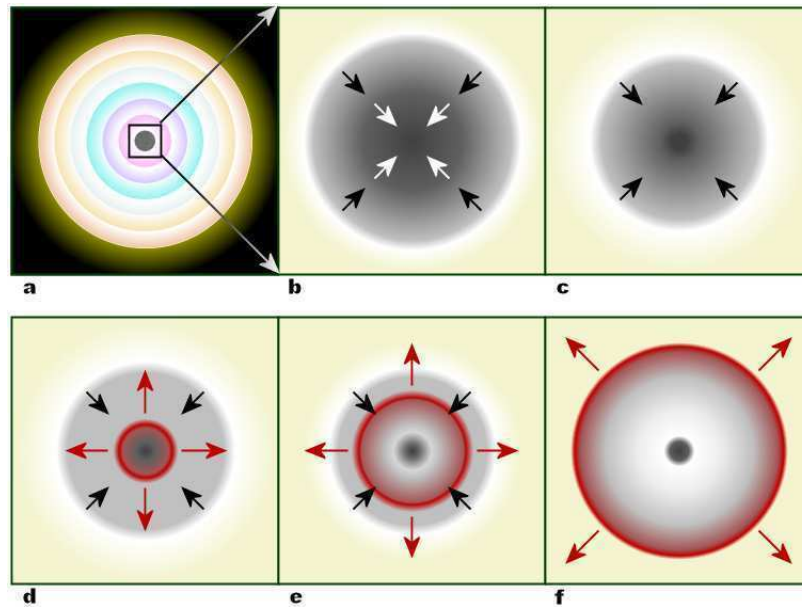
En el caso de las supernovas que generan estrellas de neutrones, las capas externas al colapsar llegan a chocar con la superficie del núcleo compacto y al rebotar son expulsadas a velocidades de hasta  $10000 \text{ km s}^{-1}$ . Sin embargo es posible que estas capas externas de la estrella ni siquiera alcancen el núcleo y antes sean barridas por el flujo saliente de neutrinos para ser así expulsadas hacia el medio interestelar.

El colapso de la región central libera  $\sim 10^{53}$  erg de energía gravitacional, de los cuales el 99% se lo lleva el chorro de neutrinos anteriormente mencionado. La energía cinética liberada por la explosión llega a ser  $\sim 10^{51}$  erg. Independientemente de cual haya sido el mecanismo de explosión, el material estelar expulsado a velocidades supersónicas, crea una cáscara de gas en expansión que viaja a través del MIE. Esta cáscara de material estelar, el gas ambiente que ha sido chocado y barrido, más el núcleo compacto que eventualmente persiste (estrella de neutrones o pulsar) se denomina remanente de supernova (RSN).

### 2.1.1. Evolución de un remanente de supernova

La evolución de los RSN en un medio uniforme es descripta de manera sencilla a través del modelo estándar de Woltjer (1972). En dicho modelo se considera el material eyectado como un pistón supersónico esférico que se propaga en el interior de un medio homogéneo. La interacción entre un RSN y su medio circundante se describe en términos hidrodinámicos macroscópicos y su evolución atraviesa cuatro fases principales:

1. *Fase de expansión libre*: la masa eyectada por la explosión se expande a una velocidad del orden de  $10^4 \text{ km s}^{-1}$  generando un frente de onda esférico. Esta expansión disminuye en velocidad a medida que la cantidad de masa del MIE barrido por el choque es similar a la cantidad de masa eyectada.



**Figura 2.3:** Escenario simplificado del colapso del núcleo de una estrella de alta masa. (a) Una estrella de alta masa evolucionada presenta los elementos estratificados (Modelo de “capas de cebolla”). En su centro se está formando un núcleo de hierro; (b) Cuando el núcleo de hierro alcanza el límite de Chandrasekhar la estrella comienza su colapso con el núcleo externo (flechas negras) moviéndose a velocidades supersónicas mientras que el núcleo interno más denso lo hace a velocidades subsónicas; (c) El núcleo interno se comprime hasta formar neutrones y la energía gravitacional es convertida en neutrinos; (d) El material en caída libre rebota contra el denso núcleo y forma ondas de choque propagándose hacia el exterior (flechas rojas); (e) El choque comienza a estancarse a medida que el núcleo drena energía al exterior pero es reactivado por la interacción con los neutrinos; (f) El material fuera del núcleo interno es eyectado dejando detrás un núcleo compacto.

2. *Fase de expansión adiabática (Fase Sedov):* cuando la cantidad de masa barrida es mayor a la masa eyectada, el remanente entra en la fase adiabática. Durante esta fase, las pérdidas radiativas son despreciables comparadas con la energía inicial liberada en la explosión, y la energía total del sistema se conserva. La desaceleración del choque por la influencia del MIE origina un frente de choque inverso, el cual se propaga a través del material eyectado, termalizándolo.

3. *Fase radiativa:* la expansión adiabática termina cuando los enfriamientos radiativos son importantes. A partir de modelos, Falle (1981) estimó que el enfriamiento radiativo comienza a un tiempo  $t \sim 3 \times 10^4$  años, cuando el remanente alcanzó un radio aproximado de 20 pc. Al comienzo de esta etapa, aproximadamente la mitad de la energía térmica del gas barrido ya fue radiada, originando la formación de una cáscara densa y fría. En la parte interior de la cáscara hay gas caliente de baja densidad que continúa expandiéndose adiabáticamente.

4. *Fase disipativa:* la expansión continúa hasta que la presión del gas interno del remanente y la del MIE son iguales (McKee & Ostriker 1977). Cuando la velocidad del choque es inferior a la velocidad turbulenta del MIE, el remanente se disipa. Esto ocurre luego de aproximadamente  $10^5$  años después de la explosión inicial (Reynolds 1988).

Durante su evolución, los RSNs interactúan con el material del entorno que muchas veces incluye nubes moleculares. El estudio de dicha interacción es crucial en la comprensión de numerosos fenómenos

astrofísicos como por ejemplo la formación estelar y la emisión de radiación gamma asociadas a los RSNs.

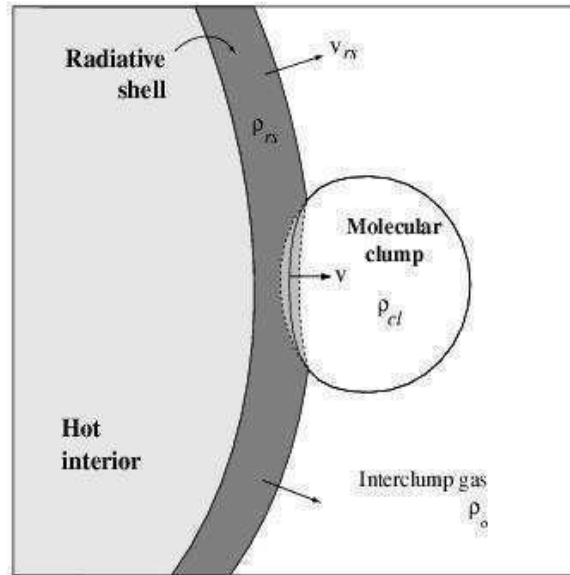
### 2.1.2. Interacción de RSN con nubes moleculares

El modelo de Chevalier (1999) describe la expansión de un RSN en una nube molecular con estructura jerárquica de densidad y densos grumos moleculares ocupando sólo un pequeño porcentaje de su volumen. El RSN alcanza su fase radiativa en el medio intergrupo a un radio relativamente pequeño de  $\sim 5$  pc y la interacción de su fría cáscara con los grumos moleculares es descripta por el modelo en cuestión. En la interacción inicial, la cáscara radiativa genera una fina capa unidimensional de material muy denso, como puede verse en la Fig. 2.4. El modelo simplificado supone el movimiento de esta capa de material denso. Las ecuaciones que describen la evolución de la posición  $x$ , densidad superficial  $\sigma$ , velocidad  $v$  de la capa de material denso son:

$$\frac{dx}{dt} = v, \quad (2.1)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \rho_{rs}(v_{rs} - v) + \rho_{cl}v, \quad (2.2)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\rho_{rs}(v_{rs} - v) + \rho_{cl}v}{\sigma}, \quad (2.3)$$



**Figura 2.4:** Esquema de la interacción entre un frente de choque y una nube molecular. Imagen extraída del trabajo de Chevalier (1999).

donde  $\rho_{cl}$  es la densidad de la nube molecular y  $\rho_{rs}$  y  $v_{rs}$  son la densidad y la velocidad de la cáscara radiativa, respectivamente. Suponiendo que la cáscara radiativa es suficientemente pequeña,  $v_{rs}$  puede ser considerada constante. El caso de densidad constante  $\rho_{rs}$  es particularmente simple. La capa se mueve a velocidad constante

$$v = v_{rs} [1 + (\frac{\rho_{cl}}{\rho_{rs}})^{1/2}]^{-1} \quad (2.4)$$

Cuando la densidad del material barrido se hace suficientemente grande, la posición de la capa está dada por

$$x \sim (\frac{2\sigma_{rs}v_{rs}t}{\rho_{cl}})^{1/2} \quad (2.5)$$

que describe la evolución de una “barredora de nieve” en una dimensión. El tiempo que le lleva al frente de choque del remanente atravesar la distancia  $x$  dentro del grumo es

$$\frac{t}{\tau} = \frac{3}{2\eta} (\frac{\rho_{cl}}{\rho_0}) (\frac{x}{R})^2 \quad (2.6)$$

donde  $\tau$  es la edad del remanente y  $t \leq \tau$ .

### 2.1.3. Los RSNs a través del espectro electromagnético

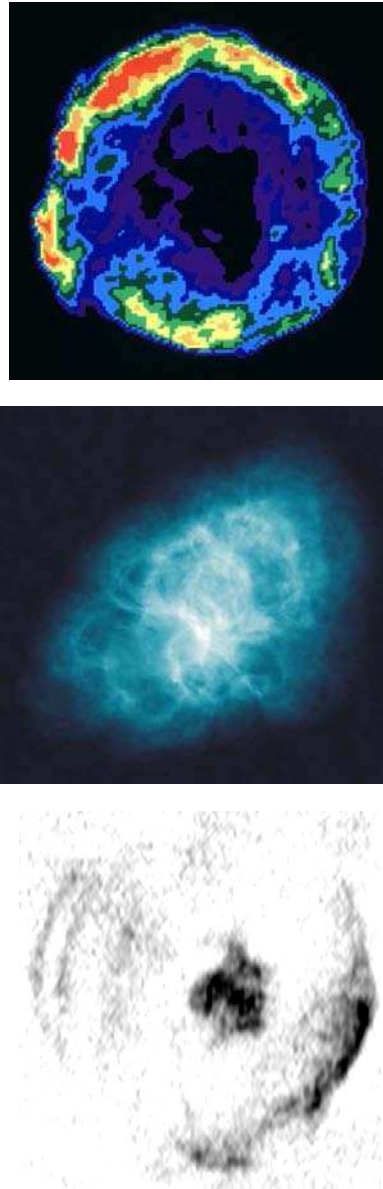
A lo largo de su evolución los RSNs emiten radiación prácticamente en todo el espectro electromagnético. Desde las ondas de radio hasta los energéticos rayos X y  $\gamma$ , pasando por la radiación infrarroja (IR) y el visible.

- **Remanentes de SN en radio:** La mayoría de los RSNs se caracteriza por emitir en el continuo de radio a través de radiación sincrotrón. Los mecanismos de excitación de la radiación sincrotrón no son térmicos, sino que dependen de la interacción de las partículas cargadas (electrones) con los campos magnéticos. En los RSNs, esta emisión es particularmente intensa a frecuencias de radio. Los primeros en proponer este mecanismo para explicar la emisión no térmica en radio fueron Alfvén y Herlofson en 1950, y Shklovskii en 1953 fue el primero en aplicarlo para explicar la emisión observada en el RSN del Cangrejo. Debido al “congelamiento magnético” de las líneas de campo con la materia, es de esperar un incremento en la radiación sincrotrónica luego de que una onda de choque haya comprimido a la materia que encontró a su paso. El espectro está caracterizado por una ley de potencias de la forma  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , donde  $S_\nu$  es la densidad de flujo observada a la frecuencia  $\nu$  y  $\alpha$  el índice espectral en radio.

A partir de su morfología en radio, los RSNs se pueden clasificar en tres tipos:

- a) *Cáscara:* su apariencia es similar a un anillo con la intensidad de brillo aumentando desde el centro hacia la periferia. Aproximadamente el 85 % de los RSNs galácticos catalogados pertenece a este grupo. Para este tipo de remanentes  $\alpha \sim -0.55$  y el grado de polarización lineal va entre 3 y 5 %. Ejemplos típicos de esta clase de RSNs son Cas A y Tycho (ver Fig. 2.5-a).
- b) *Centro lleno:* la emisión en radio está concentrada en el centro. En este caso las partículas aceleradas y los campos magnéticos responsables de la emisión sincrotrón son inyectados por el pulsar central generado durante la explosión de supernova a través de la pérdida de energía cinética de rotación. Sólo el 5 % de los RSNs Galácticos catalogados pertenecen a este grupo. Un ejemplo de este tipo de nebulosas es la “Nebulosa del Cangrejo” (ver Fig. 2.5-b).
- c) *Compuestas:* este tipo de RSNs incluye ambas características anteriores, es decir, centro lleno rodeado por una cáscara. Un ejemplo típico de esta clase de objeto es el RSN G0.9+0.1 (ver

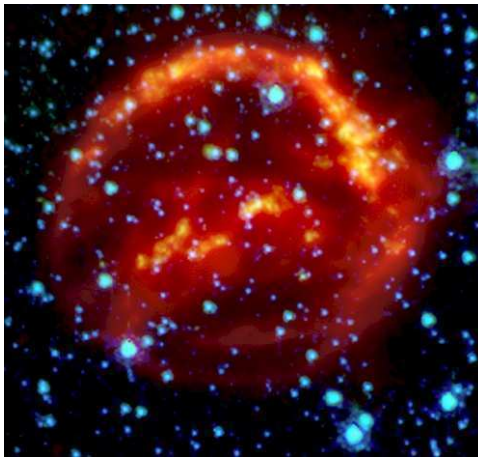




**Figura 2.5:** Imágenes en el continuo de radio a 1420 MHz de los diferentes tipos de RSNs (base de datos del VLA). *Arriba:* el RSN tipo cáscara Tycho, *Medio:* Nebulosa del Cangrejo de tipo centro lleno y *Abajo:* el RSN de tipo compuesto G0.9+0.1.

Fig. 2.5-c). Cabe mencionar que cuando la emisión de centro lleno alimentada por el pulsar se encuentra dentro de la cáscara, se la llama “nebulosa alimentada por el viento del pulsar” (NVP).

- Remanentes de SN en el infrarrojo:** La emisión en IR proveniente de los RSNs corresponde principalmente a la interacción con el medio ambiente que la rodea y tiene un origen térmico. Como se mencionó anteriormente, el polvo interestelar es un fuerte emisor en el IR lejano. Es así que un RSN interactuando con un grumo molecular con presencia de polvo provocará cambios físicos en los granos que se verán reflejados en la emisión. Por un lado la emisión en el IR lejano aumenta debido al polvo calentado colisionalmente por el frente de choque del RSN, mientras que por otro lado, dichas colisiones, junto a procesos de “sputtering” (vaporización de átomos por bombardeo de partículas energéticas) irán destruyendo los granos de polvo. Los choques con velocidades superiores a los  $40 \text{ km s}^{-1}$  que se propagan en una nube molecular destruirán preferentemente granos de polvo más grandes (Seab & Shull 1983; McKee et al. 1987) incrementando la emisión en la banda de  $60 \mu\text{m}$  con respecto a la de  $100 \mu\text{m}$ . Este comportamiento se verá reflejado en un aumento de la temperatura del polvo (ecuación 1.47) en dichas regiones. Muchas veces se observan estructuras filamentosarias en el IR cercano por la emisión de líneas del  $\text{H}_2$  producto de la interacción del frente de choque del RSN con el MIE. También, en algunos pocos RSNs se ha observado emisión IR de origen sincrotrón, como por ejemplo la Nebulosa del Cangrejo.



**Figura 2.6:** Imagen obtenida con el telescopio espacial Spitzer en el infrarrojo medio proveniente de los granos de polvo calentados por el frente de choque del RSN Kepler. Créditos: NASA/ESA/JHU/R. Sankrit and W. Blair.

- Remanentes de SN en el óptico:** Las características de la radiación visible proveniente de los RSN dependen fuertemente de la edad de los mismos. En remanentes jóvenes se observan estructuras filamentosarias delgadas, producto de la interacción del frente de choque a altas velocidades ( $1000$  a  $2000 \text{ km s}^{-1}$ ) con el gas interestelar de baja densidad. Estos filamentos presentan un espectro dominado por las líneas de Balmer y en general se observan en el borde de la emisión en el continuo de radio, pues en dicha región el gas se encuentra en proceso de ionización. Estos filamentos definen la posición de la onda de choque y proveen importantes diagnósticos de las condiciones físicas del frente de choque. En la Figura 2.7 se muestra la emisión de las líneas de Balmer delineando el frente de choque en la región Noroeste del RSN SN 1006. Las observaciones fueron llevadas a cabo en dos épocas diferentes pudiéndose medir los movimientos propios de los filamentos ópticos.

La emisión en el óptico puede también exhibir líneas prohibidas de elementos eyectados durante la explosión de la SN. Los RSN más viejos presentan espectros con líneas prohibidas intensas de [OII], [OIII], [SII] y [NII] y líneas más débiles de [HeI], [HeII], [OI] entre otros. El amplio rango de ionización, su correlación con la temperatura electrónica y las abundancias derivadas de las observaciones indican que estas líneas provienen de material interestelar chocado que se está enfriando radiativamente y colapsando dentro de capas frías y densas de varios cientos de parsecs de espesor (Smith et al. 1991).



**Figura 2.7:** Imagen óptica de la emisión de las líneas de Balmer del arco Noroeste del RSN SN 1006. Créditos: NASA, ESA, Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

#### ■ Remanentes de SN en rayos X:

En el régimen de los rayos X, los RSNs también son clasificados por su morfología y la naturaleza de su emisión. Pueden presentar morfología de cáscara y/o de centro lleno y al mismo tiempo la emisión puede deberse a un origen térmico o no térmico.

Para la mayoría de los RSNs tipo cáscara, la emisión en rayos X es térmica y se produce como resultado de la propagación de la onda de choque en el MIE. El espectro es una combinación de emisión continua de bremsstrahlung y de líneas de emisión de especies altamente ionizadas como C, N, O, Fe, etc. Un análisis cuantitativo del espectro térmico provee información acerca de la temperatura, composición, distribución y estado de ionización del material sintetizado y eyectado en las explosiones de supernova, así como también del material barrido del MIE. Cuando los RSNs son muy jóvenes el espectro en rayos X es dominado por la emisión del material eyectado. A medida que el frente de choque barre el material del medio ambiente una onda de choque inversa, asociada con la desaceleración del material eyectado, se propaga hacia el centro, resultando en la formación de dos zonas distintas de emisión en rayos X. En el caso de los RSNs de centro lleno, cuya emisión en rayos X es no térmica, su origen es sincrotrón producida por el objeto compacto central. En los casos en que la emisión sea térmica, su origen no ha sido aún bien establecido. Varios modelos fueron propuestos para explicarla: 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).

Existen también algunos RSNs de tipo cáscara que presentan además una componente no térmica de emisión sincrotrón en la banda de los rayos X del espectro. En algunos casos, tal como en:

SN1006 (Koyama et al. 1995) y G347.3-0.5 (Koyama et al. 1997), la componente de sincrotrón domina completamente a la térmica. La detección de emisión no térmica en la banda de los rayos X en los RSNs tipo cáscara evidencia el hecho de que los frentes de choque de los RSNs son capaces de acelerar electrones a muy altas energías.



**Figura 2.8:** Imagen en rayos X del RSN Kepler obtenida con el satélite Chandra. Créditos: NASA/CXC/NCSU/S. Reynolds et al.

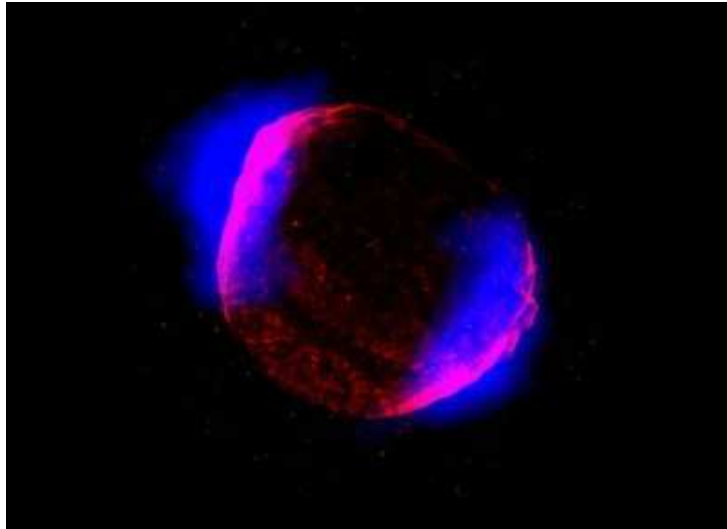
- **Remanentes de SN en rayos  $\gamma$ :**

Los RSNs de tipo cáscara son considerados como los principales candidatos para acelerar partículas hasta energías cercanas a la “rodilla” ( $\sim 10^{15}$  eV) en el espectro de energía de los rayos cósmicos. Esta afirmación es apoyada tanto por consideraciones teóricas como por evidencia observacional. Desde un punto de vista teórico existen modelos bien establecidos que explican como las partículas pueden ser aceleradas en los frentes de choques de los RSNs hasta energías cercanas a los  $\sim 10^{15}$  eV (ver Malkov & Drury 2001; Hillas 2005). La evidencia experimental se basa principalmente en observaciones de radiación de sincrotrón en rayos X en RSNs indicando una población de electrones extendida hasta los  $\sim 100$  TeV. Recientemente, una prueba directa fue la detección de emisión  $\gamma$ , en los TeVs, en algunos RSNs Galácticos tanto de tipo cáscara como de centro lleno, con el instrumento Cherenkov H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System).

Distintos mecanismos han sido propuestos para explicar el origen de la emisión de rayos  $\gamma$  a muy altas energías en los RSNs: a) bremsstrahlung no-térmico de electrones colisionando con el gas ambiente; b) Compton inverso de los electrones relativistas con los fotones de la radiación cósmica de fondo y c) el decaimiento de piones neutros creados durante la colisión de protones acelerados con núcleos del medio ambiente. La presencia de este último mecanismo, sugerido por primera vez en el trabajo de Combi et al. (1998), evidenciaría la aceleración de protones en los frentes de choque de los RSNs.

## 2.2. Emisión a altas energías de los RSNs

En este capítulo se tratarán los mecanismos de aceleración de dichas partículas y su posible conexión con la emisión TeV observada en algunos RSNs Galácticos.



**Figura 2.9:** Imagen en dos colores de las emisiones del RSN SN1006 en la banda de los rayos X (rojo) y en la banda de los rayos  $\gamma$  (azul), obtenidas con el satélite Chandra y el telescopio Cherenkov H.E.S.S., respectivamente.

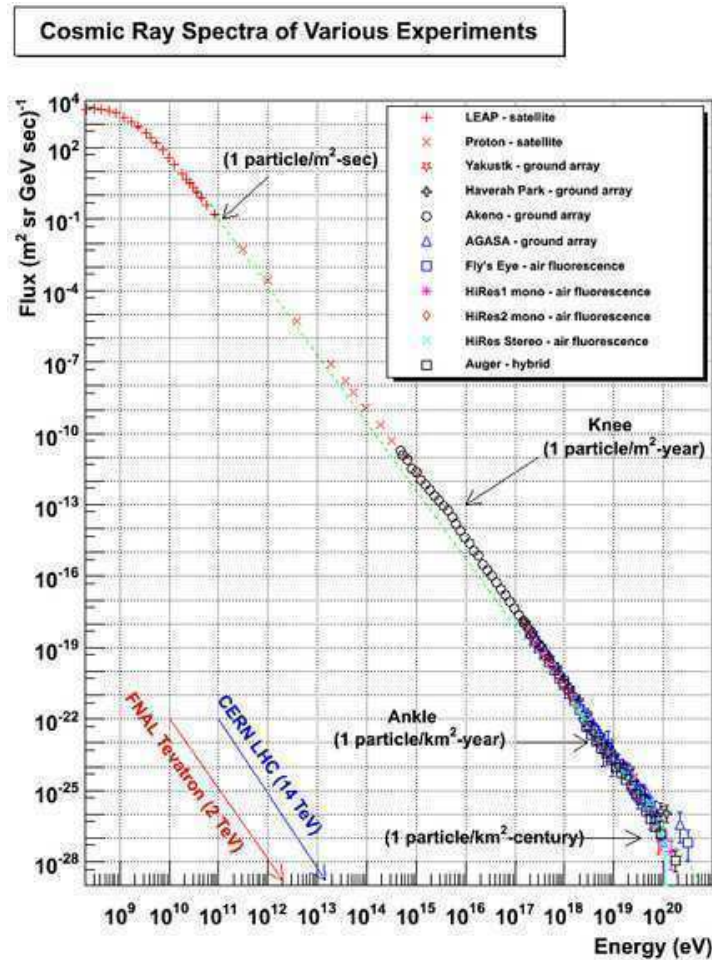
### 2.2.1. Los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas cargadas con energías superiores a 1 GeV, que se componen en su mayoría de protones ( $\sim 99\%$ ) y de electrones ( $\sim 1\%$ ). Cada segundo, aproximadamente diez mil partículas con velocidades cercanas a la de la luz golpean cada metro cuadrado de las capas superiores de la atmósfera. Estas partículas pueden alcanzar energías del orden de los  $10^{21}$  eV, lo cual significa que son 10 millones de veces más energéticas que las partículas creadas en los más poderosos aceleradores de partículas terrestres.

¿Cómo y dónde los protones y electrones son acelerados a estas tremendas energías?

Una característica que provee una clave de como son acelerados los rayos cósmicos es el espectro de las partículas que alcanzan la Tierra. El espectro de los rayos cósmicos está bien descrito por una ley de potencia de la forma  $N(E) = KE^{-p}$ , donde  $N(E)$  es el número de partículas con energía  $E$  y  $p$  el índice espectral que es la pendiente de la curva en unidades logarítmicas. La pendiente posee dos quiebres, uno denominado la “rodilla”, alrededor de los  $10^{15}$  eV y el otro “tobillo” cerca de  $10^{19}$  eV. Las observaciones indican que el valor del índice espectral hasta los  $10^{15}$  eV es aproximadamente 2.7 por lo cual el número de partículas disminuye muy rápidamente al aumentar la energía. A energías mayores que  $10^{15}$  eV, el espectro se hace aún más empinado. Este cambio puede estar indicando una diferenciación en el origen de las partículas.

Las partículas con energías por debajo de la “rodilla” ( $E \leq 10^{15}$  eV) son producidas, en su mayoría, en la Galaxia y existen razones para creer que pueden acelerarse a través del mecanismo de Fermi de primer orden, en los frentes de choques de los RSNs galácticos. En estos modelos las partículas son dispersadas a través del frente de choque de un RSN ganando energía en cada cruce. La energía cinética liberada por la explosión de SN es más que suficiente para explicar los rayos cósmicos Galácticos hasta los  $10^{15}$  eV y su tasa de ocurrencia hace más que razonable esta posibilidad. Ya en el año 1934 Baade & Zwicky propusieron que la aceleración de partículas producida en los RSNs podrían dar cuenta de



**Figura 2.10:** Espectro de energía de los rayos cósmicos que alcanzan la Tierra obtenido a través de varios experimentos. El espectro se ajusta a una ley de potencia con índice espectral  $\sim 2.7$  presentando un quiebre en su pendiente a los  $10^{15}$  eV llamado “rodilla”.

la densidad de energía de los rayos cósmicos Galácticos.

A continuación se describen brevemente los diferentes mecanismos de aceleración de partículas que tienen lugar en los frentes de choque de los RSNs:

#### ■ Mecanismo de Fermi de segundo orden

En el año 1949, Enrico Fermi estudiando los posibles mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos propuso un mecanismo por el cual las partículas cargadas podían ganar energía a través de sucesivas colisiones. Si bien este proceso, conocido como “*mecanismo de Fermi de segundo orden*” no es el mecanismo de aceleración de partículas más eficiente, posibilitó la aparición

de teorías más complejas. Para comprender mejor este mecanismo mencionemos una sencilla analogía. Supongamos una colisión perfectamente elástica entre una pelota y una pared rígida. Si la pared se aleja de nuestra posición mientras arrojamamos la pelota, ésta perderá velocidad en el choque y volverá a nosotros con menor energía que aquella con la cual la arrojamos, en cambio, si la pared se acerca, la pelota incrementará su energía luego de la colisión. Imaginemos ahora que la misma pelota se mueve entre dos paredes que se acercan mutuamente. Entonces la pelota irá ganando cada vez más energía, hasta que las paredes se detengan o hasta que la pelota se vuelva tan energética que atraviese alguna de las paredes y escape. Algo similar ocurre en los frentes de choque de los RSN que al avanzar por el MIE y barrer el material circundante, forman una densa cáscara de materia amplificando el campo magnético detrás de ella. Las partículas liberadas por la explosión son desviadas por las turbulencias del campo magnético de manera similar a como lo hacían las paredes rígidas con la pelota. El campo magnético turbulento en las regiones anterior y posterior cumple el papel de las paredes del ejemplo anterior. Cuando las partículas se hacen suficientemente energéticas, escapan de la región del choque y se difunden por el espacio convertidas en rayos cósmicos.

Considerando una partícula cargada con velocidad  $\mathbf{v}$  que colisiona con una nube magnetizada de velocidad  $\mathbf{V}$ , podemos escribir la energía que ganará dicha partícula después de una colisión como:

$$\frac{\Delta E}{E} = -2 \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{V}}{c^2} = -2 \frac{v V \cos(\theta_{in})}{c^2} \quad (2.7)$$

donde  $\theta_{in}$  es el ángulo de incidencia de la partícula.

Notemos que una colisión frontal resultará en una ganancia de energía ( $\mathbf{v} \cdot \mathbf{V} \leq 0$ ) independiente tanto del campo magnético como de la carga de la partícula. Promediando sobre los diferentes ángulos de entrada tenemos:

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \beta^2 \quad (2.8)$$

donde  $\beta = V/c$ . Por su dependencia cuadrática con  $V$  se denomina mecanismo de Fermi de segundo orden.

Las velocidades típicas de las nubes moleculares son del orden de  $10 \text{ km s}^{-1}$  con lo cual la energía que gana la partícula en cada pasaje es extremadamente pequeña,  $\beta^2 \sim 10^{-8}$  veces la energía inicial. Para multiplicar por 10 la energía inicial de una partícula, hacen falta  $10^9$  colisiones, lo cual a un ritmo de una colisión cada 3 años (la distancia promedio entre estas nubes es de 1 pc, o sea 3 años luz) da un total de  $3 \times 10^9$  años, lo cual resulta un tiempo extremadamente grande.

#### ■ Mecanismo de Fermi de primer orden

El proceso de aceleración difusiva por ondas de choque se denomina “*mecanismo de Fermi de primer orden*” por su dependencia lineal con la velocidad del frente de choque.

Consideremos una partícula relativista de gas (de la “cola” de la distribución de Maxwell-Boltzmann) que cruza el frente de choque desde la región de gas no chocado hacia la región de gas chocado (ver Fig. 2.11). Cuando dicha partícula cruza el frente de choque colisiona con partículas de la región de gas chocado y es acelerada a una nueva energía:

$$E' = E + p_x v \quad (2.9)$$

donde  $E$  es su energía y  $p_x = E/c$  es el momento lineal de la partícula en la dirección  $x$ . Suponiendo un choque no relativista, esto es, que el factor de Lorentz del frente de choque es  $\sim 1$ , tenemos que  $\Delta E/E = v/c$ , donde  $\Delta E = E' - E$ . Una partícula que cruza el frente de choque en el sentido opuesto será acelerada en la misma forma y ganará la misma fracción de energía que en el caso anterior.

Por otro lado, los procesos de colisión producen una distribución isotrópica de velocidades a cada lado del frente de choque. Consecuentemente existe una cierta probabilidad de que una partícula que ha atravesado el frente de choque en determinada dirección, retorne a la región de donde provino. Cada vez que la partícula cruza el frente de choque gana energía. Más aún, el incremento de energía es el mismo sin importar la dirección de cruce. Dicha energía se incrementa por un factor  $\beta = 1 + v/c$ . Así, luego de  $j$  cruces una partícula con energía inicial  $E_0$  tendrá una energía  $E = E_0\beta^j$ . Existe también la posibilidad de que la partícula escape de la región del frente de choque dejando así de ser acelerada. Denotemos la probabilidad de permanecer en la zona del frente de choque por  $P$ . Luego, después de  $j$  cruces habrá  $N = N_0P^j$  partículas en la zona de aceleración, donde  $N_0$  es el número original de partículas. Podemos eliminar  $j$  escribiendo:

$$\frac{\log(N/N_0)}{\log(E/E_0)} = \frac{\log P}{\log \beta} \quad (2.10)$$

lo cual da

$$\frac{N}{N_0} = \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\log P / \log \beta} \quad (2.11)$$

En su forma diferencial tenemos:

$$n(E) \propto E^{(\log P / \log \beta) - 1} \propto E^{-k} dE \quad (2.12)$$

donde  $k=1-(\log P / \log \beta)$  es el índice de la ley de potencia. Dicha distribución de energía es del tipo no térmica. Finalmente, determinemos la probabilidad de permanecer en la región de aceleración,  $P$ . Determinemos el número promedio de partículas que cruzan el frente de choque con velocidad relativista. El flujo de partículas que cruzan una determinada superficie viene dado por:

$$F = \pi \int f(v)v^3 dv \quad (2.13)$$

donde  $f(v)$  es la densidad de partículas con velocidades entre  $v$  y  $v + dv$ . Podemos expresar este flujo en términos de la velocidad promedio en el gas, la cual está definida como:

$$\langle v \rangle = \frac{1}{n} \int f(v)v^3 dv \quad (2.14)$$

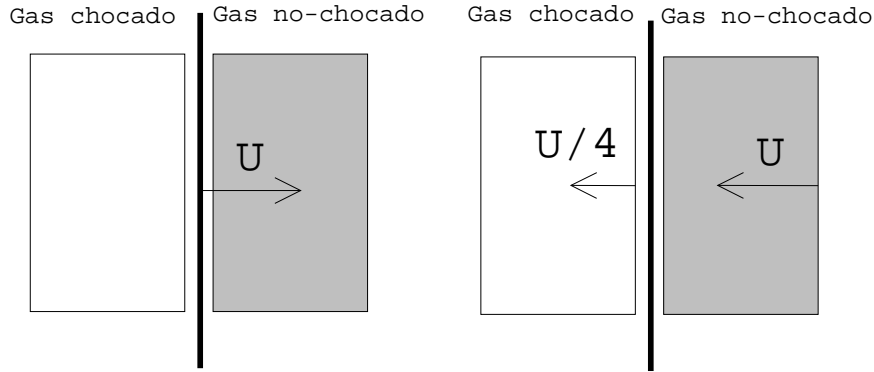
Tenemos así que

$$F = \frac{n \langle v \rangle}{4} \quad (2.15)$$

Suponiendo velocidades relativistas,  $v \sim c$ , obtenemos  $F = nc/4$ .

Considerando un frente de choque con velocidad  $U$ , suponiendo que se trata un gas ideal con exponente adiabático  $\gamma=5/3$ , tenemos que desde el sistema de referencia del frente de choque





**Figura 2.11:** Ilustración del mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden para un frente de choque actuando sobre un medio estacionario que se asume como gas ideal de exponente adiabático  $\gamma=5/3$ . *Izq.* Visto desde el sistema de referencia del gas el frente de choque avanza con una velocidad supersónica no relativista  $U$  sobre la región de gas no chocado. *Der.* Misma situación vista desde el sistema de referencia del frente de choque.

el gas no chocado fluye sobre dicho frente a una velocidad  $U$  mientras que el gas chocado se aleja del mismo a una velocidad  $U/4$  (ver Fig. 2.11). Entonces, la fracción de partículas perdidas por unidad de tiempo respecto del frente de choque es  $(nU/4)/(nc/4)=U/c$ . Así, la probabilidad para una partícula de permanecer en la región de aceleración es  $P = 1 - U/c$ . Debido a que  $U \ll c$ , escribimos:

$$\log P = \log \left( 1 - \frac{U}{c} \right) \sim -\frac{U}{c} \quad (2.16)$$

Para calcular  $\beta$  consideramos que todas las partículas atraviesan el frente de choque con un ángulo  $\theta$  respecto de la normal a dicha superficie. De esta forma, tenemos:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \left\langle \frac{v}{c} \cos \theta \right\rangle = \frac{2v}{3c} \quad (2.17)$$

Si consideramos dos cruces a través del frente de choque:

$$\beta = \frac{E}{E_0} = 1 + \frac{4v}{3c} \quad (2.18)$$

Ahora bien,  $v$  es la velocidad con la que la partícula en la región de gas chocado ve al frente de choque, esto es  $v = 3U/4$ :

$$\log \beta = \log \left( 1 + \frac{U}{c} \right) \sim \frac{U}{c} \quad (2.19)$$

Esto resulta en un índice espectral

$$k = 1 - \frac{\log P}{\log \beta} \sim 2 \quad (2.20)$$

Así llegamos a un espectro de la forma:

$$n(E)dE \propto E^{-2}dE \quad (2.21)$$

En otras palabras, la aceleración de partículas en el frente de choque produce espectros tipo ley de potencia con índice espectral igual a 2. Por otro lado la dependencia lineal de  $\langle \Delta E/E \rangle$  con  $\beta$  hace que la fracción de energía ganada por la partícula en cada cruce sea cuatro órdenes de magnitud mayor que en el caso del mecanismo de Fermi de segundo orden, lo cual hace del mecanismo de Fermi de primer orden un proceso más eficiente de aceleración de partículas.

Existen evidencias de que los frentes de choque de los RSNs pueden acelerar partículas hasta energías relativistas a través del mecanismo de Fermi-I.

### 2.2.2. La emisión gamma de los RSNs

En la actualidad, numerosos RSNs han sido detectados en la banda de los rayos  $\gamma$ . Si bien no está enteramente claro cual es el mecanismo que produce dicha emisión a tan altas energías existen dos procesos principales responsables de la emisión  $\gamma$ : por un lado, el efecto Compton inverso producido por electrones altamente energéticos que colisionan con los fotones de la radiación cósmica de fondo y por otro, el decaimiento del pión neutro formado tras la colisión de un protón relativista acelerado en el frente de choque del RSN contra un protón del medio ambiente.

#### ■ Emisión gamma por Compton inverso

El efecto Compton inverso es uno de los procesos dominantes en la producción de rayos gamma en astrofísica. Su principio es el siguiente: un electrón de alta energía y factor de Lorentz  $\gamma$  interactúa con un fotón de la radiación del medio ambiente (de frecuencia  $\nu_0$  y de energía  $E_i = h\nu_0$ ) transfiriéndole parte de su energía. Si la energía inicial del fotón  $\gamma E_i$  es mucho menor que la energía del electrón en reposo  $m_e c^2$ , la interacción se sitúa en el régimen de Thompson y la sección eficaz ( $\sigma_T$ ) de la interacción entre ambas partículas es independiente de la energía del fotón incidente. Si en cambio  $\gamma E_i \gg m_e c^2$ , la interacción se sitúa en el régimen de Klein-Nishina ( $\sigma_{K-N}$ ). Sin embargo, para el caso más común de interacción entre fotones de la radiación cósmica de fondo con electrones altamente relativistas ( $\gamma \sim 2 \times 10^7$  para electrones de una energía del orden de 10 TeV) la sección eficaz  $\sigma_{K-N} = 0.93\sigma_T$ , con lo cual el régimen de Thompson resulta una buena aproximación.

En el régimen de Thompson la emisividad integrada en todos los ángulos de incidencia y de difusión es:

$$I(\nu)d\nu = \frac{3\sigma_T c}{16} N(\nu_0) F\left(\frac{\nu}{\gamma^2 \nu_0}\right) \quad (2.22)$$

donde  $N(\nu_0)$  es el número de fotones con frecuencia entre  $\nu_0$  y  $\nu_0 + d\nu$  y  $F(x) = x(2x \ln(x/4) + x - x^2/2 + 4)$ . La energía máxima del fotón es  $4\gamma^2 \nu_0$  que corresponde al caso de una colisión frontal. La energía final del fotón es del orden de  $E_f \sim \gamma^2 E_i$ . Para una interacción entre electrones con energía  $E_e$  y fotones de la radiación cósmica de fondo tenemos que la energía final de dichos fotones viene dada por:

$$E_{f,TeV} = 3.83 \times 10^{-3} E_{e,TeV}^2 \quad (2.23)$$

Por ejemplo, un fotón gamma con una energía del orden de 1 TeV resulta de la interacción de un electrón de  $\gamma \sim 2 \times 10^7$  (10 TeV) con un fotón de CMB ( $10^{-3}$  eV).

■ **Emisión gamma por desintegración de  $\pi^0$**

La desintegración del mesón  $\pi^0$  es otro mecanismo posible en la creación de fotones  $\gamma$  en las cercanías de los RSNs. La importancia de este mecanismo de emisión reside en el hecho de que está relacionado con la componente hadrónica ( $\sim 99\%$ ) de los rayos cósmicos. Su funcionamiento es el siguiente: cuando un protón relativista acelerado por el frente de choque de un RSN colisiona inelásticamente con un protón del gas del medio ambiente se producen piones cargados y neutros ( $\pi^\pm$  y  $\pi^0$ ). Los piones neutros se desintegran en un tiempo extremadamente corto ( $\sim 10^{-16}$ s) dando lugar a dos fotones  $\gamma$ . La energía promedio de estos fotones  $\gamma$  es:

$$E_\gamma = \frac{1}{12} E_p \quad (2.24)$$

De esta manera, un protón con una energía de 10 TeV producirá un rayo gamma del orden de 1 TeV.

El flujo de la radiación gamma dependerá de la densidad de partículas del medio ambiente además de la densidad de protones acelerados. A primer orden el flujo gamma es proporcional al cuadrado de la densidad del medio ambiente. De esta manera, las nubes moleculares ubicadas en las cercanías de los RSNs pueden proveer un denso blanco para las interacciones con los rayos cósmicos amplificando la emisión gamma resultante, facilitando así la identificación de las fuentes de rayos cósmicos.

La densidad de materia requerida para producir la emisión  $\gamma$  de origen hadrónico, puede estimarse a partir del flujo en rayos  $\gamma$  de una fuente a través de (Aharonian et al. 1994):

$$F_\gamma(\geq E_{min}) = f_\Gamma 10^{-10} (E/1\text{TeV})^{-\Gamma+1} \text{Acm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (2.25)$$

donde  $f_\Gamma$  es una función del índice espectral  $\Gamma$  de los protones igual a 0.9, 0.43 y 0.19 para  $\Gamma=2.1$ , 2.2 y 2.3, respectivamente y A está dado por la siguiente expresión:

$$A = \theta \left( \frac{E_{SN}}{10^{51}\text{erg}} \right) \left( \frac{d}{\text{kpc}} \right)^{-2} \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \text{fotones} \quad (2.26)$$

donde  $\theta$  es la eficiencia de aceleración de los hadrones,  $E_{SN}$  es la energía de la supernova en ergios,  $d$  la distancia en kpc y  $n$  la densidad del medio en  $\text{cm}^{-3}$ .

## Capítulo 3

# Formación estelar: de las nubes a las estrellas

A pesar de décadas de estudios observacionales y teóricos, la formación estelar permanece como uno de los más importantes problemas no resueltos en la astrofísica actual. Muchas cuestiones, en particular aquellas relacionadas con la microfísica de la formación estelar, fueron discutidas en el trabajo de Shu, Adams & Lizano (1987), entre ellas: ¿Cómo se estructuran las nubes moleculares gigantes, sitio de la mayoría de la formación estelar, dentro del gas interestelar difuso? ¿Qué procesos determinan las condiciones físicas en las regiones de formación estelar y por qué la formación de estrellas ocurre sólo en una pequeña fracción del gas interestelar? ¿Cómo se forman las estrellas frente a intensas presiones de radiación? ¿Cuales son las propiedades de los discos protoestelares, y de los “outflows” asociados a la formación de los objetos estelares jóvenes (YSOs, según su sigla en inglés), y cómo gobiernan su evolución dinámica?

La nueva generación de telescopios infrarrojos y submilimétricos augura prometedores avances en nuestra comprensión de tan complejo fenómeno.

### 3.1. Teorema del Virial: balance de presiones en las nubes moleculares

La condición para que una nube molecular esté gravitacionalmente ligada se deriva del teorema del virial. Un tratamiento exhaustivo de la teoría básica de estabilidad puede hallarse en los trabajos de McKee & Zweibel de 1992 y Bertoldi & McKee del mismo año. Se parte de la ecuación hidrostática para un fluido no viscoso incluyendo los efectos del campo magnético del ambiente:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi_g + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (3.1)$$

donde  $\nabla P$  es el gradiente de presión interna y  $\Phi_g$  es el potencial gravitacional Galáctico. La cantidad  $D\mathbf{u}/Dt$  representa la derivada temporal total (o *convectiva*) de la velocidad del fluido  $\mathbf{u}$ , incluyendo tanto su tasa de cambio a una posición espacial fija  $\mathbf{x}$  como el cambio producido por el transporte del elemento de fluido a una nueva posición con una velocidad diferente.

El último término en la ecuación 3.1 es la fuerza magnética por unidad de volumen actuando sobre una densidad de corriente  $\mathbf{j}$ . Usando la ley de Ampere reescribimos la ecuación 3.1 como:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi_g + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B} - \frac{1}{8\pi} \nabla |\mathbf{B}|^2 \quad (3.2)$$

El tercer término representa la tensión asociada con las líneas de campo curvadas, mientras que el último término es el gradiente de un escalar, la *presión magnética*, análoga a la presión térmica y cuya intensidad aumenta con la compresión de las líneas de campo. La ecuación 3.2 rige el comportamiento local del fluido, de ella se deriva el teorema del virial,

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + 2U + W + M \quad (3.3)$$

donde  $I$  es una cantidad que describe el momento de inercia de la nube reflejando cambios en su forma (este término se hace importante en el caso de presencia de turbulencia),  $T$  es el término de energía cinética de la nube,  $U$  es la energía contenida en el movimiento térmico aleatorio,  $W$  es un término de energía potencial gravitacional y  $M$  es la energía magnética. En la ecuación 3.3 no se han considerado los efectos de una presión externa. Los términos  $T$ ,  $U$ ,  $M$  son todos positivos, mientras que  $W$  es negativo. Si ninguno de estos tres términos puede contrarrestar la cantidad  $W$  la nube molecular gigante comenzará un proceso de colapso gravitacional.

El modelo más simple de colapso gravitacional considera material en caída libre hacia el interior del grumo. Según este modelo el tiempo característico de colapso libre es:

$$t_{ff} \sim \left( \frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

$$\sim 7 \times 10^6 \text{yr} \left( \frac{M}{10^5 M_\odot} \right)^{-1/2} \left( \frac{R}{25 \text{pc}} \right)^{3/2} \quad (3.5)$$

La ecuación 3.5 muestra que, según este modelo de caída libre, las nubes moleculares gigantes poseerían tiempos de colapso libre comparables a sus tiempos de vida observados. Sin embargo debemos notar que el modelo en cuestión no considera los efectos de presión interna, campos magnéticos y rotación del gas presentes en las nubes moleculares, que tienden a retrasar estos tiempos de colapso.

### 3.1.1. Equilibrio de los complejos gigantes

El tiempo de estabilidad de las estructuras moleculares gigantes es superior a  $10^7$  años, permaneciendo la mayor parte de sus vidas en un balance de fuerzas. Bajo esta suposición podemos despreciar el miembro izquierdo de la ecuación 3.3 y obtener la forma del teorema del virial apropiada para estabildades de largos tiempos:

$$2T + 2U + W + M = 0 \quad (3.6)$$

Cabe aclarar que esta ecuación no considera los efectos de rotación de las nubes moleculares. Este hecho no afecta mayormente ya que debido a las bajas velocidades de rotación que poseen las nubes, las fuerzas centrífugas no son importantes en el frenado del colapso gravitacional de las mismas.

Estudiaremos cuán eficaces son los diferentes términos relacionados con la presión interna para frenar el colapso gravitacional. Considerando  $U \sim MRT/\mu$ , donde  $T$  es la temperatura representativa del gas, escribimos la relación:

$$\frac{U}{|W|} \sim \frac{MRT}{\mu} \left( \frac{GM^2}{R} \right)^{-1} \quad (3.7)$$

$$= 3 \times 10^{-3} \left( \frac{M}{10^5 M_\odot} \right)^{-1} \left( \frac{R}{25 \text{pc}} \right) \left( \frac{T}{15 \text{K}} \right) \quad (3.8)$$

La ecuación 3.8 muestra que las nubes moleculares gigantes no pueden sostenerse exclusivamente por la presión térmica.

Consideremos ahora el término magnético. Estudios de polarización de la radiación de las estrellas de fondo revelan la existencia de campos magnéticos a gran escala a lo largo de la Galaxia. Estos campos penetran las nubes moleculares gigantes y pueden ejercer una influencia dinámica mayor en la prevención del colapso gravitacional. La importancia de la fuerza magnética respecto a la auto-gravitatoria es

$$\frac{M}{|W|} = \frac{|B|^2 R^3}{6\pi} \left( \frac{GM^2}{R} \right)^{-1} \quad (3.9)$$

$$= 0.3 \left( \frac{B}{20 \mu\text{G}} \right)^2 \left( \frac{R}{25 \text{pc}} \right)^4 \left( \frac{M}{10^5 M_\odot} \right)^{-2} \quad (3.10)$$

donde se han considerado valores típicos del MIE. La estimación numérica  $M/|W|$  indica que la acción del campo magnético es importante en el frenado del colapso gravitatorio de las nubes moleculares.

Finalmente consideraremos el término de energía cinética  $T$ , debido al movimiento aleatorio de los grumos presentes en la nube molecular gigante,

$$\frac{T}{|W|} \sim \frac{1}{2} M \Delta V^2 \left( \frac{GM^2}{R} \right)^{-1} \quad (3.11)$$

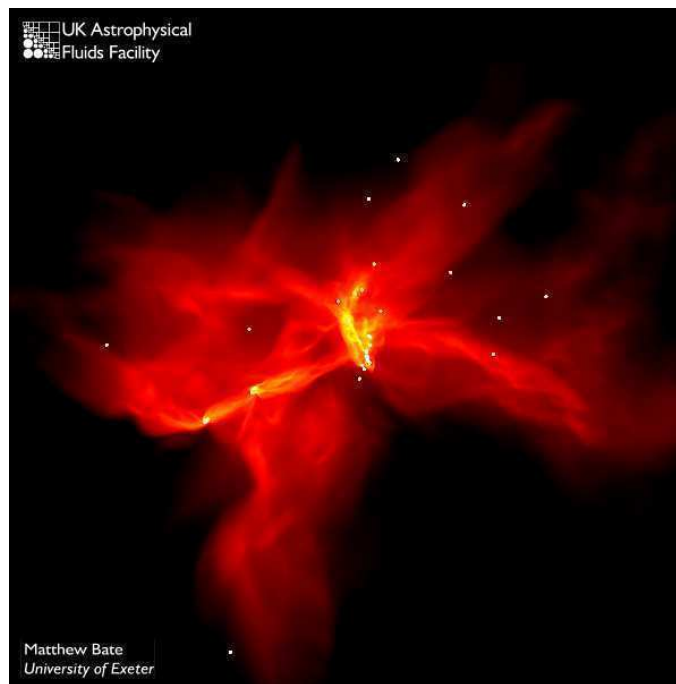
$$= 0.5 \left( \frac{\Delta V}{4 \text{ kms}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{M}{10^5 M_\odot} \right)^{-1} \left( \frac{R}{25 \text{pc}} \right) \quad (3.12)$$

La presión del campo magnético ofrece una solución concreta para explicar la estabilidad y las tasas más lentas de formación estelar en las nubes moleculares. El proceso por el cual los campos magnéticos detienen el colapso gravitacional se denomina “congelamiento magnético”. Aún las nubes moleculares poseen cierta cantidad de material ionizado cuyas partículas cargadas son “sostenidas” por los campos magnéticos imperantes en su interior. En particular, la colisión de los protones (la acción de los electrones es despreciable) con las partículas neutras que están siendo arrastradas hacia el interior de la nube por acción de la gravedad, frena en parte dicho colapso retrasando en la práctica los tiempos de formación estelar. Dicho fenómeno será más importante, entre otras cosas, cuanto mayor sea la tasa de ionización de la nube molecular en cuestión.

Sin la presencia de los campos magnéticos, las nubes moleculares deberían contraerse en una escala de tiempo muy rápida, generando puntos de altas densidades y produciendo estrellas a una tasa muy superior a la observada. En realidad la tasa observada de formación estelar es de sólo el 5 % de la predicha por los modelos que no consideran la presencia de los campos magnéticos.

### 3.1.2. Turbulencia en las nubes moleculares gigantes

La presencia de fenómenos turbulentos en las nubes moleculares fue sugerida por primera vez por C. Weizäcker en 1951. Por la simple comparación de la velocidad térmica promedio de las moléculas ( $1-10 \text{ km s}^{-1}$ ) con las velocidades mucho mayores observadas para las nubes moleculares ( $10-100 \text{ km s}^{-1}$ ) concluyó que el movimiento del gas interestelar debería mostrar en general características de turbulencia y compresión. En el sentido más simple, la turbulencia es causada por fluctuaciones irregulares en la velocidad y la compresión significa que estas fluctuaciones producirán inhomogeneidades en la densidad del gas. La compresibilidad en el fenómeno de la turbulencia juega un rol importante en la dinámica de las nubes moleculares. Los fenómenos de la turbulencia son considerados incompresibles en la mayoría de los casos terrestres. Sin embargo, fluidos supersónicos en un MIE altamente compresible puede crear perturbaciones en la densidad que pueden desencadenar eventos de colapso gravitacional.



**Figura 3.1:** Simulación de la dinámica de una nube molecular regulada por la gravedad y las turbulencias internas. Puede apreciarse la formación de eventos de colapso local. Créditos: Matthew R. Bate, Ian A. Bonnell, y Volker Bromm, UK Astrophysical, Fluids Facility, University of Leicester.

El tratamiento de este problema no es sencillo y debe incluir disipación a través de choques, no uniformidad, inhomogeneidad y además el hecho de que el MIE está magnetizado. En la actualidad se están desarrollando modelos analíticos de turbulencia MHD compresible para fluidos supersónicos y la mayoría de las conclusiones provienen de simulaciones numéricas. Klessen (2003) propuso que el nacimiento estelar está regulado por la turbulencia supersónica interestelar a través de una compleja

red de choques interactuantes. Estos procesos permiten a los flujos de gas converger y generar regiones de alta densidad, las cuales eventualmente determinarán la forma de los grumos de material molecular. Existe evidencia observacional de la existencia de flujos supersónicos en las nubes moleculares (Blitz 1993).

Un parámetro fundamental a tener en cuenta en estos modelos es el tiempo de decaimiento de la turbulencia supersónica, porque si es más corto que el tiempo de caída libre del colapso estelar, los choques dispersarán el grumo antes de que el núcleo protoestelar pueda formarse. Sin embargo, modelos numéricos recientes mostraron que ciertas turbulencias supersónicas serían capaces de regular eficientemente la formación estelar en las nubes moleculares (Klessen 2003; Mac Low 2003). La Fig. 3.1 muestra el resultado de una simulación numérica de la dinámica de una nube molecular, regulada por la gravedad y las turbulencias internas, en donde se aprecia la formación de eventos de colapso local.

## 3.2. Propiedades dinámicas de los núcleos moleculares

Como se ha mencionado, una característica de las nubes moleculares es que presentan estructura jerárquica con escalas que se extienden hasta pequeños núcleos de material molecular auto-gravitantes con dimensiones típicas del orden de 0.2 pc. Estos pequeños y densos fragmentos de material molecular han sido reconocidos hace más de 20 años como sitios de formación de estrellas de baja masa (ej. en las nubes oscuras como Tauro y Perseo). Esta sección se centrará en las propiedades dinámicas de los núcleos autogravitantes y en los procesos físicos que eventualmente darán lugar a las condiciones iniciales del colapso gravitacional.

### 3.2.1. Masa crítica

Las estructuras de nubes isotérmicas y libres de campos magnéticos fueron estudiadas por R. Ebert (1955) y W. Bonnor (1956). Las llamadas *esferas de Bonnor-Ebert* se encuentran en equilibrio para una dada presión externa hasta una masa máxima  $M_{cr}$ . El concepto de Bonnor-Ebert es usado a menudo para describir el comportamiento de los núcleos durante su colapso. Efectivamente la masa crítica del modelo de Bonnor-Ebert es equivalente a la *masa de Jeans*. Empleando el teorema del virial J. Jeans (1902) definió una longitud de onda crítica (llamada *longitud de Jeans*) donde una nube, considerada infinita en tamaño, se vuelve inestable ante perturbaciones de densidad:

$$\lambda_J = 0.2 \left( \frac{T}{[10 \text{ K}]} \right)^{1/2} \left( \frac{n}{[10^4 \text{ cm}^{-3}]} \right)^{-1/2} \text{ pc} \quad (3.13)$$

Así, a partir de  $\lambda_J$  se obtienen el radio crítico  $R_J = \frac{1}{2}\lambda_J$  y la masa crítica de Jeans,

$$M_J = 1.6 \left( \frac{T}{[10 \text{ K}]} \right)^{3/2} \left( \frac{n}{[10^4 \text{ cm}^{-3}]} \right)^{-1/2} M_\odot \quad (3.14)$$

A una temperatura de 10 K y una densidad de  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , el radio y la masa de Jeans son 0.2 pc y  $1.6 M_\odot$ , respectivamente. De esta manera un núcleo molecular típico está siempre cercano al colapso gravitacional.



### 3.2.2. Equilibrio y colapso gravitacional de los núcleos

El estado de equilibrio de los núcleos moleculares y la forma en que colapsan bajo la acción de la propia gravedad para formar estrellas es probablemente el punto más controversial del proceso de formación estelar. Las incertezas en la intensidad del campo magnético y la importancia de los movimientos turbulentos junto con una posible revisión de los tiempos de vida del gas molecular (ej. Hartmann, Ballesteros-Paredes & Bergin 2001) han resultado en dos enfoques opuestos del estado global de las nubes. El primero sostiene que las nubes están cerca del equilibrio y que su evolución hacia la formación estelar es aproximadamente quasi-estática. El otro punto de vista sugiere que las nubes son objetos dinámicos que evolucionan y forman estrellas.

El modelo quasi-estático sostiene que las nubes son objetos cercanos al equilibrio virial, debido a sus vidas relativamente largas (al menos unos 10 Myr de acuerdo a recientes estimaciones de Mouschovias, Tassis & Kunz 2006) y sus ligaduras gravitacionales (ej. Larson 1981). El equilibrio contra el colapso gravitacional es provisto por los campos magnéticos que contribuyen a la estabilidad de la nube. Si la componente estática del campo magnético es suficientemente intensa las fuerzas gravitatorias no pueden superar a las fuerzas magnéticas mientras el campo permanezca congelado en la materia (Nakano & Nakamura 1978). En este escenario dominado por los campos magnéticos, las nubes moleculares sólo pueden evolucionar bajo la acción de la gravedad y formar estrellas a través del proceso de “difusión ambipolar”, por el cual se produce una deriva de partículas neutras desacopladas de las partículas cargadas del plasma hacia el interior del núcleo del gas molecular. Cuando este núcleo ha acumulado suficiente masa, colapsa y forma estrellas (Mestel & Spitzer 1956; Mouschovias & Ciolek 1999). Bajo condiciones típicas de las nubes, la formación estelar a través del proceso de “difusión ambipolar” es lento (varias veces el tiempo dinámico de la nube), y esta lentitud hace que la nube evolucione antes de que la formación estelar tenga lugar. La formación estelar se transforma así en un proceso más bien ineficiente, lo cual está de acuerdo con la baja tasa de nacimiento estelar observada en la Galaxia (Zuckerman & Evans 1974).

La otra visión, opuesta y más reciente, de la evolución de la nube molecular y la formación estelar enfatiza el rol de las turbulencias supersónicas y la falta de equilibrio. Simulaciones numéricas han mostrado que las turbulencias magnéticas decaen en aproximadamente el tiempo dinámico (Mac Low et al. 1998), así que las ondas hidromagnéticas no pueden equilibrar la gravedad sin una fuente de continuo reabastecimiento. Si además los campos son lo suficientemente débiles para que las nubes moleculares sean supercríticas, la evolución de la nube y la formación estelar se transforman en procesos rápidos que ocurren en la escala de tiempo dinámico de la nube (Elmegreen 2000). En este escenario las nubes se forman y se disipan rápidamente sin alcanzar el estado de equilibrio y con tiempos de vida para las nubes moleculares de 3-5 Myrs (Vázquez-Semadeni, Ballesteros-Paredes & Klessen 2003). La formación estelar está regida por la interacción entre la gravedad y la turbulencia propia de la nube a través de procesos rápidos de formación. La controversia entre los dos escenarios ilustra cómo nuestro conocimiento de la física de las nubes moleculares es aún limitado y está lejos de ser completo. En la actualidad no existe un consenso sobre cómo se forman las nubes y cómo evolucionan para formar las estrellas y finalmente dispersarse. Por otro lado, existe la posibilidad de que este último mecanismo, más rápido, de formación estelar sea el responsable de la generación de las estrellas de alta masa que, como veremos más adelante, poseen tiempos de formación menores que las estrellas de baja masa.

Una comparación de la densidad inicial en un núcleo molecular con la densidad promedio de estrellas maduras revela una diferencia de 20 órdenes de magnitud. La densidad típica de tales grumos es de  $\sim 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ , mientras que la densidad promedio de una estrella como nuestro Sol es del orden de  $1 \text{ g cm}^{-3}$ . Como fue dicho en secciones anteriores, este cambio en la densidad no se logra

con fuerzas externas sino a través del colapso auto-gravitacional de la materia. Durante este colapso el tamaño del objeto se reduce de algunos años luz a unos pocos cientos de miles de kilómetros de radio con temperaturas internas que pasan de unos pocos Kelvins a  $3 \times 10^7$  K. Algunos valores típicos para los parámetros de un núcleo molecular que está colapsando son: masa  $\sim 1 M_{\odot}$ , radio  $\sim 0.1$  pc, temperatura  $\sim 10$  K, densidad media del núcleo  $\sim 10^{-19}$  g cm $^{-3}$ .

Estas condiciones iniciales corresponden al colapso de un núcleo hacia la formación de un objeto de baja masa ( $\sim \leq 2 M_{\odot}$ ). Un núcleo de gas molecular con tales condiciones es inestable frente al colapso gravitacional y su fenomenología es casi independiente de las condiciones iniciales (ej. Larson 1969; Penston 1969; Wuchterl & Tscharnuter 2003). La parte central de este núcleo colapsa mucho más rápidamente que la parte externa apareciendo casi instantáneamente un gradiente de presión. Mientras que la parte interna colapsa en primer lugar, la externa lo hace sólo después de ser alcanzada por una onda que se expande desde el interior a la velocidad del sonido (Shu 1977). El concepto fue desarrollado por F. Shu a finales de los 70's y es referido comúnmente como el escenario "*inside-out-collapse*". El modelo permite un tratamiento analítico del colapso estelar que incluye estimaciones de la tasa de acreción así como también el tamaño de la esfera en colapso. Después de un tiempo relativamente corto, se forma un núcleo pequeño que comienza a acretar materia a una tasa constante,

$$\dot{M}_{ac} \sim \frac{c_s^3}{G} \quad (3.15)$$

con un radio de caída de material de  $r_{inf} = c_s t$ . En este modelo  $r_{inf}$  es la frontera entre el envoltorio interno colapsando y el externo sin colapsar. El problema con este modelo es que considera una tasa de acreción constante, sin embargo existen algunas modificaciones dependientes del tiempo de la forma de (Myers et al. 1996):

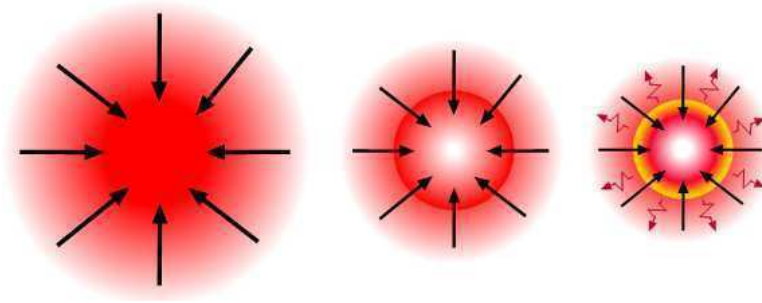
$$\dot{M}_{ac} \sim \frac{c_s^3}{G} e^{t/\tau} \quad (3.16)$$

siendo  $\tau$  el tiempo característico cuando la masa de la protoestrella ha alcanzado el valor de secuencia principal. El concepto de una onda supersónica que se propaga hacia el exterior es único al modelo estándar de Shu de formación estelar. Tratamientos numéricos llevados a cabo por Larson son diferentes y se identifican varias fases características en la evolución dinámica del colapso.

- *Fase de caída libre:* con densidades en el centro inferiores a  $10^{-13}$  g cm $^{-3}$  el colapso es isotérmico y el material cae a escalas de tiempo de caída libre. La densidad crece más rápidamente en el centro de la esfera colapsando y más lentamente en las capas externas. El enfriamiento se produce a través de moléculas de hidrógeno y granos de polvo que reemiten en el infrarrojo.
- *Fase del primer núcleo:* una vez que la densidad central excede los  $10^{-13}$  g cm $^{-3}$ , el colapso deja de ser isotérmico debido a que algunas capas de la esfera se hacen ópticamente gruesas y la energía de la compresión no puede ser irradiada hacia el exterior. Eventualmente se forma un primer núcleo estable de unas pocas unidades astronómicas conteniendo una pequeña fracción de la masa inicial de la nube. A temperaturas superiores a 1000 K la mayoría de los granos de polvo se han evaporado con la consecuente pérdida del enfriador natural del sistema.
- *Fase de opacidad:* una vez que las temperaturas alcanzan los 2000 K, las moléculas de hidrógeno comienzan a disociarse produciendo una caída del primer exponente adiabático por debajo de su valor crítico de 4/3. Esto trae aparejado una segunda contracción de la esfera debido a que

la presión interna no es suficiente para frenar el colapso gravitacional. Una vez alcanzada una densidad de  $10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$  la fracción de ionización del hidrógeno crece lo suficiente como para reestablecer los valores del primer exponente adiabático. Varios ciclos de contracciones pueden suceder debido a la ionización del He y átomos con  $Z$  más alto. Lo que ha quedado en el centro es un núcleo de aproximadamente  $0.01 M_{\odot}$ .

- *Fase de acreción:* El núcleo remanente se hace ópticamente grueso y entra en la fase de acreción desarrollando en algún momento un disco de acreción. Es en este momento que las observaciones indican la presencia de una protoestrella. Las estrellas de baja masa terminan la fase de acreción antes de alcanzar la secuencia principal y la estrella ya sin envoltorio de gas continúa contrayéndose hasta alcanzar su madurez, momento en que comienza la fusión del hidrógeno.



**Figura 3.2:** En un primer momento, la nube colapsa y la radiación escapa libre. En la segunda etapa se forma un núcleo más denso y opaco a la radiación lo cual hace que se caliente. Finalmente, la caída de material sobre ese núcleo calienta su superficie por lo que la protoestrella empieza a emitir radiación aún sin haber alcanzado su fase de secuencia principal.

A menudo las fases 2 y 3 suelen ser combinadas y conocidas como la *fase adiabática* mientras que a la fase 4 se la conoce como *fase hidrostática*.

### 3.3. Evolución de las protoestrellas

En esta sección se describirá la evolución de los objetos estelares luego de la fase de formación de masa puntual, momento en que el objeto estelar joven aumenta su masa vía acreción de su nube circunestelar. El denso objeto central que se formó durante el colapso de una nube no es una estrella aún, pero ha dejado de ser un núcleo molecular. Definamos primero algunos términos:

- *Protoestrella:* es el núcleo estelar ópticamente grueso que se forma durante la fase de contracción adiabática y aumenta su masa durante la fase de acreción.
- *Sistema protoestelar:* comprende el objeto central más su disco de acreción y el envoltorio de gas molecular.
- *Estrella PSP:* es la estrella en pre-secuencia principal que continúa su contracción hacia la secuencia principal y se hace visible una vez dispersado el envoltorio de gas.
- *YSO:* tomado de su sigla en inglés “young stellar object”, es el sistema protoestelar completo a través de todas sus fases evolutivas.

El evento de nacimiento de la protoestrella puede ser ubicado temporalmente cerca del final de la fase adiabática cuando el núcleo se hace ópticamente grueso a la radiación e ingresa a la fase de acreción. En esta fase la protoestrella está cerca del equilibrio hidrostático y continúa creciendo. Su masa, originalmente tan baja como  $\sim 0.001 M_{\odot}$ , aumenta rápidamente por un factor de  $\sim 10$  para formar el “embrión estelar”. Debido a que la materia que cae hacia el centro es ópticamente gruesa, cualquier choque de acreción calentará las capas externas produciendo la expansión e incrementando el tamaño de la protoestrella a unos pocos radios solares. Durante esta expansión la opacidad de las capas externas cae y los fotones pueden escapar. Así, las pérdidas radiativas evitan que la protoestrella se expanda demasiado y su radio permanece más o menos constante a través de la fase de acreción. Al final de la fase de acreción la protoestrella deja de capturar material de su envoltorio de gas (que en la mayoría de los casos ha sido dispersado) y continúa la contracción cuasi-hidrostáticamente.

### 3.3.1. Tasas de acreción

La tasa de acreción que ocurre durante el proceso de formación estelar varía fuertemente con el tiempo. Diferentes modelos basados en el modelo estándar de Shu predicen para un envoltorio isotérmico de gas de  $\sim 10$  K en caída hacia el centro, una tasa de acreción constante de aproximadamente  $1.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . De acuerdo a esto, llevaría  $\sim 7 \times 10^5$  años la formación de una estrella de  $1 M_{\odot}$ . A pesar de no ser una mala estimación, cálculos más detallados (Hunter 1977; Whitworth & Summers 1985; Ogino et al. 1999) muestran que típicamente las tasas varían a lo largo del tiempo comenzando con un estallido de rápida acreción ( $\dot{M}_{acc} \sim 50 \frac{c_s^3}{G}$ ) que dura unos  $10^4$  años y declina rápidamente con el tiempo (Tomisaka 1996; Saigo & Hanawa 1998). La mitad del envoltorio de gas fue acretado a los  $10^5$  años y casi su totalidad a los  $10^6$  años. Observaciones muestran que en una protoestrella en las etapas finales de formación las tasas de acreción son de sólo  $\sim 0.06 c_s^3/G$  lo que corresponde a tasas inferiores a  $10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ .

### 3.3.2. La fusión del deuterio y la convección

La protoestrella evoluciona hidrostáticamente aumentando su masa durante el proceso de acreción. Cuando la temperatura interna alcanza los  $10^6$  K se desencadena la fusión del deuterio. La tasa de acreción determinará el tiempo que dura este proceso. En las estrellas con masas menores a  $2 M_{\odot}$ , las tasas de acreción duran lo suficiente como para que se produzca la fusión del deuterio en las capas más externas del núcleo gaseoso. En las estrellas de baja masa la cantidad de deuterio que se fusiona es del orden de la cantidad acretada desde el envoltorio gaseoso. Esto sólo puede ocurrir si el deuterio acretado es transportado eficientemente hacia el centro de la estrella, el mecanismo en cuestión es la convección. Una vez que la convección se produce, el deuterio acretado es transportado rápidamente hacia el interior estelar. El deuterio determina de esta manera la relación masa-radio de la estrella.

### 3.3.3. Relación Masa-Radius

La evolución del radio y la masa de una protoestrella es clave en nuestra comprensión de la evolución temprana de las estrellas. La expresión de la masa para una esfera de gas en colapso y en rotación lenta (Terebey et al. 1984):

$$M = 0.23 \left( \frac{R}{3 R_{\odot}} \right)^{1/3} \left( \frac{\Omega}{10^{-14} \text{ s}^{-1}} \right)^{-2/3} \left( \frac{c_s}{0.35 \text{ kms}^{-1}} \right)^{8/3} M_{\odot} \quad (3.17)$$

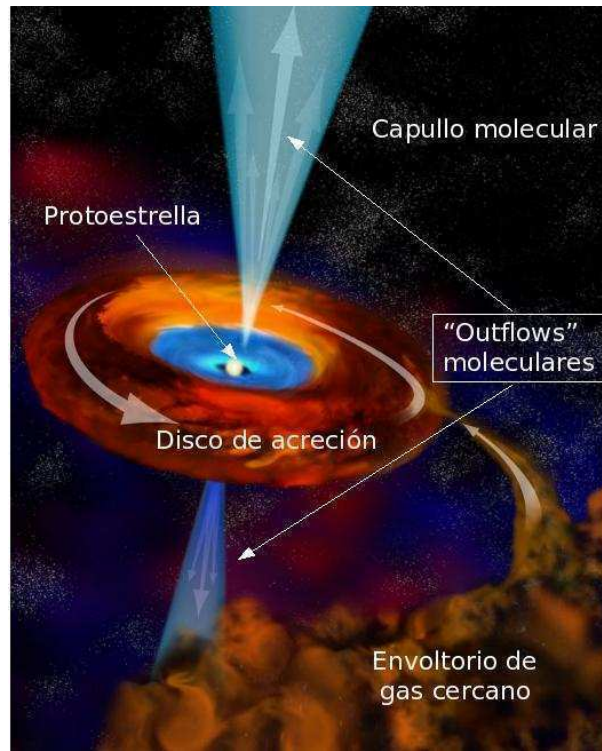
describe una relación simple masa-radio válida para masas de la protoestrella inferiores a  $0.35 M_{\odot}$  y radios entre 2 y  $5 R_{\odot}$ . A partir de aquí la evolución de la estrella es dominada por la fusión del deuterio (Stahler 1988). Según los autores todas las relaciones de masa-radio previas a la fusión del deuterio convergen a un punto de  $0.3 M_{\odot}$  y  $2.5 R_{\odot}$ . A partir de este punto el radio se expande a  $\sim 5 R_{\odot}$  cuando la masa alcanza  $1 M_{\odot}$ . La evolución hacia estrellas de mayor masa es compleja y aún se halla en pleno desarrollo.

### 3.3.4. Discos de acreción y “outflows” moleculares

La descripción anterior se basaba en la suposición de que el gas del entorno, en caída libre, impactaba directamente sobre la superficie de la protoestrella. Sin embargo, la rotación de las nubes moleculares distorsiona las trayectorias de caída del material y cuando el momento angular del gas es suficientemente grande se deposita primero en un disco y luego cae en forma espiral hacia la superficie de la protoestrella. La creación del disco de acreción para una protoestrella de baja masa fue explicada a través de modelos que consideran la conexión entre acreción-eyección (Ferreira & Pelletier 1995). Esto es, la energía del disco de acreción, que adquiere su material directamente del gas molecular de su entorno y lo entrega al objeto central en formación, genera un disco de viento (Pudritz et al. 2007) cuyas partículas de gas son colimadas magnéticamente a través de los polos de la protoestrella colisionando con el material molecular del medio circumestelar local (ver Fig. 3.3). Así, las moléculas del entorno son aceleradas y se generan estructuras semejantes a lóbulos denominadas “outflows” que se prolongan mucho más allá de sus densos núcleos madre y son observadas en distintas líneas moleculares. En la actualidad, las observaciones parecen sugerir que todos los objetos estelares jóvenes poseen “outflows” moleculares en mayor o menor medida. Las más altas tasas de acreción se corresponden con las más violentas actividades de “outflows” que, en general, suelen ocurrir durante las fases iniciales de la formación estelar. Por otro lado, las partículas del viento de la protoestrella viajan mucho más allá del gas molecular del “capullo” colisionando algunas veces con el MIE más lejano, ionizando el material y generando estructuras de tipo “bow shock” que se conocen con el nombre de chorros. Estos chorros son observados en distintas bandas del óptico y del infrarrojo.

El primer “outflow” fue descubierto en el año 1980 en la nube oscura L1551 de Taurus-Auriga. En los años posteriores los radioastrónomos han empleado la línea de 2.6 mm del CO para investigar la estructura y cinemática de tales regiones. Si bien existía evidencia de presencia de gas turbulento en las cercanías de las estrellas jóvenes, el nuevo flujo de material descubierto en L1551 presentaba una morfología nunca antes observada, con dos lóbulos bien separados espacialmente y alineados en un eje que pasaba por el objeto central. La densidad volumétrica del material del “outflow” era aproximadamente  $800 \text{ cm}^{-3}$ , similar a la del entorno, lo cual sugirió que efectivamente se trataba de gas molecular del núcleo madre puesto en movimiento a través de la colisión con el chorro de material proveniente de la protoestrella.

Conocida la inclinación de los “outflows” respecto del plano del cielo puede transformarse la velocidad radial  $V_r$  observada en una velocidad tridimensional  $u$ . A partir de la distribución de masa escrita como  $dM/du$  puede escribirse la luminosidad mecánica de los “outflows” como:



**Figura 3.3:** Esquema del sistema protoestelar ubicado dentro del “capullo” de gas molecular.

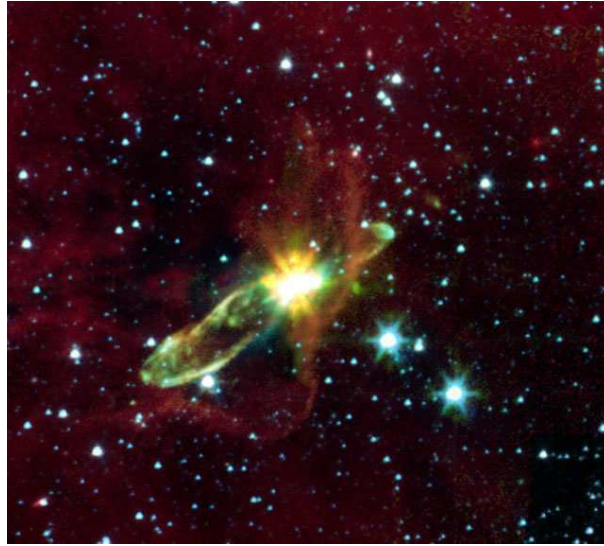
$$L_{mec} = \frac{1/2 \int du u^2 dM/du}{t_{din}} \quad (3.18)$$

donde la integral cubre todas las velocidades mayores que la velocidad de fondo  $u_0$ . El tiempo dinámico  $t_{din}$  es  $L / \langle u \rangle$  donde  $L$  es la longitud de un lóbulo y  $\langle u \rangle$  es la velocidad promedio del lóbulo. La luminosidad mecánica es una medida de la tasa a la cual el “outflow” transporta la energía cinética. Esta energía debe, por supuesto, ser aportada por un chorro de material central. Las observaciones sugieren que este proceso de transferencia es no-conservativo pues una gran parte de la energía se pierde en el camino. Por ejemplo, la nube L1551 presenta una elevada emisión en el infrarrojo lejano. La emisión relativa entre 60 y 100  $\mu\text{m}$  indica que los granos de polvo responsables de dicha emisión han sido calentados a 25 K. La correspondiente luminosidad  $L_{rad}$  es aproximadamente  $7 L_{\odot}$  y excede a la  $L_{mec}$  de los “outflows” por un factor de tres.  $L_{rad}$  puede ser interpretada como la disipación de los movimientos turbulentos de los “outflows”. Los chorros de material eyectados por la protoestrella deben aportar energía a la nube madre a una tasa de  $\sim L_{mec} + L_{rad}$ .

Por otro lado, el momento contenido en los “outflows” puede estimarse como:

$$F_{out} = \frac{\int du u dM/du}{t_{din}} \quad (3.19)$$

donde se suman las contribuciones de los dos lóbulos a pesar de su movimiento en direcciones opuestas. De hecho, debido a la simetría del objeto central, es esperable que el vector momento



**Figura 3.4:** Imagen en dos colores obtenida con el Telescopio infrarrojo *Spitzer*-IRAC ( $4.5\mu\text{m}$ =verde y  $8\mu\text{m}$ =rojo) del objeto Herbig-Haro 46/47. La emisión a  $4.5\mu\text{m}$ , línea trazadora de gas chocado, evidencia la presencia de los “outflows” moleculares asociados a esta protoestrella. Créditos: NASA/JPL-Caltech/A. Noriega-Crespo (SSC/Caltech).

correspondiente a ambos lóbulos esté próximo a cero. El proceso de transferencia de momento del chorro al “outflow” es conservativo debido a que el momento no puede ser disipado.

Eyecciones de “outflows”, aunque menos colimadas, fueron observadas en torno a protoestrellas de mayor masa (ej. Shepherd & Churchwell 1996) creando la noción de que la formación de estrellas de gran masa es una versión a gran escala de la formación de estrellas de baja masa. Sin embargo tal como fue notado por Arce et al. (2007), hasta la actualidad no se observaron eyecciones de “outflows” altamente colimadas para regiones de formación de estrellas de gran masa cuya luminosidad excediera  $10^5 L_{\odot}$  (correspondiendo a  $\sim 25 M_{\odot}$ ). De igual manera, los discos circumestelares fueron detectados en torno a estrellas jóvenes tipo B, pero nunca alrededor los objetos progenitores de estrellas tipo O (Cesaroni et al. 2007).

Si bien se supone que la mayoría de las estrellas de gran masa se forma a través de un disco de acreción, quizás las estrellas con masas entre  $50\text{-}100 M_{\odot}$  posean otro mecanismo de formación, procesos más dramáticos como colisiones de estrellas o protoestrellas (Bonnell, Bate & Zinnecker 1998, Stahler, Palla & Ho 2000). Podría imaginarse que la razón por la cual ni discos ni “outflows” fueron detectados en los progenitores de estrellas tipo O, es porque sus discos son fotoevaporados al mismo tiempo que crece la masa estelar por acreción del mismo. La combinación de un poderoso viento estelar podría limpiar las regiones polares de material y campos magnéticos, haciendo que la observación de los fenómenos de emisión de “outflows” sea más difícil.

### 3.4. Formación de estrellas de gran masa

A pesar del rol dominante que las estrellas de gran masa tienen en la evolución de las galaxias (ej. Kennicutt 2005) nuestra comprensión de su formación y su evolución temprana es aún limitada.

Existen varias razones para ello. La elevada extinción del polvo hace difícil observar estrellas de gran masa durante sus fases críticas de formación temprana, además son escasas, evolucionan rápidamente y las fases importantes de su evolución temprana duran muy poco ( $\sim 10^5$  años) en comparación con las estrellas de masa baja e intermedia ( $\sim 10^6$ - $10^7$  años). Por último, las estrellas de gran masa suelen formarse juntas y su interacción complica aún más su estudio.

La formación de estrellas de gran masa sólo ocurre en el interior de las nubes moleculares gigantes (McKee & Tan 2003), pues es allí donde se dan las condiciones necesarias para la formación de núcleos suficientemente masivos. Las nubes oscuras sólo albergan estrellas de masa baja e intermedia. Numerosos relevamientos de nubes moleculares gigantes Galácticas han revelado la existencia de condensaciones densas y frías ( $n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 10 - 20 \text{ K}$ ) con masas que van desde  $\sim 100$  hasta  $\sim 1000 M_{\odot}$ . Los relevamientos de máseres de metanol a 6.7 GHz evidencian núcleos de material molecular caliente con fuentes embebidas y “outflows” (Minier et al. 2005).

### 3.4.1. Fases en la formación de estrellas de alta masa

A partir de una nube molecular gigante la secuencia de eventos en la formación de estrellas de gran masa puede detallarse brevemente como:

- Formación de núcleos fríos y densos de gas molecular, inducidos por la fragmentación de la nube (Mac Low & Klessen 2004). Esta fragmentación se produce por la turbulencia supersónica que rápidamente genera pequeñas condensaciones de gas, algunas de las cuales permanecerán ligadas gravitacionalmente y eventualmente colapsarán.
- Colapso gravitacional inhomogéneo de cierta fracción de los núcleos con masas del orden de  $10^{-3} M_{\odot}$  (Bate 2000) para formar “embriones” estelares ópticamente gruesos y sostenidos por presión interna.
- Acreción de material sobre los objetos protoestelares mientras evolucionan hacia la etapa de secuencia principal (SP) determinada por el comienzo de la fusión del hidrógeno. Para objetos de baja masa la acreción termina antes, se contraen lenta y cuasi-hidroestáticamente hasta alcanzar la etapa de SP (Baraffe et al. 2002). Sin embargo, las protoestrellas de gran masa comienzan la fusión del hidrógeno mientras continúan acretando material y evolucionando hacia los estados más luminosos de la SP.
- Disrupción del envoltorio de gas a medida que la estrella de gran masa comienza a influenciar fuertemente su entorno con la radiación ionizante e intensos vientos.

Denotaremos estas fases como de compresión, colapso, acreción y disrupción. Todas las fases pueden estar ocurriendo simultáneamente dentro de una misma nube molecular gigante.

### 3.4.2. Fases observables en la formación de estrellas de gran masa

La etapa ópticamente visible de la vida en SP de una estrella de gran masa es precedida por una fase embebida en polvo que dura aproximadamente un 15 % de su vida total (Churchwell 2002). Los trabajos de Menten, Pillai & Wyrowski (2005) y van der Tak & Menten (2005), basados en observaciones del infrarrojo medio han mostrado que esta fase embebida puede ser subdividida en varios tipos de objetos:



a) *Nubes oscuras en el infrarrojo*: sus elevadas densidades y bajas temperaturas internas proveen las condiciones ideales para la formación de estrellas de gran masa. Una compilación de varias decenas de estos objetos de gran masa fue realizada por Sridharan, Williams & Fuller (2005).

b) *Núcleos moleculares calientes* (Kurtz et al. 2000; Cesaroni 2005): estos núcleos poseen grandes cantidades de gas tibio y denso, y una gran abundancia de moléculas orgánicas complejas evaporadas de los granos de polvo.

c) *Regiones HII hipercompactas y ultracompactas* (Kurtz 2005; Hoare et al. 2007): estas regiones son pequeñas zonas de gas ionizado en torno a estrellas muy jóvenes que recién han empezado a ionizar el material circundante.

d) *Regiones HII compactas y clásicas* (Mezger et al. 1967): el gas ionizado se expande como un todo y quebranta la nube molecular madre, revelando tanto la población estelar de gran masa como la de baja masa hasta ese momento embebidas en el polvo.

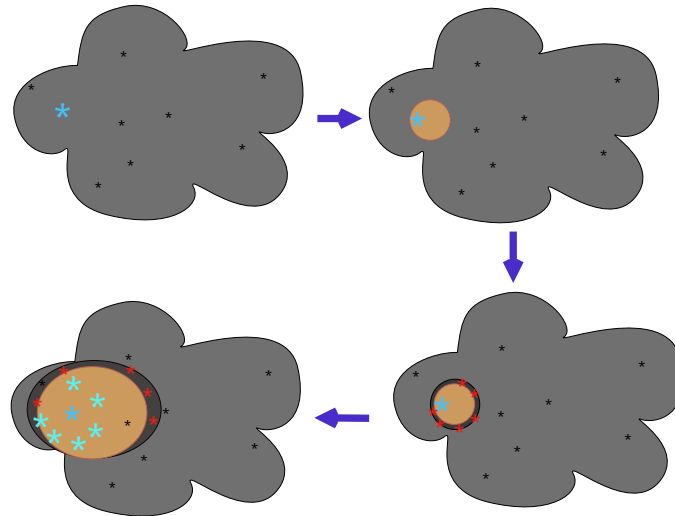
### 3.5. Eventos disparadores de formación estelar

La acción de las estrellas de gran masa, a través de regiones HII en expansión, fuertes vientos estelares y explosiones de SN afectan a las nubes moleculares de su entorno. Estos tres agentes disruptivos pueden dar lugar a procesos de formación estelar si se dan las condiciones físicas apropiadas para ello. 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.

- Numerosas observaciones de poblaciones estelares muestran que algunos subgrupos de asociaciones OB tienen a su alrededor estrellas de baja masa coetáneas con la asociación (Preibisch & Zinnecker 2007; Briceño et al. 2007). Este hecho sugiere un evento disparador rápido y coherente, tal como se esperaría de un frente de choque de una SN. La idea de que una SN podría iniciar eventos de formación estelar había sido adelantada por Öpik (1953), Herbst & Assousa (1977) y Gerola & Saiten (1978). Como ejemplo en la asociación de Escorpio-Centauro existe evidencia de que un frente de choque de alguna SN perteneciente a un subgrupo de estrellas OB pudo haber disparado la formación de otro subgrupo (de Geus 1992). Simulaciones numéricas (ej. Vanhala & Cameron 1998, Melioli et al. 2006) apoyan la posibilidad de que las SNs pueden originar formación estelar. Según estos cálculos las SN requieren encontrarse a una distancia crítica de las nubes moleculares (ni demasiado cerca y ni demasiado lejos) para iniciar la formación estelar. Si se encuentran demasiado cerca la transferencia de momento de la onda de choque produce, dependiendo de las densidades, la dispersión de los núcleos de material molecular. Hay que mencionar sin embargo, que en la actualidad no existe ninguna evidencia observacional directa de formación estelar iniciada por SNs.
- Las cáscaras y supercáscaras de HI en expansión generadas por los fuertes vientos de las estrellas de gran masa pueden iniciar formación estelar en sus bordes. En este caso existe evidencia observacional que confirma la importancia de la evolución de estas estructuras en la creación de nuevas estrellas. Por ejemplo, Patel et al. (1998) analizó el origen y la evolución de la burbuja interestelar de Cepheus y concluyó que la formación de la asociación CepOB2 fue disparada por la acción de los fuertes vientos de una generación anterior de estrellas de gran masa.
- La expansión de una región HII puede encontrar en su camino núcleos de material molecular

ya formados y en equilibrio que tras el paso del frente de ionización pierden su estabilidad y colapsan debido a la presión de la radiación, formando glóbulos cometarios a través de un proceso llamado “implosión radiativa” (ej. Kessel-Deynet & Burkert 2003). Este mecanismo sólo podría disparar la formación de estrellas de masa baja e intermedia (Lee & Chen 2007).

- El modelo clásico de formación de estrellas de gran masa desarrollado por Elmegreen & Lada (1977), “*collect and collapse*”, propone que la expansión supersónica de una región HII genera la compresión turbulenta del material molecular entre el frente de choque y el frente de ionización estimulando la formación de fragmentos de material molecular y la posterior generación de inestabilidades gravitacionales por las que dichos fragmentos colapsan. Las masas típicas de dichos fragmentos son propicias para la formación de estrellas de gran masa. De hecho, según este modelo las estrellas de baja masa no podrían formarse por este mecanismo. A su vez, las nuevas estrellas de gran masa formarán nuevas regiones HII, las cuales al expandirse inducirán en sus bordes la formación de una tercera generación de estrellas de gran masa. Este proceso de formación estelar inducida secuencial termina una vez que el material de la nube molecular fue dispersado por la acción de estas estrellas de gran masa (ver Fig. 3.5). Existen en nuestra Galaxia numerosos ejemplos en donde regiones HII en expansión han barrido el material molecular de su entorno iniciando la formación de estrellas de gran masa (ej. Sh 104 y RCW 79, Zavagno et al. 2005, RCW 108, Comerón, Schneider & Russeil 2005). Recientemente, observaciones en el plano Galáctico realizadas con el Telescopio Espacial *Spitzer* revelaron la presencia de docenas de regiones HII formadas por estrellas jóvenes y calientes en regiones activas de formación estelar. Muchas de las regiones HII producidas por estrellas OB presentan regiones HII secundarias localizadas sobre los bordes de las estructuras primarias, lo cual sugiere que se trata de formación estelar iniciada a través de este mecanismo.



**Figura 3.5:** Esquema de formación estelar secuencial disparada por una región HII en una nube molecular gigante. Inicialmente en la nube molecular se forman estrellas de baja masa (estrellas negras) distribuidas uniformemente y ocasionalmente alguna estrella de gran masa (estrella celeste). Esta última genera una región HII que por expansión, según el modelo de Elmegreen & Lada (1977), dispara la formación de otras estrellas de gran masa (estrellas rojas), las que a su vez también inician por el mismo mecanismo una nueva formación de estrellas de gran masa. La secuencia termina cuando el material molecular de la nube es dispersado por completo.

### 3.6. Observables en los procesos de formación estelar

Los procesos de formación estelar tienen lugar en el interior de las nubes moleculares; por ello, la gran opacidad del medio ambiente en estas regiones hace imposible el análisis de las protoestrellas en bandas ópticas. Es por ello que el estudio de las primeras etapas de los procesos de formación estelar se basan en el análisis a partir de emisiones en distintas bandas del infrarrojo y de radio a través de la emisión del polvo y de ciertas líneas moleculares, respectivamente. Por supuesto, la emisión observada en torno a las protoestrellas no está relacionada con procesos de fusión nuclear ocurriendo en el interior del objeto estelar joven, que aún no ha alcanzado su etapa de secuencia principal, sino más bien, con los procesos de calentamiento del material en su entorno (disco de acreción y superficie de la protoestrella) producto de la acreción de materia hacia su interior.

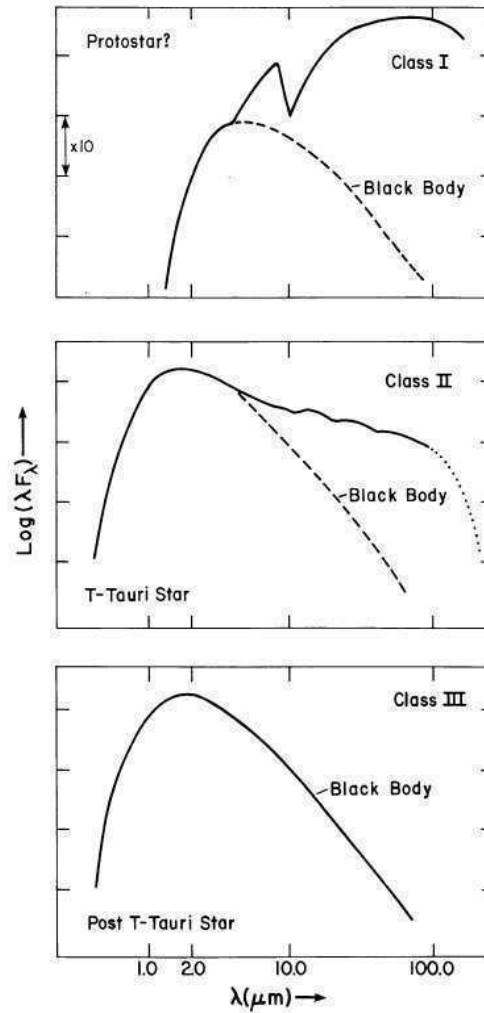
#### 3.6.1. Clasificación observacional de las fases evolutivas de un objeto estelar joven

La caracterización observacional de las distintas etapas evolutivas de los YSOs permitió poner a prueba las diversas teorías de formación estelar. En 1984 Lada & Wilking investigaron las *distribuciones espectrales de energía* (Spectral Energy Distribution, SED) de las fuentes infrarrojas en el rango entre 1 y 100  $\mu\text{m}$  de la nube oscura Ophiuchi. Los autores encontraron que estas fuentes podían ser divididas en diferentes clases morfológicas basados en la forma de sus espectros. En 1987 C. Lada identificó tres clases de objetos y propuso un esquema de clasificación general basado en el nivel de exceso en longitudes de onda largas con respecto a la emisión estelar de cuerpo negro (ver Fig. 3.6) Cuantitativamente, el índice espectral entre 2.2 y 25  $\mu\text{m}$  está dado por:

$$\alpha_{IR} = \frac{d\log(\lambda F_\lambda)}{d\log\lambda} \quad (3.20)$$

Las fuentes *clase I* poseen un perfil de distribución de energía muy ensanchado con respecto a la radiación de cuerpo negro de una estrella con índices espectrales  $\alpha_{IR} \geq 0$ . Las fuentes *clase II* también presentan un ensanchamiento de los perfiles de energía aunque visiblemente menor que los de *clase I* y poseen un índice espectral que varía entre  $-2 \leq \alpha_{IR} \leq 0$ . Las fuentes *clase III* tienen  $\alpha_{IR} \leq -2$ . El notable exceso de IR a longitudes de onda largas que presentan los objetos *clase I* y *clase II* es debido a la emisión térmica de las partículas de polvo presentes en los densos envoltorios de dichas fuentes. Las fuentes tipo *clase I* son candidatas a ser protoestrellas en formación que aún no han dispersado sus densas cubiertas de gas y polvo. En el año 1993 André et al. descubrieron fuentes muy embebidas en polvo cuya emisión permanecía indetectable por debajo de los 25  $\mu\text{m}$  indicando la presencia de importantes cantidades de material circumestelar. Dichas fuentes presentaban mayor exceso de infrarrojo que las fuentes *clase I*, se las denominó *clase 0* y se sugirió que se trataba de las fuentes más jóvenes catalogadas. Un exceso mucho más moderado de emisión IR se observó en las fuentes *clase II* sugeridas como protoestrellas cuyo entorno de gas y polvo ha empezado a dispersarse pero que aún preservan el disco circumestelar. Se debe tener presente que esta clasificación, que trata de relacionar las clases IR con las fases evolutivas de los YSOs, se basa en la suposición que cuanto más joven es el objeto, mayor es la cantidad de material circumestelar que lo rodea; sin embargo, la realidad es mucho más compleja y la separación objetiva de las fases evolutivas mucho más difusa. En otras palabras, observar la evolución de una protoestrella es difícil debido al denso material que la rodea en sus primeras etapas. En particular, la morfología del espectro IR sólo puede brindar información cualitativa de la cantidad de material circumestelar, debido a que a longitudes de onda inferiores a 100  $\mu\text{m}$  la emisión del disco es ópticamente gruesa resultando en pobres estimaciones de su masa. Las

SEDs presentadas por Lada cubren YSOs con un rango de masas entre  $0.2$  y  $2 M_{\odot}$  lo cual incluye a la mayoría de los YSOs en la Galaxia. Los YSOs con masas mayores muestran características similares a grandes rasgos.

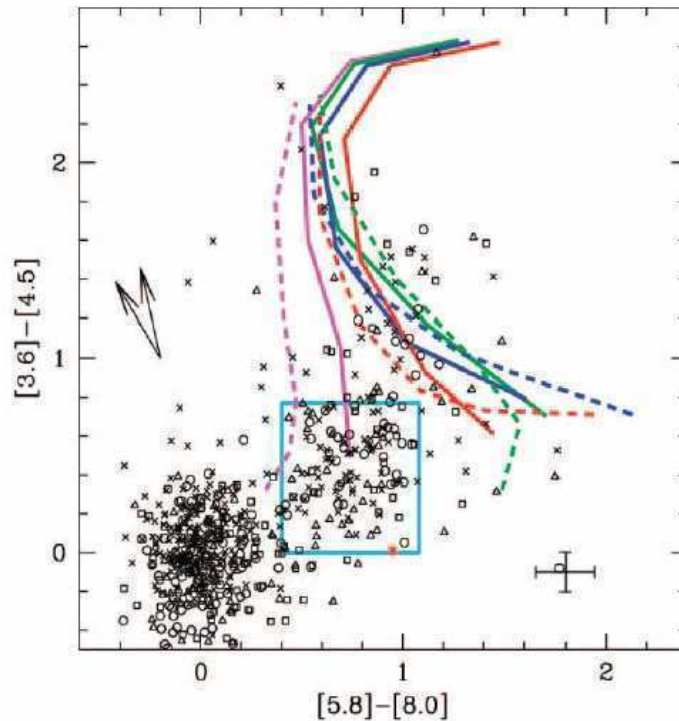


**Figura 3.6:** Esquema de clasificación propuesta por C. Lada basado en la distribución espectral de energía de los objetos estelares jóvenes embebidos.

La noción de que la clasificación a partir de las SEDs corresponde a una secuencia evolutiva fue sugerida por Adams & Shu (1985) y C. Lada (1985).

La observación de objetos *clase I* aporta información sobre la luminosidad de acreción del entorno circumestelar  $L_{acc}$  pero no sobre la luminosidad total del sistema protoestelar debido a que el objeto central permanece casi invisible debajo de la cubierta de gas y polvo. Para tasas de acreción del orden de  $10^{-6}$  a  $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ , la luminosidad de acreción es del orden de  $10 - 50 L_{\odot}$ . Las luminosidades observadas para las protoestrellas son del orden de  $1 L_{\odot}$  (Kenyon & Hartmann 1995). De acuerdo a Hartmann (2000) una posibilidad para explicar esta discrepancia es que la mayor parte de la acreción genere, durante los primeros estados evolutivos, un crecimiento del disco en lugar de aumentar la masa de la estrella.

Estas propiedades pueden estudiarse también a través de los diagramas color-color en el infrarrojo. En particular, la cámara infrarroja IRAC a bordo del satélite *Spitzer Space Telescope (SST)*, descrito en el Capítulo 4, posee una elevada sensibilidad para distinguir entre emisiones provenientes de los discos o de los envoltorios de gas y polvo presentes en las protoestrellas. Allen et al. (2004) comparó los colores predichos por los modelos teóricos para los envoltorios de gas en protoestrellas (fuentes *clase I*) y para los discos protoplanetarios (fuentes *clase II*) con observaciones de YSOs llevadas a cabo con el *SST* (ver Fig. 3.7). El diagrama color-color a partir de las cuatro bandas del IRAC ( $[3.6\mu\text{m}]-[4.5\mu\text{m}]$  vs  $[5.8\mu\text{m}]-[8.0\mu\text{m}]$ ) permite, entre otras cosas, distinguir entre ambos estados evolutivos de las estrellas en formación.



**Figura 3.7:** Colores IR de YSOs en varias regiones de formación estelar observados con el *SST* (IRAC). Las fuentes *clase III* se acumulan hacia la parte inferior izquierda del diagrama, las fuentes *clase II* están marcadas por el cuadrado celeste. las fuentes *clase I* y más jóvenes se encuentran en el medio del diagrama. Las líneas de colores muestran resultados para distintos modelos de estrellas *clase 0* y *clase I* (Allen et al. 2004).

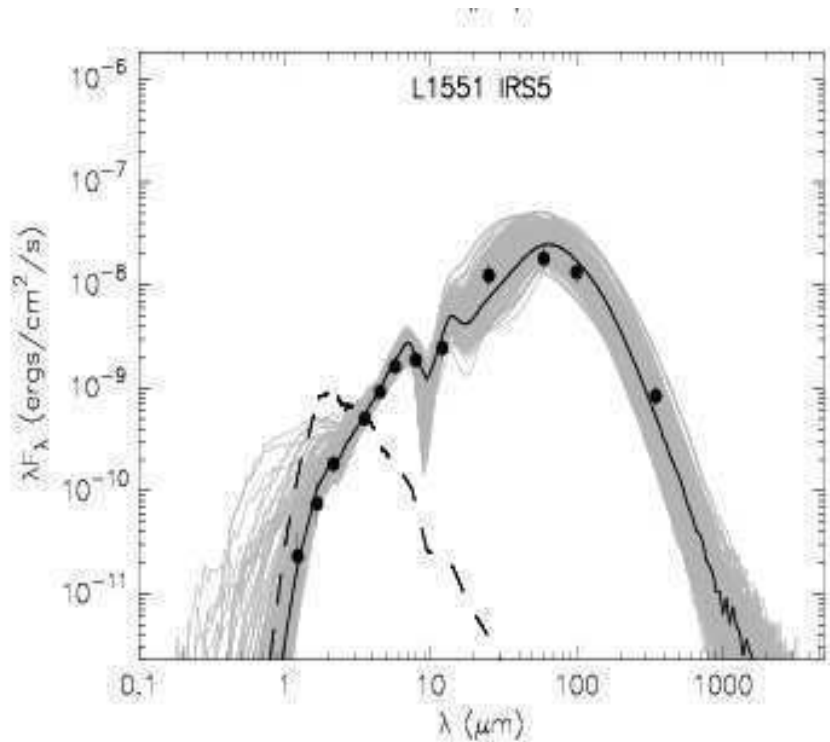
Existen otros diagramas color-color en otras bandas del infrarrojo que serán presentados en capítulos posteriores y que también son de suma importancia en el estudio de las primeras etapas evolutivas de las protoestrellas.

### 3.6.2. Los modelos de Robitaille para las SED

Robitaille et al. (2006) desarrollaron una grilla de modelos de distribución espectral de energía (SED) basados en un código Monte Carlo de transferencia radiativa para objetos estelares jóvenes. La grilla abarca un amplio rango de masas estelares (desde  $0.1$  a  $50 M_{\odot}$ ) y de estados evolutivos (desde los tempranos estados de envoltorio de gas en caída hacia un disco aún tenue, hasta los estados tardíos de disco ya sin envoltorio de gas) y consiste en 20000 modelos de YSOs, con SEDs calculados para 10

ángulos de vista posibles para cada modelo, resultando en un total de 200000 SEDs. Estos modelos están disponibles públicamente <sup>1</sup>.

Para cada fuente estudiada, con sus correspondientes valores de flujos infrarrojos a diferentes longitudes de onda, se obtienen diferentes conjuntos de parámetros (ver curvas grises en Fig. 3.8) que explican la emisión infrarroja de dicha fuente, lo cual evita una sobreinterpretación de los resultados. Estos parámetros pueden dividirse en tres clases, según estén relacionados con el objeto central, con el disco de acreción o con el envoltorio de gas.



**Figura 3.8:** Distribución espectral de energía en el rango del infrarrojo para la fuente L1551 IRS5. La curva negra representa el mejor ajuste según los modelos de transferencia radiativa desarrollados por Robitaille et al. (2006). La curva discontinua representa el mejor ajuste para la fuente según modelos de fotosferas estelares.

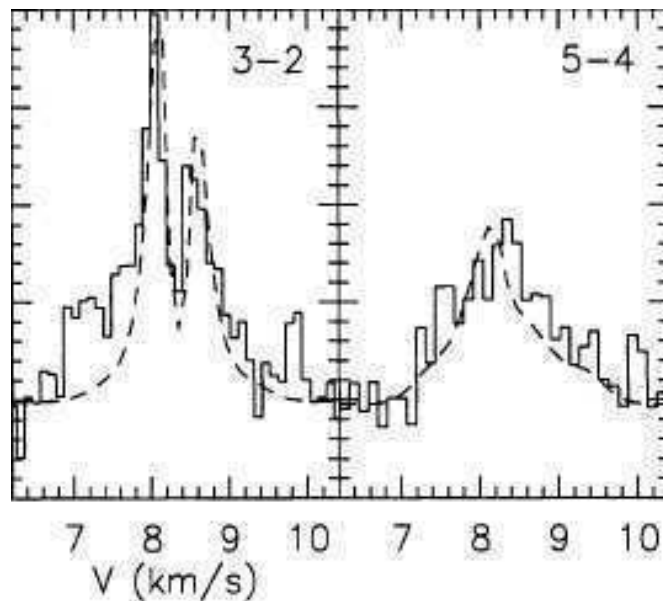
La grilla de modelos ajusta distribuciones espectrales de energía con flujos correspondientes a una gran variedad de longitudes de onda desde el infrarrojo cercano hasta el infrarrojo lejano, que pueden ser extraídos de diferentes catálogos de fuentes infrarrojas puntuales (ej: 2MASS, *Spitzer*-IRAC, *Spitzer*-MIPSGAL, MSX, IRAS, Scuba, etc). Dada la gran variedad de resoluciones espaciales que presentan los diferentes catálogos, muchas veces es necesario considerar ciertos valores de flujo (por ejemplo el de las fuentes IRAS que poseen resoluciones típicas de 1') sencillamente como cotas superiores de la emisión. Robitaille et al. (2007) realizaron un estudio de la precisión del modelo en la determinación de los diferentes estados evolutivos en un conjunto amplio de fuentes infrarrojas y llegaron a la conclusión de que una buena determinación de la edad de dichos objetos requiere de la inclusión en los modelos, de valores de flujos medidos a longitudes de onda mayores que  $20\mu\text{m}$ . De hecho, cuanto mayor sea la longitud de onda del flujo medido más precisa será la determinación del estado evolutivo de la fuente.

<sup>1</sup><http://caravan.astro.wisc.edu/protostars>

### 3.6.3. Características de las líneas moleculares en las regiones de formación estelar

Analizando diferentes transiciones de algunas líneas moleculares se puede caracterizar el proceso de formación estelar que está teniendo lugar en una dada región del cielo. Por ejemplo, a través de estudios espectroscópicos, puede determinarse si en un grumo de material molecular está teniendo lugar un colapso gravitatorio o una expansión del gas. Esto es, a través de un análisis de los perfiles de las líneas de ciertos trazadores moleculares se busca algún ensanchamiento o efecto Doppler inducido por el movimiento del gas alrededor de la protoestrella.

La Fig. 3.9 muestra dos espectros de emisión de la fuente infrarroja B335. En el panel derecho, la transición rotacional  $J=5-4$  del CS ( $\lambda=1.2$  mm) mientras que el panel izquierdo muestra la transición  $J=3-2$  de la misma molécula. La primera es ópticamente fina, por ello, la temperatura de brillo a cada velocidad representa la contribución de todas las moléculas que emiten a lo largo de la línea de la visual. Aquí puede apreciarse cierto ensanchamiento simétrico en la línea respecto de la velocidad central. Este movimiento interno del gas, con una componente alejándose y otra acercándose al observador, puede corresponder a la componente en la línea de la visual de “outflows” moleculares asociados a la fuente IR.

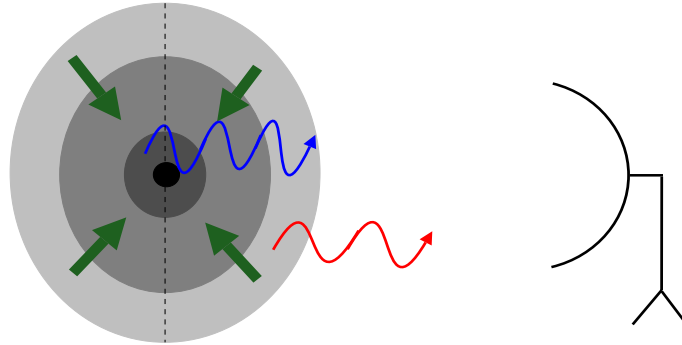


**Figura 3.9:** Espectros de emisión de dos transiciones rotacionales de la molécula de CS hacia la región de formación estelar B335. Los perfiles en líneas discontinuas corresponden a modelos teóricos que consideran un colapso gravitacional esférico.

La compleja estructura del segundo perfil (Fig. 3.9-izquierda) muestra características de auto-absorción en la línea ópticamente gruesa del CS. El perfil presenta una marcada depresión central característica de las líneas moleculares ópticamente gruesas observadas en dirección a estrellas jóvenes embebidas en material denso. Esta depresión central en los perfiles revela la presencia de gas relativamente frío ubicado delante que absorbe los fotones de material más caliente ubicado detrás. Así la temperatura aumenta hacia el centro del grumo molecular como resultado de los procesos radiativos que tienen lugar en el interior en donde se está formando la nueva estrella.

Por otro lado, en el perfil de la Fig. 3.9-izquierda, puede apreciarse cierta asimetría, con el pico “*corrido hacia el rojo*” menos intenso que aquel “*corrido hacia el azul*”. Una posible interpretación

de dicha asimetría es que el gas del grumo se halla en colapso gravitacional. El gas cayendo hacia el interior de la mitad lejana de la esfera (respecto de un observador situado en la Tierra) emite fotones “*corridos hacia el azul*” pues dicho material se aproxima al observador.



**Figura 3.10:** Contribución a la asimetría en los perfiles moleculares durante el colapso gravitacional. Los diferentes sombreados de la esfera en colapso representan la mayor temperatura de excitación hacia el interior de la misma.

Por el contrario, la mitad cercana de dicha esfera en colapso contribuye con la parte con “*corrimiento hacia el rojo*” del perfil. Ambos tipos de fotones sólo sufren extinción, es decir son absorbidos, por otras moléculas que posean la misma velocidad que la especie emisora. De esta forma los fotones con “*corrimiento hacia el azul*” tienen más probabilidades de sobrevivir si se originan cerca del centro de la esfera. Aquí, la  $T_{exc}$  es más alta, por ello, la correspondiente temperatura de brillo de este pico es elevada en el perfil. Por otro lado, la mayoría de los fotones con “*corrimiento hacia el rojo*” son emitidos por la región externa de la esfera que posee una baja  $T_{exc}$  (ver Fig. 3.10). Una expansión del material molecular se detecta a través de espectros que presentan las intensidades de ambos picos “invertidas” con respecto al caso de colapso gravitacional.





## Capítulo 4

# Observaciones propias y relevamientos públicos

Los datos utilizados en esta tesis se obtuvieron a partir de observaciones nuevas y de relevamientos públicos. Las observaciones submilimétricas, realizadas con la antena de disco simple Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE, Chile), fueron llevadas a cabo y procesadas por el Dr. Sergio Paron. Las observaciones en el continuo de radio a 327 MHz fueron llevadas a cabo con el arreglo interferométrico Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT, India). Los datos de los relevamientos fueron extraídos de diferentes bases de datos públicas disponibles en la web.

### 4.1. Observaciones propias

En esta sección se describen brevemente los instrumentos empleados para llevar a cabo las observaciones propias presentadas en este trabajo.

#### 4.1.1. Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE)

Las observaciones submilimétricas fueron realizadas con la antena de disco simple de 10 metros de diámetro, ASTE (Fig. 4.1), ubicada en Pampa La Bola, Chile, a una altitud de 4800 metros sobre el nivel del mar. La resolución angular de la antena es  $22''$  a 345 GHz. El rango de frecuencias en las que opera el telescopio va entre los 324 y los 370 GHz. Los detalles de cada observación se describen en los capítulos correspondientes (ver Cap. 5 y Cap. 6). La descripción técnica completa del instrumento se detalla en:

*<http://www.das.uchile.cl/astechile/ASTEinicio.html>*

#### 4.1.2. Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT)

Las observaciones en el continuo de radio a 327 MHz fueron realizadas con el interferómetro GMRT, ubicado a 80 km al norte de la Puna, India. GMRT consiste en un arreglo de 30 antenas de 45 metros de diámetro separadas una distancia de 25 km. GMRT opera en seis bandas con frecuencias centradas en 50, 153, 233, 327, 610 y 1420 MHz. Las resoluciones angulares van desde los  $\sim 60''$  a las frecuencias

**Tabla 4.1:** Algunas de las líneas detectables por el telescopio ASTE

Línea 1	Frecuencia línea 1 [GHz]	Línea 2	Frecuencia línea 2 [GHz]
CO(3-2)	345.795	HCO+(4-3)	356.734
CS(7-6)	342.882	<sup>13</sup> CO(3-2)	330.587
SiO(8-7)	347.330	CH <sub>3</sub> OH (4-3)	358.605

**Figura 4.1:** Telescopio para ondas submilimétricas ASTE (Atacama Submillimeter Telescope Experiment), Chile.

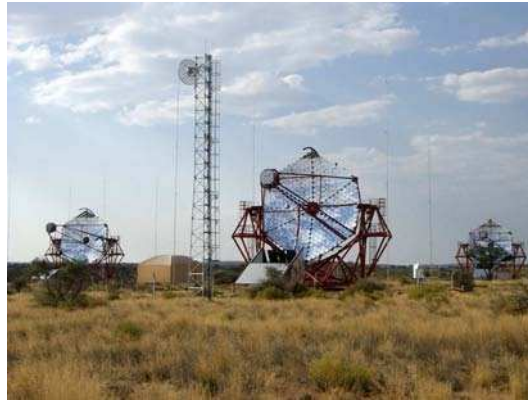
más bajas hasta los 2'' a 1.4 GHz. Una descripción técnica más completa del instrumento se detalla en:

<http://www.gmrt.ncra.tifr.res.in/>

**Figura 4.2:** Antenas del interferómetro Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT, India).

### 4.1.3. High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.)

H.E.S.S. es un sistema de Telescopios Atmosféricos Cherenkov que investiga los rayos  $\gamma$  en el rango de energía comprendido entre 100 GeV y 100 TeV. El sistema H.E.S.S. se encuentra en el Khomas Highland de Namibia, un excelente sitio para observaciones astronómicas en el hemisferio sur. Emplea cuatro telescopios Cherenkov ubicados en las esquinas de un cuadrado de 120 m de lado. El primero de los cuatro telescopios comenzó a operar en 2002; pero H.E.S.S. fue oficialmente inaugurado en 2004.



**Figura 4.3:** Sistema de los cuatro Telescopios Cherenkov H.E.S.S., Namibia.

## 4.2. Bases de datos públicas: atlas y archivos

Los relevamientos a gran escala puestos a disposición pública permitieron estudiar con buena resolución y sensibilidad, regiones extensas, mientras que en general, las observaciones con mejor resolución se llevaron a cabo hacia zonas particulares más pequeñas que resultaron de interés gracias al estudio preliminar realizado con los datos de los relevamientos. La mayor parte de esta tesis se basa en datos extraídos de relevamientos públicos en diferentes longitudes de onda de radio y del infrarrojo.

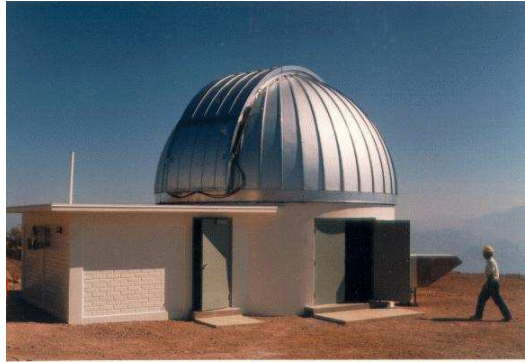
### ■ Two Micron All Sky Survey (2MASS)

El 2MASS (Skrutskie et al. 2006) es un relevamiento en el infrarrojo cercano llevado a cabo con dos telescopios de 1.3 metros ubicados en el Mt. Hopkins (EE.UU) y en Cerro Tololo (Chile). El 2MASS tiene cobertura en todo el cielo, posee una resolución angular de  $\sim 2''$  en sus tres bandas:  $J$ ,  $H$  y  $K$ , de 1.25, 1.65 y 2.17  $\mu\text{m}$ , respectivamente. Los datos públicos se encuentran disponibles en:

<http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/2mass.html>

### ■ Spitzer Legacy Programs

El *Spitzer* Space Telescope es un telescopio satelital de 0.85 metros de diámetro que opera desde 2003 en el rango de las longitudes de onda comprendidas entre 3 y 180  $\mu\text{m}$ . *Spitzer* posee varias cámaras; en particular en este trabajo se emplearon dos de ellas, IRAC (Infrared Array Camera) y MIPS (Multiband Infrared Photometer for Spitzer) con las cuales se llevaron a cabo dos relevamientos del plano Galáctico, GLIMPSE I & II (Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire) y el MIPS GAL, respectivamente. El GLIMPSE posee información en cuatro bandas del infrarrojo cercano y medio: 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0  $\mu\text{m}$  con una resolución angular de  $\sim$

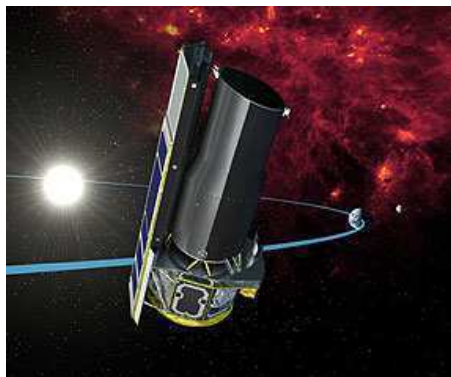


**Figura 4.4:** Telescopio austral 2MASS de 1.3 metros de diámetro ubicado en cerro Tololo, Chile. Este telescopio es idéntico al ubicado en el hemisferio Norte en Mt. Hopkins, EE.UU.

1.2'' en todas las bandas. El GLIMPSE I se extiende para longitudes galácticas comprendidas entre  $10^\circ$  y  $65^\circ$  y entre  $295^\circ$  y  $350^\circ$ , para latitudes galácticas entre  $-1^\circ$  y  $1^\circ$ .

MIPSGAL es un relevamiento del plano galáctico realizado a través del instrumento MIPS. El relevamiento se extiende para longitudes galácticas comprendidas entre  $5^\circ$  y  $63^\circ$  y entre  $298^\circ$  y  $355^\circ$ , para latitudes galácticas menores que  $1^\circ$ , a 24 y 70  $\mu\text{m}$ . La resolución angular es 6'' y 18'', respectivamente.

Los datos públicos, para ambos relevamientos, se encuentran disponibles en:  
<http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/spitzer.html>



**Figura 4.5:** Imagen artística del telescopio espacial *Spitzer*.

#### ■ Midcourse Space Experiment (MSX) Survey

El MSX es un satélite lanzado en 1996 por el Departamento de Defensa de los Estados Unidos con fines militares y posteriormente reorientado a fines astronómicos. Proveyó datos en cuatro bandas del infrarrojo medio: 8.28, 12.13, 14.65 y 21.3  $\mu\text{m}$ . El relevamiento cubre la región  $0^\circ \leq l \leq 360^\circ$ ,  $-5^\circ \leq b \leq 5^\circ$ . La resolución angular es  $\sim 18''.3$  (Price et al. 2001). Los datos públicos se encuentran disponibles en: <http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/msx.html>

- **Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Sky Survey Atlas**

IRAS fue un misión espacial de 10 meses llevada a cabo por la NASA, los Países Bajos y el Reino Unido con el propósito de realizar un relevamiento en las longitudes de onda del infrarrojo medio y lejano a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  con cobertura de todo el cielo. La resolución espacial depende de la banda  $\sim 0.5'-2'$  (12-100  $\mu\text{m}$ ). Los datos públicos se encuentran disponibles en: <http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/iras.html>

- **Digitized Sky Survey (DSS)**

El DSS es una compilación digital de numerosos atlas astronómicos ópticos realizado por la Catalogs and Survey Branch (CASB) del Space Telescope Science Institute (STSCI) cuya versión original fue publicada en 1994. La resolución angular de las imágenes es del orden de  $1''$ . Los datos públicos se encuentran disponibles en:

<http://skyview.gsfc.nasa.gov>

- **Galactic Ring Survey (GRS)**

EL GRS es un relevamiento del  $^{13}\text{CO}$  de la parte interna de la Galaxia, realizado con el arreglo multi-píxel del receptor SEQUOIA montado en la antena de 14 metros del Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO, Boston, Estados Unidos). El relevamiento posee un ruido  $\leq 0.4$  K, una resolución espectral de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  y una resolución angular  $\sim 46''$  (Jackson et al. 2006). Se extiende para longitudes galácticas comprendidas entre  $18^\circ$  y  $54^\circ$ , latitudes galácticas entre  $-1^\circ$  y  $1^\circ$ , y velocidades entre  $-5$  y  $135 \text{ km s}^{-1}$ . Los datos públicos se encuentran disponibles en:

[http://www.bu.edu/galacticring/new\\_index.htm](http://www.bu.edu/galacticring/new_index.htm)



**Figura 4.6:** El Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO), Boston, Estados Unidos. El telescopio se encuentra dentro del domo.

- **Canadian Galactic Plane Survey (CGPS)**

El CGPS es un relevamiento de las emisiones del hidrógeno atómico y del continuo de radio a 1.4 GHz de nuestra galaxia llevadas a cabo con el radiointerferómetro ubicado en Penticton, Canada, “The Dominion Radio Astrophysical Observatory” (DRAO). El relevamiento cubre las longitudes galácticas entre  $63^\circ$  y  $175^\circ$  y las latitudes galácticas entre  $-3.5^\circ$  y  $+5.5^\circ$  con una extensión en latitud hasta  $+17.5^\circ$ , para  $100^\circ \leq l \leq 116.5^\circ$ . La resolución angular es  $\sim 1'$  y la resolución en velocidades de  $1.3 \text{ km s}^{-1}$  (Taylor et al. 1998).

El relevamiento también incluye imágenes en las cuatro bandas infrarrojas del IRAS y cubos de datos de la emisión de la línea del  $^{12}\text{CO}$  ( $J=1-0$ ) extraída del FCRAO. Ambos conjuntos de datos poseen una resolución angular de  $1'$ . Los datos públicos se encuentran disponibles en: <http://www2.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/cgps/query.html>

#### ■ VLA Galactic Plane Survey (VGPS)

El VGPS es un relevamiento de las emisiones del hidrógeno atómico y del continuo de radio a 1.4 GHz de nuestra Galaxia llevadas a cabo con el radiointerferómetro Very Large Array (VLA), New Mexico, Estados Unidos (Stil et al. 2006). El relevamiento cubre las longitudes galácticas entre  $18^\circ$  y  $67^\circ$  y las latitudes galácticas entre  $-1^\circ$  y  $1^\circ$  con una resolución angular de  $1'$ .



**Figura 4.7:** Radiointerferómetro Very Large Array (VLA), New Mexico, Estados Unidos.

#### ■ Southern Galactic Plane Survey (SGPS)

El SGPS es un relevamiento del continuo de radio a 1.4 GHz y del HI de nuestra galaxia, obtenidos con el Australia Telescope Compact Array (ATCA). El ATCA es un arreglo interferométrico de seis antenas de 22 metros de diámetro. En el continuo de radio, el relevamiento cubre la región  $253^\circ \leq l \leq 358^\circ$ ,  $-1^\circ \leq b \leq 1^\circ$ . La resolución angular es  $\sim 100''$  y la sensibilidad menor a  $1\text{mJy/Bm}$ .

## Capítulo 5

# Formación estelar en las cercanías del RSN W44: IRAS 18542+0114

El trabajo detallado en este capítulo fue publicado en la revista *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 498, pág. 445, año 2009, bajo el título :“A molecular outflow revealing star formation activity in the vicinity of the HII region G034.8-0.7 and the SNR W44”.

### 5.1. Introducción

W44 (G34.7-0.4) es un RSN de morfología asimétrica brillante en las bandas de radio, (con una densidad de flujo a 1GHz  $S_{1GHz} \sim 230 \text{ Jy}^1$ ), de aproximadamente 0.5 de diámetro y localizado en una compleja región del plano Galáctico. W44 es un arquetipo de los remanentes de clase “morfología mixta”, caracterizado por una cáscara en radio de tipo filamentaria y emisión en rayos X térmica en su centro. Estudios de este remanente en la banda del óptico revelaron la presencia de líneas de emisión en líneas de Balmer, de líneas prohibidas del N [NII], y de filamentos de [SII] provenientes de choques radiativos, correlacionadas con la emisión en radio (Rho et al. 1994; Giacani et al. 1997). Tiene un pulsar asociado PSR B1853+01, ubicado dentro de la cáscara de W44 aproximadamente a 9' al Sur del centro geométrico del remanente el cual alimenta a una nebulosa sincrotrónica observada en la banda de radio y rayos X. Se estimó una edad característica de  $2 \times 10^4$  años para este pulsar (Wolszczan et al. 1991).

El RSN resulta de gran interés debido a que constituye uno de los pocos casos demostrados de interacción con nubes moleculares. Seta et al. (1998) observaron seis nubes moleculares gigantes que bordean parcialmente el remanente. Posteriormente basados en observaciones del  $^{12}\text{CO}$  con mayor resolución los autores demostraron que algunas de estas nubes (a  $V_{LSR}^2 \sim 48 \text{ km s}^{-1}$ ) están físicamente interactuando con el RSN hacia los bordes Sudeste y Oeste. Los espectros de CO correspondientes a estas estructuras moleculares presentan ensanchamientos de la emisión que confirman la presencia de gas perturbado por choques. La interacción física de la onda de choque con el MIE grumoso se evidencia también a través de la detección de máseres brillantes de OH (en 1720 MHz) (a velocidades LSR entre

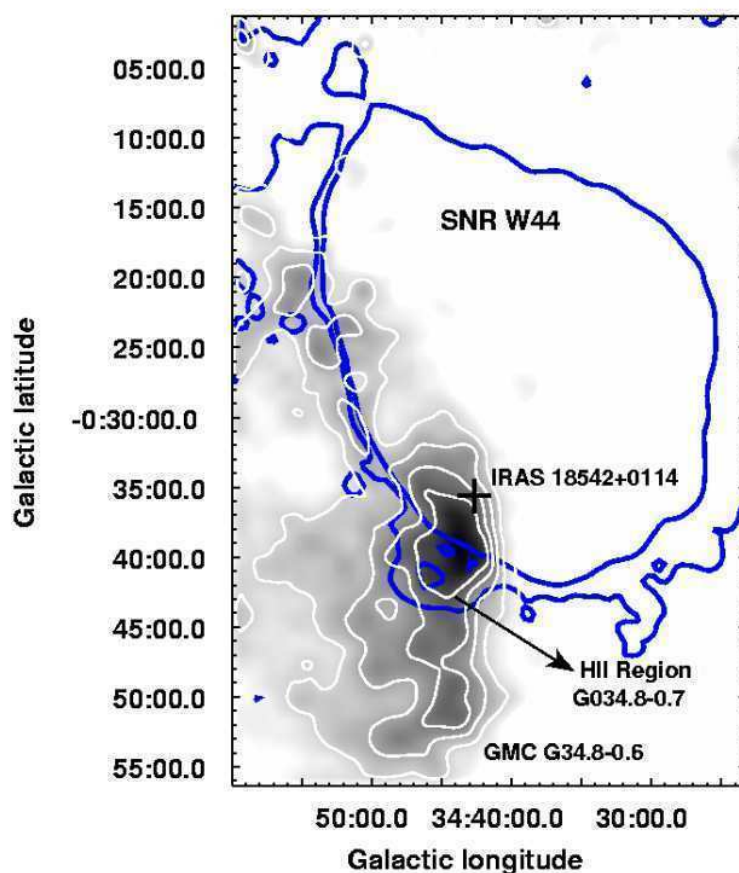
---

<sup>1</sup>1Jy= $10^{-26}$ W/(m<sup>2</sup> Hz)

<sup>2</sup> $V_{LSR}$  es la velocidad del Estándar Local de Reposo



$\sim 43$  y  $\sim 47$  km s<sup>-1</sup>, Hoffman et al. 2005, y referencias allí citadas), y por la presencia de líneas IR de enfriamiento del H<sub>2</sub> (Reach et al. 2006). Muchas fuentes infrarrojas aparecen embebidas en la porción de la nube molecular que está siendo chocada por el RSN W44. En particular la fuente puntual infrarroja IRAS 18542+0114, ubicada sobre el borde Oeste de la región HII G034.8-0.7 (Kuchar & Clark 1997; Ortega et al. 2007), aparece inmersa en una región de gas molecular chocado situado en el interior de la cáscara del RSN visto en proyección. En la Figura 5.1 se muestra la nube molecular gigante GMC G34.8-0.6 en la línea del <sup>13</sup>CO J=1-0 (imagen extraída a partir de datos del GRS) y promediada entre 40 y 50 km s<sup>-1</sup>, el rango de velocidades donde es máxima la emisión, y en coincidencia con la velocidad sistémica de W44. La emisión en continuo de radio a 1.4 GHz, extraída del VGPS, correspondiente al RSN y a la región HII, está representada por los contornos azules. El contorno azul delinea el contorno externo de W44 en 1.4 GHz y a la región HII G034.8-0.37.



**Figura 5.1:** Emisión de la línea del <sup>13</sup>CO J=1-0 promediada entre 40 y 50 km s<sup>-1</sup> mostrando la nube molecular gigante GMC G34.8-0.6. El contorno azul delinea la emisión de radio continuo del RSN W44 y de la región HII G034.8-0.7 a 1.4 GHz. La cruz indica la posición de la fuente IRAS 18542+0114.

En primer lugar, con el propósito de establecer si el RSN y la región HII se hallan a la misma distancia o sólo se encuentran proyectados hacia la misma región del cielo, se realizó un estudio de HI en absorción hacia ambas fuentes. Una distancia aproximada de 3 kpc fue sugerida para W44 por Radhakrishnan et al (1972) y Caswell et al. (1975) basados en mediciones de absorción del HI. Por otro lado, respecto de la región HII Lockman (1989) derivó una velocidad de la línea de recombinación de  $52.1 \pm 3.6$  km s<sup>-1</sup>. Según la ambigüedad en distancia presente en el primer cuadrante Galáctico, una posibilidad es que la región HII G034.8-0.7 se halle a la misma distancia que el RSN. Un estudio del

HI en absorción podrá resolver dicha ambigüedad en distancia y determinar si ambos objetos forman parte del mismo sistema o la región HII se halla mucho más lejos que el RSN.

Finalmente, la fuente infrarroja IRAS 18542+0114 es resuelta en numerosas fuentes en el Two Micron All-Sky Point Source Catalog y de acuerdo a diferentes criterios de color, algunas de ellas son candidatas a objetos estelares jóvenes. En este capítulo se describe un estudio en el infrarrojo medio y cercano junto con observaciones de líneas moleculares del  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  J=3-2,  $\text{HCO}^+$  y CS J=7-6 hacia IRAS 18542+0114, con el propósito de explorar la actividad de formación estelar en la región y su posible conexión con el RSN W44 y la región HII G034.8-0.7.

## 5.2. Observaciones

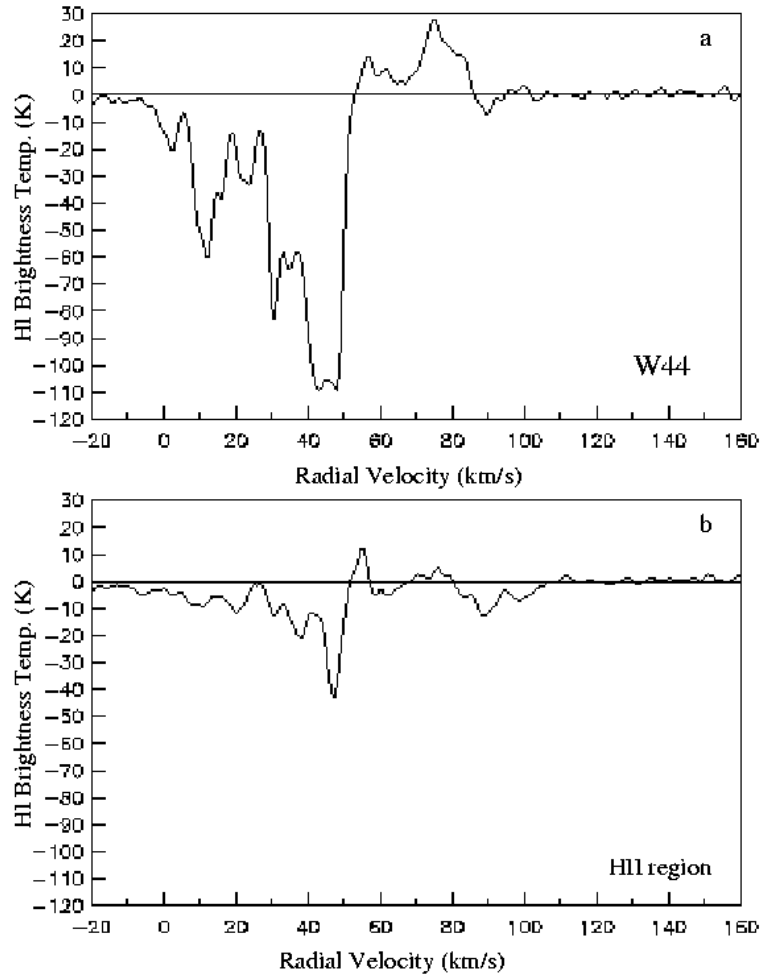
Las observaciones moleculares fueron realizadas el 25 de Junio de 2008 con el Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE, Ezawa et al. 2004). Utilizando el receptor CATS345 se observó simultáneamente el  $^{12}\text{CO}$  a 345.796 GHz y  $\text{HCO}^+$  J=4-3 a 356.734 GHz, mapeando una región de  $90'' \times 90''$  centrada en la posición de IRAS 18542+0114 (RA= $18^h 56^m 47.8^s$ , dec= $+01^\circ 18' 45''$ , J2000). El espaciado de la grilla fue de  $10''$  y el tiempo de integración fue de 72 s por apuntamiento. Adicionalmente se observó el  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 a 330.588 GHz y CS J=7-6 a 342.883 GHz hacia el centro de la región. Se usó el espectrómetro digital XF con ancho de banda y resolución espectral de 128 MHz y 125 kHz, respectivamente.

La resolución en velocidad es  $0.11 \text{ km s}^{-1}$  y el ancho del haz a potencia mitad (HPBW) es  $22''$  a 345 GHz. La temperatura de sistema varió entre  $T_{\text{sis}} = 400$  y 700 K. El rms típico varía entre 0.1 y 0.4 K.

## 5.3. Distancia a la región HII G034.8-0.7

La región HII G034.8-0.7 fue observada en transiciones de líneas de recombinación a  $\lambda 3 \text{ cm}$  por Lockman (1989), quien encontró un pico de emisión a una velocidad LSR de  $52.1 \pm 3.6 \text{ km s}^{-1}$ . La ambigüedad en distancia que presenta el primer cuadrante hace que esta velocidad pueda estar asociada a dos distancias posibles una cercana de  $\sim 3 \text{ kpc}$  y otra lejana de  $\sim 9 \text{ kpc}$ . Para determinar la distancia de manera unívoca se trazaron perfiles de absorción en HI (datos extraídos del VGPS) hacia la región HII en cuestión. Se obtuvo un espectro por sustracción de la emisión promedio en el área libre de continuo en torno a la fuente, a la emisión promedio del HI sobre la fuente. Por comparación, el proceso fue repetido en la dirección del RSN W44. En la Fig. 5.2 se muestran los dos espectros de absorción obtenidos hacia  $(l, b) = (34^\circ.7, -0^\circ.64)$ , una región de superposición entre el RSN W44, la región HII G034.8-0.7 y la nube molecular. Las Fig. 5.2-(a) y Fig. 5.2-(b) muestran una conspicua absorción hacia el RSN y la región HII a velocidades inferiores a los  $\sim 48 \text{ km s}^{-1}$ , velocidad en donde se observa el último mínimo de absorción. Las débiles depresiones en los perfiles de emisión observadas cerca de los  $90 \text{ km s}^{-1}$  no son consideradas como absorción debido a que sus intensidades se encuentran por debajo de los  $3\sigma$  ( $\sim 10 \text{ K}$ ). Se concluye de esta manera que el mínimo de absorción localizado a  $48.0 \pm 1.6 \text{ km s}^{-1}$  es la absorción real más lejana hacia ambas fuentes consistente dentro de los errores con la velocidad de la línea de recombinación obtenida por Lockman hacia la región HII.

Para transformar esta velocidad a distancia se empleó un modelo de rotación circular para describir la rotación diferencial de nuestra Galaxia (Brand & Blitz 1993). Se consideraron las estimaciones más recientes para el radio Galactocéntrico del Sol  $R_\odot$ , y su velocidad circular en torno al centro



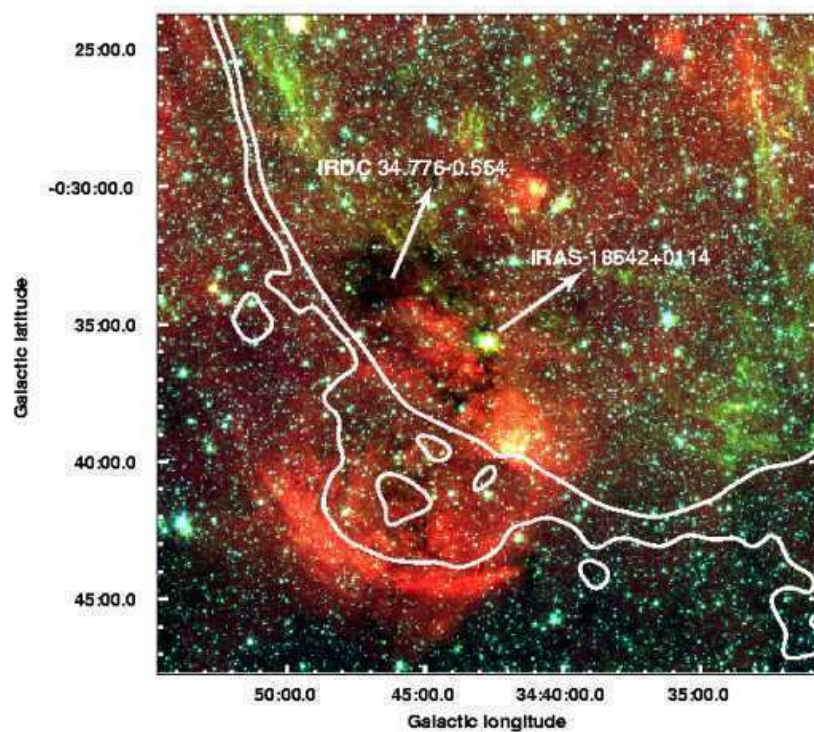
**Figura 5.2:** (a) Espectro de absorción en HI hacia W44. (b) Espectro de absorción de HI hacia la región HII G034.8-0.7. La resolución en velocidad es  $0.82 \text{ km s}^{-1}$  en ambos casos.

Galáctico  $\Theta_{\odot}$ ,  $7.6 \pm 0.3 \text{ kpc}$  (Eisenhauer et al. 2005) y  $214 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$  (Kothes & Dougherty 2007), respectivamente. Se derivaron las distancias de  $3.0 \pm 0.4 \text{ kpc}$  y  $9.6 \pm 0.8 \text{ kpc}$ . Dado que la última absorción ocurre a una velocidad muy inferior a la velocidad LSR del punto tangente en esta dirección ( $\sim 92 \text{ km s}^{-1}$ , correspondiendo a una distancia de  $\sim 6.3 \text{ kpc}$ ), se concluye que nuestros objetos están ubicados más cerca que  $\sim 6.3 \text{ kpc}$ , esto es a  $\sim 3 \text{ kpc}$ .

#### 5.4. Emisión en el infrarrojo

La Fig. 5.3 muestra una imagen en tres colores del *Spitzer*-IRAC extraída del GLIMPSE (Fazio et al. 2004; Werner et al. 2004) de una región de aproximadamente  $22' \times 22'$  en torno a la fuente IRAS 18544+0112. Las tres bandas infrarrojas presentadas son  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8 \mu\text{m}$  (rojo). Los contornos representan la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz del RSN W44 y la región HII G034.8-0.7.

La banda IRAC de  $4.5 \mu\text{m}$  contiene las líneas  $\text{H}_2$  ( $\nu=0-0$ , S(9,10,11)) y  $\text{CO}(\nu=1-0)$ . Cyganowski et al. (2008) mostró que todas estas líneas pueden ser excitadas por choques, como los que ocurren por ejemplo, cuando las partículas del viento protoestelar colisionan con el material molecular circundante. Es decir estas transiciones son, entre otras cosas, trazadoras de los “outflows” moleculares eyectados por las protoestrellas.

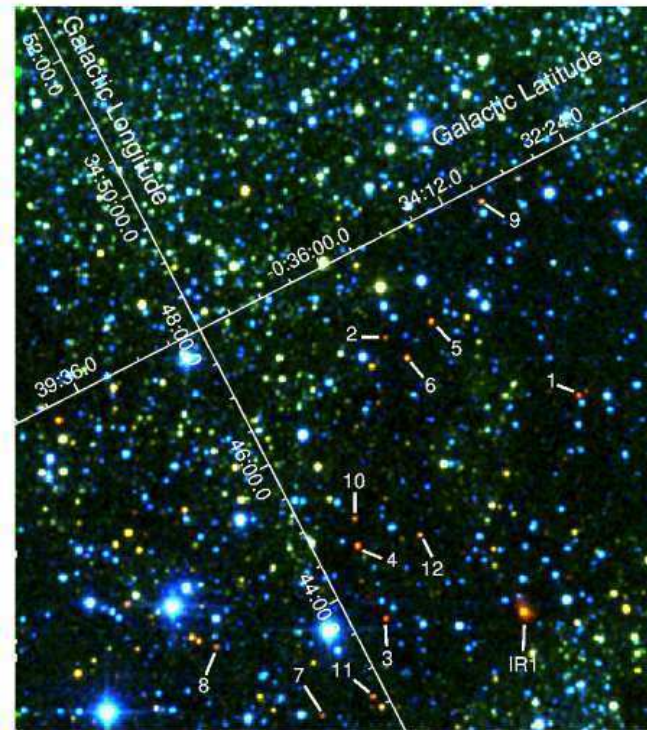


**Figura 5.3:** Imagen en tres colores del *Spitzer*-IRAC ( $3.6 \mu\text{m}$  = azul,  $4.5 \mu\text{m}$  = verde y  $8 \mu\text{m}$  = rojo) de una región de aproximadamente  $22' \times 22'$  en torno a IRAS 18542+0114. Los contornos corresponden a la emisión a 1.4 GHz del RSN W44 y de la región HII G034.8-0.7.

En la Fig. 5.3 puede apreciarse que la emisión a  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) de IRAS 18542+0114 aparece ligeramente extendida, sugiriendo que dicha fuente podría tratarse de un YSO con emisión de “outflows”. Es importante notar la diferencia entre la emisión de este candidato a YSO y la del gas chocado por el RSN, ambos en verde. Mientras el primero es más intenso y localizado en torno a la fuente IRAS 18542+0114, el segundo se presenta en forma de difusos filamentos extendidos sobre el RSN. De la Figura 5.3 resulta evidente además la presencia de una nube oscura infrarroja (IRDC, según su sigla en inglés), catalogada como IRDC 34.776-0554 en el Glimpse Dark Cloud Catalog. IRAS 18542+0114 está ubicada en proyección sobre uno de los bordes de esta nube oscura. En años recientes se mostró que esta clase de nube es un sitio promisorio para la búsqueda de las primeras etapas de la formación estelar (Rathborne et al. 2007).

La Fig. 5.4 muestra una imagen en tres colores del infrarrojo cercano (bandas *JHK*), obtenida del 2MASS Survey (Skrutskie et al. 2006), de una región de aproximadamente  $10' \times 10'$  que contiene la nube oscura IRDC 34.776-0.554. Las trece fuentes más enrojecidas de la región fueron numeradas. Entre ellas, se incluye la brillante fuente 2MASS 18564827+0118471 (IR1 en este trabajo), posiblemente asociada a IRAS 18542+0114.

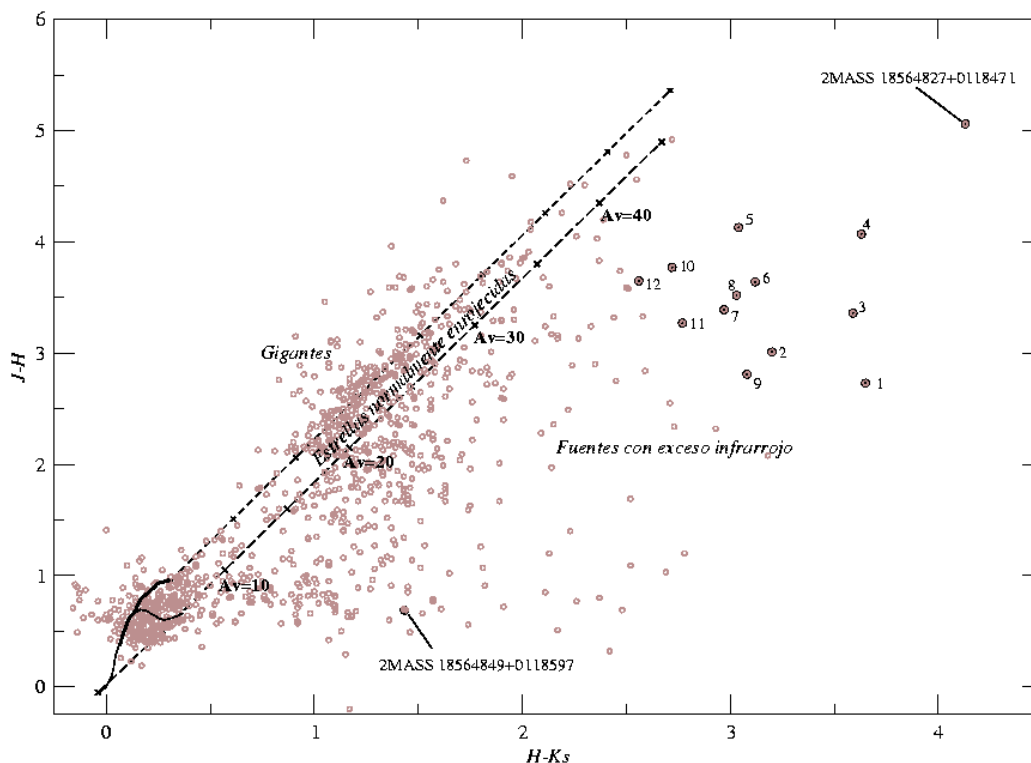
Con el propósito de analizar la posible actividad de formación estelar en la zona, se realizó una



**Figura 5.4:** Imagen del infrarrojo cercano en tres colores  $JHK$  obtenida del 2MASS Survey hacia la nube oscura IRDC 34.776-0.554. Las trece fuentes más enrojecidas de la región (rectángulo en la Fig. 5.6) fueron numeradas. IRAS 18542+0114 puede resolverse en varias fuentes, entre ellas la más brillante y enrojecida es 2MASS 18564827+0118471 (IR1 en la imagen) que además se ubica en el centro geométrico de la fuente IRAS.

búsqueda de candidatos a YSOs en la vecindad de la nube oscura, empleándose el 2MASS All-Sky Point Source Catalogue en las bandas  $J$  ( $1.25 \mu\text{m}$ ),  $H$  ( $1.65 \mu\text{m}$ ) y  $K$  ( $2.17 \mu\text{m}$ ). Se realizó un estudio fotométrico en el infrarrojo cercano en la región presentada en la Fig. 5.4 (rectángulo en la Fig. 5.6). La Fig. 5.5 presenta un diagrama color-color (CC) ( $H - K_s$ ) versus ( $J - H$ ) para todas las fuentes 2MASS de la región que cumplieran con las siguientes características:  $K_s \leq 15$  y con detección en al menos dos de las tres bandas. Los errores típicos en los colores son de aproximadamente un 5%. Basados en el criterio anterior se encontraron 1029 fuentes en la mencionada región. Se calculó el parámetro  $q = (J - H) - 1.83 \times (H - K_s)$  (Hanson et al. 1997), el cual determina la distancia al vector de enrojecimiento. Los candidatos a protoestrellas, ubicados en la región de fuentes con exceso de infrarrojo en la Fig. 5.5 poseen valores de  $q$  menores que  $-0.15$ . Basados en este criterio, se encontraron 364 candidatos a protoestrellas. Las fuentes más enrojecidas, presentadas en la Fig. 5.5 como círculos, poseen la mejor calidad de detección en las bandas  $H$  y  $K$ . Su ubicación en el diagrama CC indica que dichas fuentes son probablemente protoestrellas. El exceso de emisión en el infrarrojo cercano en torno a las protoestrellas proviene principalmente del gas y polvo de los alrededores y de los discos circumstelares, ambos ópticamente gruesos. La Fig. 5.5 presenta además dos grupos de fuentes bien definidos ubicados entre las rectas discontinuas paralelas. El primero, cerca del origen del diagrama, corresponde a varias fuentes azules que pueden apreciarse en la Fig. 5.4 y se trata probablemente de estrellas que se encuentran delante en la línea de la visual y no están relacionadas con la IRDC. Tal cual puede apreciarse en el diagrama CC, dichas fuentes, están agrupadas cerca de la curva de estrellas

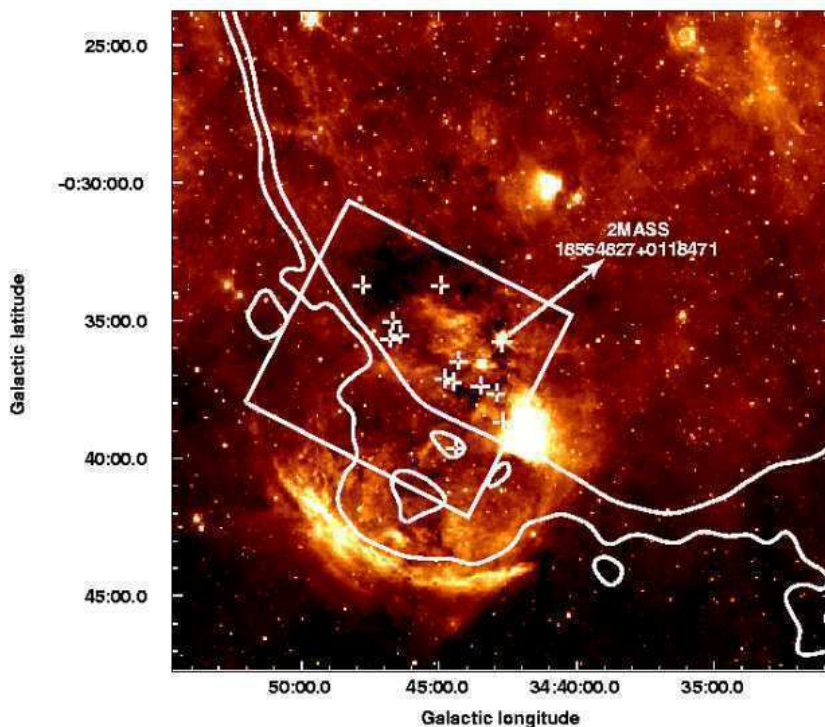
en secuencia principal con baja extinción ( $A_v \sim 3$  a 8 mag). El segundo grupo está ubicado en un rango de extinción en el visual  $A_v \sim 18$  - 28 mag. Muchas de estas fuentes corresponden a estrellas en secuencia principal embebidas en la nube molecular o ubicadas más allá.



**Figura 5.5:** Diagrama color-color de las fuentes infrarrojas en la vecindad de IRDC 34.776-0.554. Las dos curvas sólidas representan la ubicación de las estrellas en secuencia principal (línea delgada) y las estrellas gigantes (línea gruesa) derivada de Bessell & Brett (1988). Las líneas discontinuas paralelas representan a los vectores de enrojecimiento con las cruces ubicadas a intervalos de cinco magnitudes de extinción en el visual. Se consideró la ley de enrojecimiento interestelar de Rieke & Lebofsky (1985) ( $A_J/A_V=0.282, A_H/A_V=0.175, A_K/A_V=0.112$ ). El gráfico se divide en tres regiones principales: gigantes frías, estrellas normalmente enrojecidas y fuentes con exceso de infrarrojo. Las fuentes más enrojecidas son indicadas con un círculo. Los números corresponden a las fuentes numeradas en la Fig. 5.4.

La Fig. 5.6 muestra la distribución espacial de las fuentes más enrojecidas, mencionadas anteriormente, superpuestas a la emisión en  $8 \mu\text{m}$ . La emisión en esta banda del infrarrojo, originada principalmente en los PAHs, evidencia con claridad el borde de la región HII G034.8-0.7. La figura incluye también los contornos que representan la emisión en el continuo de radio del RSN y la región HII, y una región rectangular que indica el área en donde el estudio fotométrico fue realizado. En la figura se aprecia que las fuentes con mayor enrojecimiento caen sobre el borde oeste de la región HII que se ve en proyección en el interior de la cáscara del RSN. La ubicación de estas fuentes delinea el borde de la nube oscura IRDC 34.776-0.554.

La Fig. 5.7 presenta un diagrama color-color IRAC para las fuentes más enrojecidas. Las regiones indican el estado evolutivo de las estrellas a partir de criterios desarrollados por Allen et al. (2004). Las fuentes IR1 y #8 no están incluidas pues no fueron detectadas en alguna de las cuatro bandas IRAC. Sólo la fuente #7 cae en la región de protoestrellas con corteza circumestelar (Clase I); las fuentes #2, #5, #6, #10 y #12 caen en la región de las estrellas gigantes o en secuencia principal



**Figura 5.6:** Emisión en  $8 \mu\text{m}$  obtenida del GLIMPSE. Las cruces indican las fuentes más enrojecidas obtenidas a partir del estudio fotométrico realizado en el área indicada por el rectángulo blanco.

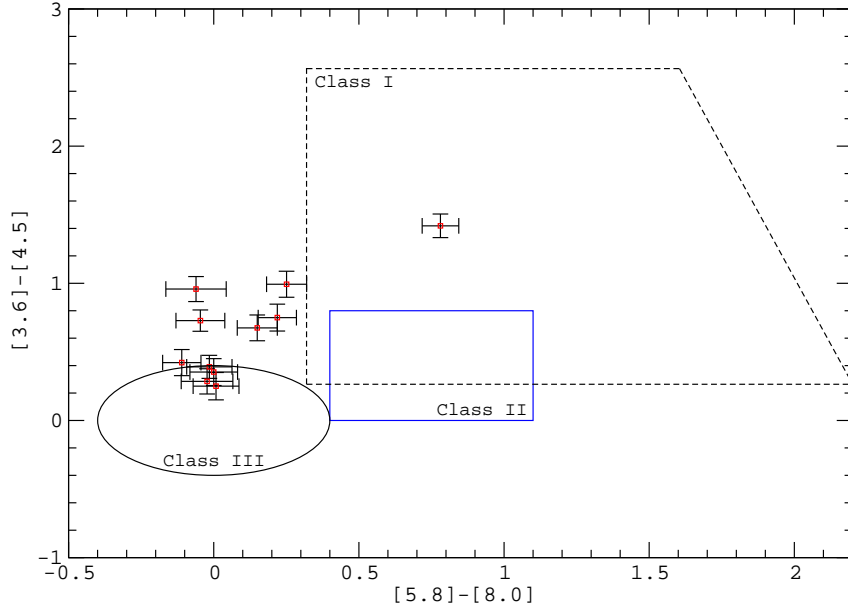
(Clase III). No aparecen fuentes en la región de estrellas jóvenes con emisión del disco (Clase II). Sin embargo, las fuentes #1, #3, #4, #9 y #11, ubicadas fuera de las regiones delimitadas, podrían ser objetos Clase II enrojecidos (Allen et al. 2004).

En particular, en una región de  $90'' \times 90''$  centrada en la fuente IRAS 18542+0114, región observada en las líneas moleculares, el anterior criterio de color 2MASS (Hanson et al. 1997) permitió identificar dos fuentes: 2MASS 18564827+0118471, la fuente más enrojecida en toda la región analizada (rectángulo en la Figura 5.6), y 2MASS 18564849+0118597, ambas indicadas en el diagrama CC de la Fig. 5.5. En lo que sigue se analizará el gas molecular de la región de  $90'' \times 90''$  centrada en IRAS 18542+0114, a partir de las observaciones moleculares realizadas.

## 5.5. Emisión molecular

La Fig. 5.8 muestra un mapa de  $90'' \times 90''$  obtenido hacia la fuente infrarroja IRAS 18542+0114 en la línea del  $\text{HCO}^+$  integrada entre 40 y  $50 \text{ km s}^{-1}$ . En esta región existen dos fuentes 2MASS candidatas a protoestrellas: 2MASS 18564827+0118471 (fuente IR1 en la Fig. 5.8) y 2MASS 18564849+0118597 (fuente 2 en la Fig. 5.8, a partir de aquí IR2).

La Fig. 5.8 evidencia un denso núcleo de  $\text{HCO}^+$  con la fuente IR1 proyectada exactamente sobre el máximo de emisión de dicha línea y IR2 sobre uno de sus bordes. Suponiendo como límite del núcleo de  $\text{HCO}^+$  el contorno de  $3.5 \text{ K km s}^{-1}$  ( $\sim 7$  veces por encima del nivel de ruido), se estimó un radio



**Figura 5.7:** Diagrama GLIMPSE color-color,  $[3.6]-[4.5]$  versus  $[5.8]-[8.0]$ , para las fuentes más enrojecidas resaltadas en la Fig. 5.4. Se indican las regiones Clase I y Clase II siguiendo a Allen et al. (2004). La elipse encierra la región de las estrellas en secuencia principal o gigantes.

**Tabla 5.1:** Parámetros obtenidos de la emisión de la línea del  $\text{HCO}^+$  sobre el núcleo molecular.

$T_{mb}$ (K)	$V_{lsr}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\int T_{mb} dv$ ( $\text{K km s}^{-1}$ )	R (pc)
$1.65 \pm 0.20$	$45.10 \pm 0.30$	$4.40 \pm 0.60$	$8.00 \pm 1.00$	0.36

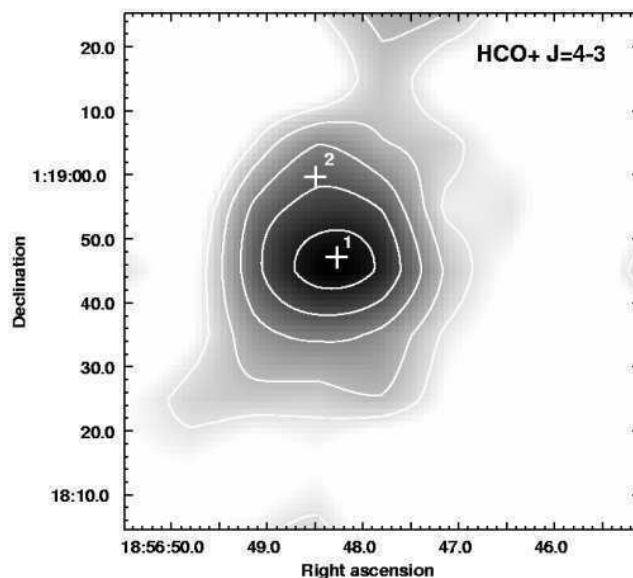
de  $25''$  para este grumo, 0.36 pc a la distancia adoptada de 3 kpc.

La Fig. 5.9 muestra un espectro del  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  obtenido promediando sobre toda la estructura detectada. A partir de estas observaciones se derivaron parámetros de la línea del  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  que se presentan en la Tabla 5.1. La temperatura de brillo promedio  $T_{mb}$ , la velocidad central de la línea, el ancho de la línea, la intensidad integrada promedio del  $\text{HCO}^+$   $\int T_{mb} dv$  y el radio, están dados en las Cols. 1 a 5, respectivamente.

El perfil de  $\text{HCO}^+$  presentado en la Fig. 5.9 muestra una depresión en la intensidad de emisión a  $\sim 45 \text{ km s}^{-1}$ , la velocidad central del complejo molecular. Sólo los perfiles tomados hacia el centro del grumo molecular, esto es hacia IR1, presentan con claridad esta característica (ver Fig. 5.10). Dicha depresión puede ser interpretada como un efecto de auto-absorción causado por el gas menos excitado que se encuentra delante. Como Hiramatsu et al. (2007) propusieron, este tipo de característica espectral indica una importante población del nivel  $J=3$  en las capas externas del gas del grumo, lo que requiere una densidad moderadamente alta pero con una menor temperatura de excitación que en el centro del grumo.

Se analizó también la existencia de una posible asimetría hacia el azul, la cual sería evidencia de gas cayendo hacia el centro del grumo donde se alojaría una protoestrella (Leung & Brown 1977, Zhou





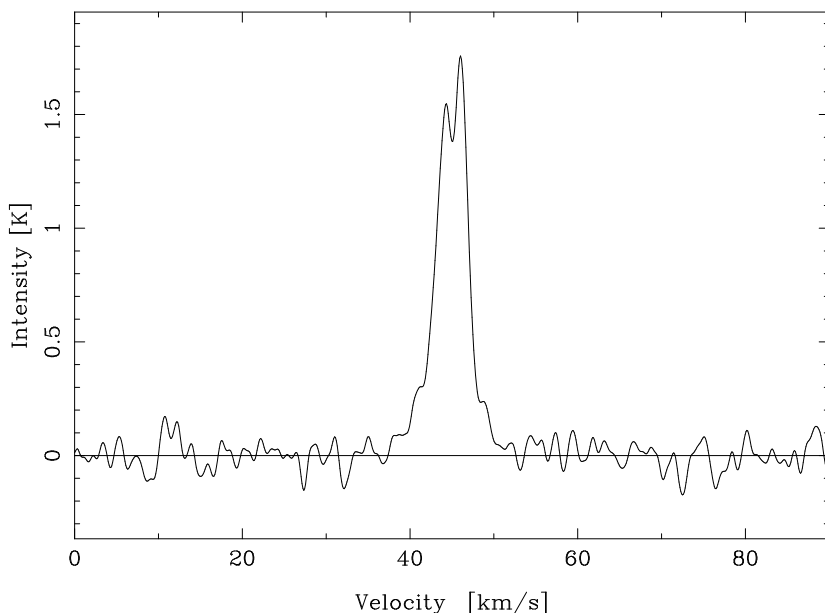
**Figura 5.8:** Emisión de la línea del HCO<sup>+</sup> integrada entre 40 y 50 km s<sup>-1</sup> hacia la fuente infrarroja IRAS 18542+0114. Los contornos son 3.5, 5, 7, 9 y 11 K km s<sup>-1</sup>. Las cruces indican la posición de las fuentes puntuales 2MASS que de acuerdo al criterio de color descrito en el texto podrían ser protoestrellas. La resolución angular es  $\sim 22''$  y el  $\sigma_{rms} \sim 0.5$  K km s<sup>-1</sup>.

1992). Tal como se describió en la Sección 3.6 del Capítulo 3, en los modelos de formación estelar de un gas envolvente en caída hacia el centro, la componente con corrimiento al azul es más intensa que la componente con corrimiento al rojo. Esto es debido a que la componente con corrimiento al rojo es absorbida por el gas más frío que se encuentra en caída en la mitad más cercana de la envoltura de gas a lo largo de la línea de la visual. No se encontraron rastros de dicha asimetría en los espectros del HCO<sup>+</sup>. Sin embargo, como fue discutido por Gregersen et al. (2000), la asimetría del azul en los perfiles del HCO<sup>+</sup> no aparece en la totalidad de las protoestrellas conocidas en la actualidad.

### 5.5.1. El <sup>12</sup>CO J=3-2

Analizando los datos del <sup>12</sup>CO J=3-2 se encontró que los perfiles hacia IR1 son notablemente más anchos que aquellos tomados hacia los bordes de la región de interés. Por comparación la Fig. 5.11 muestra dos espectros: uno obtenido hacia el centro de la región (arriba) y otro obtenido hacia uno de los bordes de la misma (abajo). La aparición de “alas” en el espectro superior se interpreta como evidencia de “outflows” moleculares eyectados por la fuente IR1 observados a lo largo de la línea de vista. En efecto en el perfil obtenido hacia el centro de la nube, la componente azul se extiende desde los 27 hasta los 37 km s<sup>-1</sup>, mientras que la roja va desde los 50 hasta los 63 km s<sup>-1</sup>. La Fig. 5.12 muestra la emisión del <sup>12</sup>CO J=3-2 integrada en ambos rangos de velocidades. Las cruces indican la posición de las fuentes 2MASS, IR1 y IR2.

La emisión de la línea del <sup>12</sup>CO J=3-2 aparece casi siempre auto-absorbida hacia regiones de formación estelar y permite obtener mucha información sobre la cinemática del gas (Johnstone et al. 2003). Muchos de los perfiles del <sup>12</sup>CO J=3-2 tomados en esta región presentan una depresión a  $\sim 44$



**Figura 5.9:** Perfil promediado de la línea de  $\text{HCO}^+$  J=4-3 de la región donde fue detectada la emisión. El ruido rms es  $\sigma_{rms} \sim 0.03$  K.

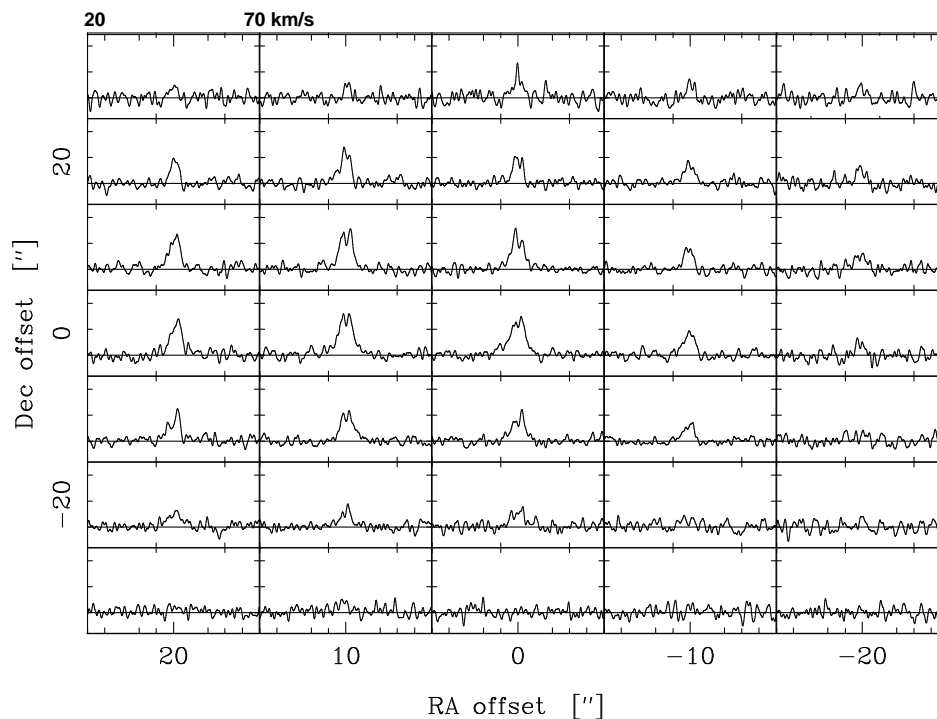
$\text{km s}^{-1}$ . Esta velocidad es la misma a la que se encontró el pico de la línea del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2, la cual es una línea ópticamente delgada. Tal correspondencia confirma que la depresión en los perfiles del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 está de hecho causada por auto-absorción del gas menos excitado ubicado delante, descartando así la posibilidad de la existencia de dos componentes superpuestas de emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 con diferentes velocidades a lo largo de la línea de vista.

La Fig. 5.13-(izquierda) muestra un diagrama posición-velocidad para la línea del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 para RA:  $18^{\text{h}}56^{\text{m}}48^{\text{s}}$  constante, mientras que la Fig. 5.13-(derecha) muestra el mismo diagrama para Declinación  $+01^{\circ}18'45''$  constante. Las estructuras desplazadas al rojo y al azul son evidentes en ambas figuras. En base a las observaciones aquí presentadas puede afirmarse que la fuente IR1 es un centro eyector de “outflows”. Estos resultados junto con la extendida emisión de esta fuente en la banda IRAC  $4.5 \mu\text{m}$  (indicación de gas chocado por “outflows”) y su posición en el diagrama color-color (ver Fig. 5.4), confirman que IR1 es una protoestrella.

En la Fig. 5.14 se presenta un mapa tridimensional de la estructura del  $\text{HCO}^+$  central y de los “outflows” trazados por el  $^{12}\text{CO}$  J=3-2. El eje vertical corresponde a la velocidad mientras que los horizontales representan las coordenadas espaciales. La estructura ubicada entre  $\sim 40$  y  $45 \text{ km s}^{-1}$  (en rojo) corresponde a la emisión del  $\text{HCO}^+$  a  $0.7$  K. Las estructuras extendidas en velocidad (en celeste) muestran las isosuperficies de la emisión del  $^{12}\text{CO}$  a  $1.8$  K, las cuales evidencian la presencia de “outflows” moleculares.

### 5.5.2. $^{13}\text{CO}$ J=3-2 y CS J=7-6

La Fig. 5.15 muestra los perfiles de  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 (izquierda) y CS J=7-6 (derecha) obtenidos hacia RA:  $18^{\text{h}}56^{\text{m}}47.8^{\text{s}}$  y dec.  $+01^{\circ}18'45''$  (J2000). Los parámetros de ambas líneas determinados por ajuste gaussiano se presentan en la Tabla 5.2.  $T_{mb}$  representa la temperatura de brillo pico,  $V_{lsr}$  la velocidad

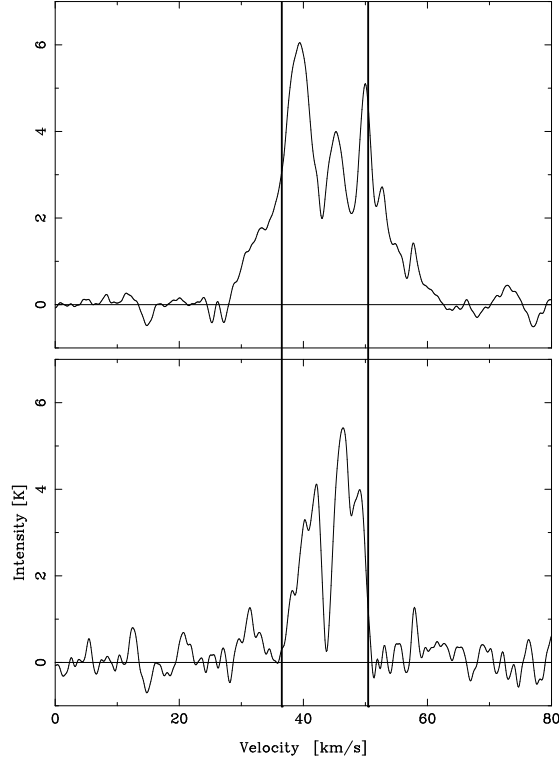


**Figura 5.10:** Espectros del  $\text{HCO}^+$  obtenidos hacia IRAS 18542+0114. La posición de “offset” es aproximadamente  $(10'', 0'')$ . El rango de velocidades va desde 20 a 70  $\text{km s}^{-1}$ . Notar que sólo los perfiles centrales presentan la depresión en intensidad en  $\sim 45 \text{ km s}^{-1}$ .

central,  $\Delta v$  el ancho de la línea y  $\int T_{mb}^- dv$  la intensidad integrada de la línea.

Se calculó el cociente entre las intensidades integradas de las líneas  $^{13}\text{CO J=3-2}$  y  $\text{J=1-0}$ . Esta última fue extraída del GRS y la línea  $\text{J=3-2}$  fue convolucionada al haz del  $\text{J=1-0}$ . Se obtuvo un  $^{13}\text{R}_{3-2/1-0} \sim 1.4$ .

Además, se compararon las líneas  $^{13}\text{CO J=3-2}$  y  $^{12}\text{CO J=3-2}$  para obtener la relación isotópica entre las temperaturas pico para las diferentes componentes de velocidades. El espectro del  $^{12}\text{CO J=3-2}$  fue ajustado con tres gaussianas. Se consideraron aquellas gaussianas con velocidades más baja y más alta, cerca de las componentes azul y roja, respectivamente, tal cual puede verse en la emisión del  $^{12}\text{CO}$  (ver Fig. 5.11). De esta manera, se obtuvieron las siguientes relaciones para las temperaturas de pico:  $^{12}\text{T}/^{13}\text{T} \sim 13.5$  y  $^{12}\text{T}/^{13}\text{T} \sim 8.8$  para las emisiones cercanas a las componentes azul y roja, respectivamente. Finalmente, de estas relaciones se derivaron las profundidades ópticas para cada línea. Para esta región de la Galaxia, de acuerdo a Milam et al. (2005) se consideró una relación de abundancia isotópica de  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} \sim 70$ . Suponiendo una temperatura de excitación  $T_{exc} \sim 20$  K para ambas líneas, se derivaron las siguientes profundidades ópticas:  $\tau^{12} \sim 6$  y  $\tau^{13} \sim 0.07$  para la emisión cercana a la componente azul y  $\tau^{12} \sim 10$  y  $\tau^{13} \sim 0.1$  para la emisión cercana la componente roja.



**Figura 5.11:** Espectros del  $^{12}\text{CO}$ . Arriba: Espectro hacia el centro de la región observada. Abajo: espectro hacia uno de los bordes de la región. Las líneas verticales resaltan la aparición de “alas” en el espectro de arriba (centro) con respecto al espectro de abajo (borde). La emisión encerrada por ambas líneas corresponde al núcleo de la condensación molecular. Las “alas” corresponden a la eyección de los “outflows”. El ruido es  $\sigma \sim 0.15$  K.

### 5.5.3. Cinemática y dinámica de los “outflows”

En esta sección se investigarán los parámetros físicos de los “outflows” descubiertos en IR1. Para llevar a cabo estos cálculos se emplearon las relaciones de Choi et al. (1993). La densidad de columna ( $N_i^{CO}$ ) y la masa ( $M_i$ ) para cada canal se calcularon de la siguiente manera:

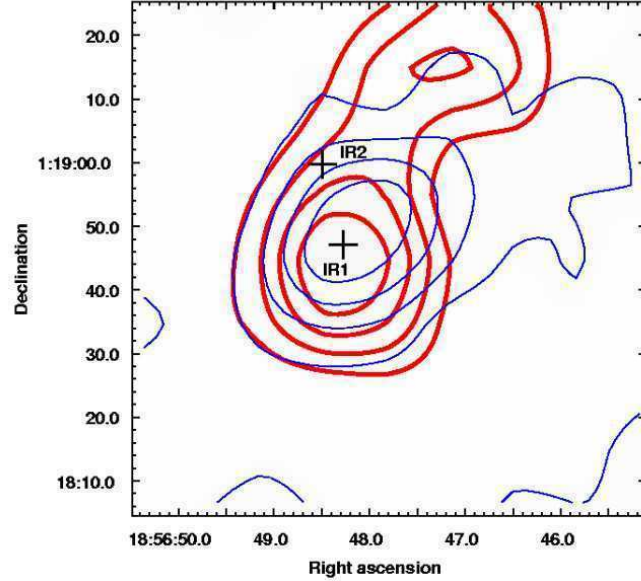
$$N_i^{CO} = 1.1 \times 10^{15} \frac{T_{3-2} \Delta v}{D(n, T_k)} \frac{\tau_{32}}{1 - \exp(-\tau_{32})} \quad (5.1)$$

y

$$M_i = \mu m_{H_2} d^2 \Omega N_i^{CO} \frac{[H]}{[C]} \frac{[C]}{[CO]} \quad (5.2)$$

donde

$$D(n, T_k) = f_2 [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bk})] [1 - \exp(-16.597/T_{ex})], \quad (5.3)$$



**Figura 5.12:** Los contornos azules representan la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 integrada entre 27 y 37  $\text{km s}^{-1}$  (componente azul). Los contornos son 5, 10, 15, 20  $\text{K km s}^{-1}$ . Los contornos rojos muestran la emisión del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 integrada entre 50 y 63  $\text{km s}^{-1}$  (componente roja). Los niveles son 10, 15, 20, y 25  $\text{K km s}^{-1}$ . Las cruces indican las posiciones de las fuentes 2MASS IR1 y IR2.

**Tabla 5.2:** Parámetros obtenidos de la emisión de las líneas del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 y CS J=7-6 hacia RA:  $18^{\text{h}}56^{\text{m}}47.8^{\text{s}}$  y dec.  $+01^{\circ}18'45''$  (J2000).

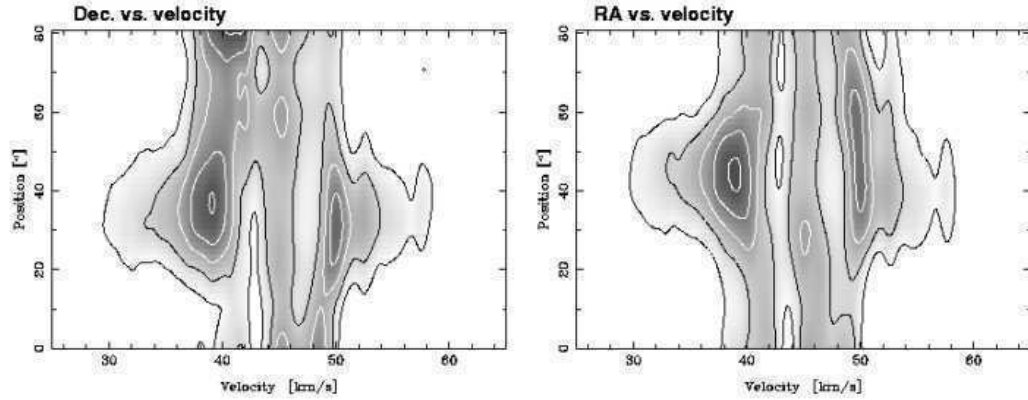
Emisión	$T_{mb}$ (K)	$V_{lsr}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\int T_{mb} dv$ ( $\text{K km s}^{-1}$ )
$^{13}\text{CO}$ J=3-2	$3.5 \pm 0.3$	$44.1 \pm 0.2$	$5.4 \pm 0.5$	$21 \pm 2$
CS J=7-6	$0.5 \pm 0.1$	$43.8 \pm 0.9$	$4.0 \pm 0.4$	$2.2 \pm 0.5$

$T_{3-2}$  es la temperatura pico de la línea del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2,  $\Delta v$  es el ancho del canal,  $f_2$  es la fracción de moléculas de CO en el estado J=2,  $d=3$  kpc es la distancia a la nube molecular gigante,  $\Omega$  es el ángulo sólido subtendido por la emisión,  $[\text{H}]/[\text{C}] = 2.5 \times 10^3$  (Grevesse et al. 1991),  $[\text{C}]/[\text{CO}] = 8$  (Dickman 1978; van Dishoeck et al. 1992), y  $\tau_{32}$  es la profundidad óptica del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 calculada arriba, un valor de 1.5 fue adoptado para  $D(n, T_k)$  siguiendo a Choi et al. (1993). Con estos parámetros se estimó la masa  $M$ , el momento  $P$  y la energía cinética  $E_k$  para cada “outflow” a partir de:

$$M = \sum_i M_i, \quad (5.4)$$

$$P = \sum_i M_i |v_i - v_0|, \quad (5.5)$$

$$E_k = \sum_i \frac{1}{2} M_i (v_i - v_0)^2, \quad (5.6)$$



**Figura 5.13:** Diagramas posición-velocidad de la línea del  $^{12}\text{CO}$ . Izquierda: RA:  $18^{\text{h}}56^{\text{m}}48^{\text{s}}$  constante. Derecha: dec.  $+01^{\circ}18'45''$  constante.

donde  $v_0 \sim 45 \text{ km s}^{-1}$  es la velocidad sistémica. Finalmente se calculó el tiempo dinámico para los “outflows” en  $t_{din} = R/V_{car}$ , donde  $V_{car} = P/M$  es la velocidad característica y  $R$  es el tamaño de los “outflows”, la tasa de pérdida de masa  $\dot{M} = M/t_{din}$  y la fuerza de eyección promedio  $F = P/t_{din}$ . Como el eje de la emisión de los “outflows” es paralelo a la línea de vista, esto es el lóbulo azul y el rojo superpuestos, la estimación de sus tamaños fue hecha a partir de sus contornos FWHM (ver Fig. 5.12). Los resultados se muestran en la Tabla 5.3.

**Tabla 5.3:** Parámetros de los “outflows”.

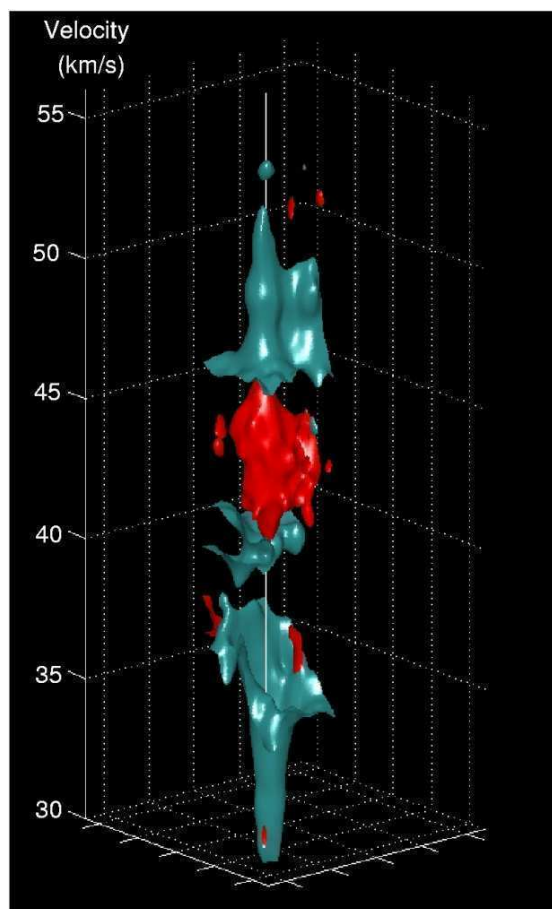
	$R$ (pc)	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$t_{din}$ (años)	$\dot{M}$ ( $M_{\odot} \text{ años}^{-1}$ )
azul	0.35	$7.0 \times 10^{-4}$	$2.6 \times 10^{-4}$	$2.7 \times 10^{-8}$
rojo	0.30	$1.4 \times 10^{-4}$	$4.2 \times 10^{-4}$	$3.3 \times 10^{-8}$

	$P$ ( $M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ )	$E_k$ ( $M_{\odot} [\text{km s}^{-1}]^2$ )	$F$ ( $M_{\odot} \text{ km s}^{-1} \text{ años}^{-1}$ )
azul	$7.7 \times 10^{-3}$	$4.4 \times 10^{-2}$	$3.0 \times 10^{-7}$
rojo	$1.2 \times 10^{-2}$	$5.5 \times 10^{-2}$	$2.7 \times 10^{-7}$

## 5.6. Discusión

En base a un análisis de los datos 2MASS se encontró que las fuentes con mayor exceso en el infrarrojo cercano se ubican en el borde de la región HII G034.8-0.7 y en torno a la nube oscura IRDC 34.776-0.554, un escenario que sugiere la existencia de una zona de formación estelar activa. La fuente 2MASS 18564827+0118471 (IR1 en este trabajo) es la que presenta mayor enrojecimiento en el infrarrojo cercano y la única que posee emisión extendida en la banda IRAC 4.5  $\mu\text{m}$ . Esta última

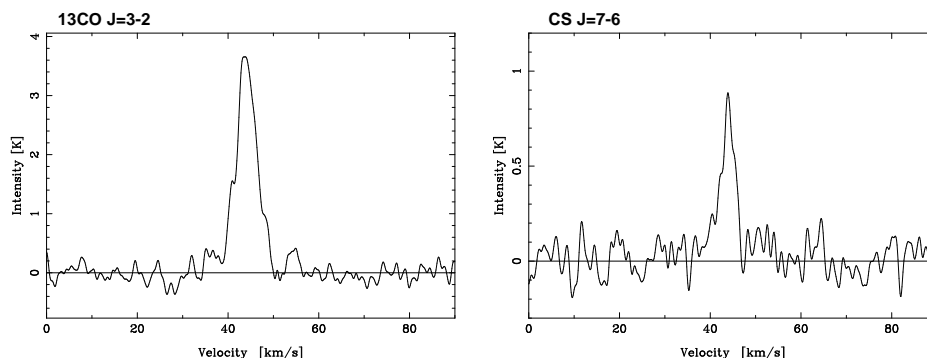


**Figura 5.14:** Mapa tridimensional de las isosuperficies de intensidad en la emisión molecular. La estructura ubicada entre  $\sim 40$  y  $45 \text{ km s}^{-1}$  (en rojo) corresponde a la emisión del  $\text{HCO}^+$  a  $0.7 \text{ K}$  mientras que las estructuras extendidas en velocidad (celeste) muestran las isosuperficies de la emisión del  $^{12}\text{CO J=3-2}$  a  $1.8 \text{ K}$ .

emisión suele ser encontrada en los sitios de formación estelar cuando los “outflows” eyectados por la protoestrella chocan con el MIE que la circunda, sugiriendo que IR1 es un YSO.

Las observaciones moleculares, presentadas en este trabajo, han revelado la existencia de un grupo de  $\text{HCO}^+$  en donde está embebida IR1. Rawlings et al. (2004) demostraron que dicha especie molecular presenta una mayor abundancia en los “outflows” moleculares. En efecto, es esperable un fuerte crecimiento en la abundancia del  $\text{HCO}^+$  en las interfases entre los chorros y el material molecular que envuelve a la protoestrella. La explicación para la ocurrencia de este fenómeno podría encontrarse en la liberación y fotoprocesamiento producido por la acción del choque sobre el material molecular almacenado en las finas capas de hielo depositadas sobre las partículas de polvo del MIE. De hecho, a través de la línea del  $^{12}\text{CO J=3-2}$ , en este trabajo, se descubrió la presencia de “outflows” extendidos a lo largo de la línea de vista relacionados con la condensación de  $\text{HCO}^+$  en IR1. En este contexto, se concluye que IR1 es una protoestrella eyectando “outflows” bipolares los cuales aumentan la abundancia del  $\text{HCO}^+$ .

Las masas obtenidas para los “outflows” son similares a aquellas obtenidas para los “outflows” de



**Figura 5.15:** Perfiles de  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 (izquierda) y CS J=7-6 (derecha) obtenidos hacia RA:  $18^{\text{h}}56^{\text{m}}47.8^{\text{s}}$  y dec.  $+01^{\circ}18'45''$  (J2000). El ruido es  $\sigma_{rms} \sim 0.10$  y  $0.07$  K para cada línea respectivamente.

la fuente IRS6, un YSO de baja masa en Cederblad 110 (Hiramatsu et al. 2007). Se compararon los parámetros derivados para los “outflows” de IR1 (ver Tabla 5.3) con los correspondientes al estudio estadístico llevado a cabo por Wu et al. (2004) basado en una muestra de 391 “outflows” moleculares. En dicho trabajo las fuentes fueron divididas en “outflows” de masa baja y alta de acuerdo a la masa de tales eyecciones y a la luminosidad bolométrica de los objetos centrales. Basados en los datos compilados, los autores concluyen que el fenómeno de eyección de “outflows” es común tanto en la formación de estrellas de baja como de alta masa.

En este trabajo, las masas para los “outflows” derivadas para IR1 están ligeramente por debajo de los valores más bajos presentados por Wu et al. (2004), con lo cual IR1 se encontraría catalogado dentro del grupo de baja masa. Sin embargo, es importante resaltar que en los cálculos realizados en este trabajo no se consideraron posibles efectos de proyección en las velocidades, de esta manera el momento y la energía cinética aquí derivados son límites inferiores. Además, según Choi et al. (1993) estos efectos de proyección pueden aumentar (si el flujo está en el plano del cielo) o decrecer (si está a lo largo de la línea de la visión) los tiempos dinámicos de los “outflows” ( $t_{din}$  en Tabla 5.3). En suma, este tiempo sería menor si se considera la velocidad máxima en vez de  $V_{car}$ . Sin embargo, el  $t_{din}$  obtenido en este trabajo está muy próximo al promedio de tiempos dinámicos para los objetos de baja masa presentados en Wu et al. (2004). Otros parámetros físicos, tales como la energía cinética, el momento y la fuerza de eyección (Tabla 5.3) son también los correspondientes al “grupo de baja masa”.

Una de las etapas en el proceso de formación de una protoestrella es la fase principal de acreción. Esta es la fase en la que el objeto central adquiere su masa del disco de acreción y del gas del entorno en caída hacia dicho disco. Numerosa evidencia observacional muestra que la fase de acreción está siempre acompañada por una poderosa eyección de una pequeña fracción del material acretado en forma de “outflows” bipolares (ej. Mc Kee & Ostriker 2007; Bachiller 1996). Los objetos “Clase 0” son considerados como protoestrellas en sus primeras etapas de formación con edades típicas de unos  $1 - 3 \times 10^4$  años. Muchas de ellas, sino todas, eyectan poderosos chorros de “outflows” moleculares, los cuales desaparecen gradualmente a medida que la protoestrella evoluciona hacia etapas posteriores. Así, los tiempos dinámicos de los “outflows” pueden ser usados, en muchos casos, como una buena aproximación para la edad del objeto central en formación. De esta manera, según los  $t_{din}$  derivados para los “outflows” de IR1, en este trabajo se sugiere una edad aproximada de algunos  $10^4$  años para



dicho objeto.

### 5.6.1. Distribución espectral de energía de la fuente IR1

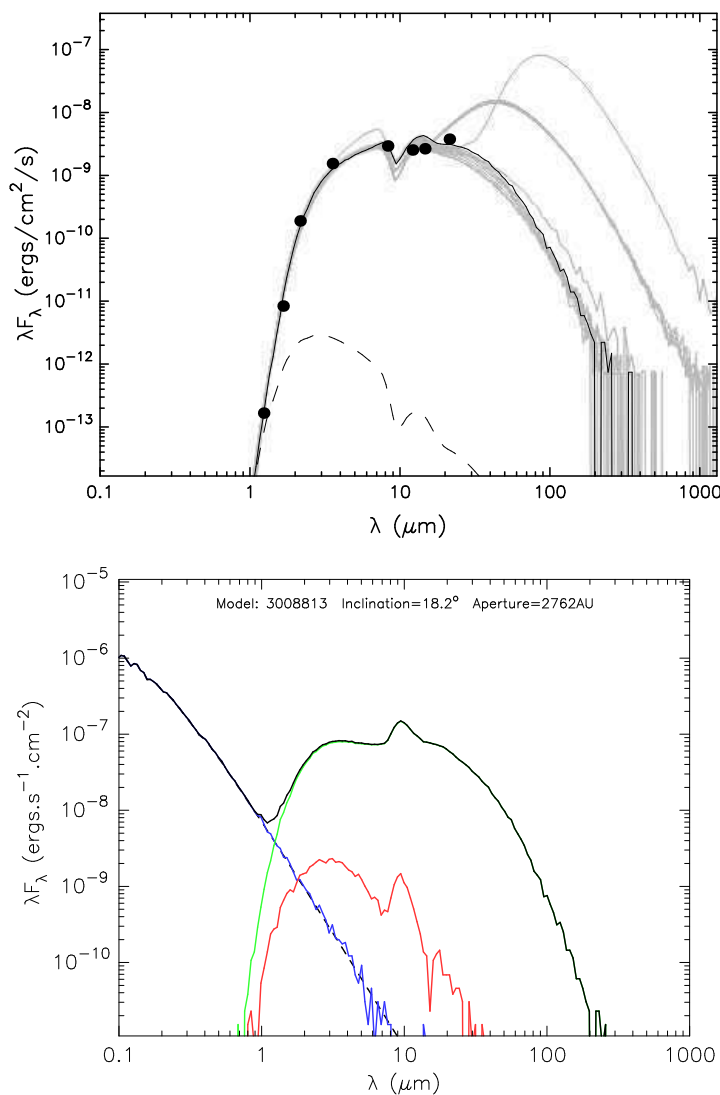
Adicionalmente, se realizó un ajuste de la distribución espectral de la energía (SED) para IR1 en base a los flujos en el infrarrojo cercano y medio obtenidos del 2MASS Point Source Catalog (bandas  $J$ ,  $H$  y  $K$ ), del Glimpse Catalog (*Spitzer*-IRAC) y del MSX Point Source Catalog (en las bandas 8.28, 12.13, 14.65 y 21.30  $\mu\text{m}$ ). Se emplearon los modelos de SED presentados por Robitaille et al. (2006, 2007) considerando una extinción en el visual entre 15 y 30 magnitudes. Este rango de valores para la extinción en el visual surge del gráfico color-color (ver Fig. 5.5) según indica la posición de las estrellas en secuencia principal con extinción. Se obtuvieron diez modelos que cumplieron con la condición  $\chi^2 - \chi_{best}^2$  por punto  $\leq 3$ . La Fig. 5.16-(arriba) presenta los diez mejores ajustes SED para el conjunto de datos infrarrojos empleados. La curva en trazo discontinuo representa el modelo de fotosfera estelar que mejor ajusta los datos. Como puede apreciarse, los datos infrarrojos no son ajustados aceptablemente si se considera que el objeto central se trata de una estrella en secuencia principal. La banda E del MSX (21.3 $\mu\text{m}$ ) fue la mayor longitud de onda usada en el ajuste. Si bien el empleo de longitudes de onda mayores del infrarrojo lejano y hasta submilimétricas resulta en un ajuste más confiable, los datos IRAS disponibles (hasta 100  $\mu\text{m}$ ) presentan una resolución demasiado baja ( $\sim 1'$ ) para representar la emisión de un objeto relativamente evolucionado como es el caso de IRAS 18542+0114.

La Fig. 5.16-(abajo) presenta el modelo que mejor ajusta los datos infrarrojos (círculos negros). Se presentan las distintas contribuciones a la emisión total: la del objeto central (curva azul), la del disco (curva verde) y la del envoltorio de gas y polvo (curva roja). Cuanto más evolucionado es el objeto el pico de emisión se corre hacia el infrarrojo cercano mientras que en objetos muy jóvenes se observa una conspicua emisión hacia las longitudes de onda del infrarrojo lejano originada en el envoltorio cuya emisión domina a las otras dos componentes.

Considerando los diez modelos anteriormente mencionados, se obtuvo para el objeto central una masa de  $\sim 20 M_{\odot}$ , es decir se trata de un YSO de alta masa. Además, los modelos sugieren una edad que va entre  $7 \times 10^4$  y  $10^5$  años para este YSO, y un disco de acreción de  $0.01 M_{\odot}$  con una tasa de acreción de  $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ .

Los parámetros de los “outflows” y las tasas de acreción presentados en Tabla 5.3 y los derivados por los modelos de SED, respectivamente, son considerablemente más pequeños que los valores típicos para los YSOs de gran masa ( $10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  en ambos casos; Mckee & Tan 2003). Por otro lado, IR1 presenta un gran exceso de enrojecimiento en el NIR, lo cual sugiere que dicha fuente se encuentra aún embebida en un envoltorio de gas muy denso. Considerando la masa, la edad, la tasa de acreción y los parámetros de los “outflows” derivados para IR1, se sugiere que dicha fuente es probablemente un YSO de gran masa que se encuentra terminando su fase de acreción y eyección de “outflows” y que aún no ha disipado el envoltorio de gas y polvo del capullo en el que se está formando.

Finalmente, la relación de la línea integrada  $^{13}\text{CO}$  3-2/1-0 ( $^{13}\text{R}_{3-2/1-0}$ ) obtenida hacia el centro de la región es muy similar a la obtenida hacia diferentes zonas de discos circumestelares en torno a estrellas en pre-secuencia principal por van Zadelhoff et al. (2001). Por otro lado, de acuerdo a Moriarty-Schieven et al. (1995), la línea del CS J=7-6 traza regiones con altas densidades ( $\geq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) y temperaturas templadas ( $\geq 60 \text{ K}$ ) en los entornos de las protoestrellas. Por lo tanto, la detección de la línea del CS hacia IR1 muestra el gas más denso y templado del entorno de IR1 en donde la protoestrella se está formando.



**Figura 5.16:** Arriba: Se presentan diez curvas correspondientes a los diez mejores ajustes de los datos observacionales en el rango del infrarrojo (puntos negros). La curva de trazo discontinuo representa el mejor ajuste de fotosfera estelar a los datos. Abajo: Se presenta la curva correspondiente al modelo que mejor ajusta los datos. La curva azul corresponde a la emisión del objeto central en formación, la verde a la contribución del disco y la roja a la emisión asociada al envoltorio de gas y polvo.

### 5.6.2. ¿Cómo se inició la formación de IR1?

A partir de los estudios moleculares y de la emisión en infrarrojo, se concluye que IR1 es un YSO. La ubicación de dicha fuente, en el borde de la región HII G034.8-0.7 y del RSN W44 plantea la posibilidad de que alguno de estos dos objetos haya podido iniciar la formación de esta protoestrella. De acuerdo al tiempo dinámico calculado para los “outflows” y a la edad del objeto central derivada a través del SED, IR1 podrá ser un YSO con una edad en el rango de algunos  $10^4$  a  $\sim 10^5$  años. Si tenemos en cuenta que la edad estimada para el RSN es  $\sim 2 \times 10^4$  años (menor que la edad estimada para IR1) y que debe existir un retraso entre el agente principal iniciador y la subsecuente formación

estelar, es muy poco probable que el RSN haya iniciado la formación de IR1.

Por otro lado, IR1, vista en el plano del cielo, está superpuesta a la región de fotodisociación (PDR) asociada a la región HII G034.8-0.7, ubicada a la misma distancia que W44. Tal como se discutió en la Sección 5 del Capítulo 3, en la literatura existen numerosos trabajos acerca de formación estelar disparada por la expansión de regiones HII. En el capítulo siguiente se presenta el estudio de la fuente IRAS 18544+0112, que está embebida en la misma nube molecular que IRAS 18542+0114. Se analiza la posibilidad de que ambas fuentes IRAS hayan sido originadas por la expansión de la región HII.

## 5.7. Resumen

Se presenta un análisis infrarrojo y molecular de la fuente IRAS 18542+0114 llevado a cabo para explorar indicios de actividad de formación estelar en la periferia del RSN W44 y la región HII G034.8-0.7. La fuente IRAS 18542+0114 presenta emisión extendida en la banda IRAC de  $4.5 \mu\text{m}$ , lo cual sugiere que esta fuente podría ser un YSO con emisión de “outflows” moleculares. La fuente infrarroja 2MASS 18564827+0118471 (IR1 en este trabajo) es la fuente más enrojecida de la región y la que tiene más probabilidades de estar asociada a la fuente IRAS 18542+0114. A partir de la SED para la fuente se ajustaron diferentes modelos y se sugiere que IR1 es un YSO de alta masa que se encontraría terminando su fase de acreción. Los resultados moleculares confirman que IR1 es un YSO. Se descubrió la presencia de “outflows” moleculares hacia IR1 extendidos a lo largo de la línea de la visual. A partir de la edad dinámica de los “outflows” y de la edad estimada a través del SED, se sugiere una edad aproximada de  $10^4$ - $10^5$  años para esta fuente.

A partir de una comparación de las edades estimadas para IR1 y para el RSN W44 ( $2 \times 10^4$  años), se concluye que el RSN no inició la formación estelar de dicho YSO. El estudio presentado en el capítulo siguiente determinará si las observaciones son compatibles con la posibilidad de que la expansión de la región HII G034.8-0.7 haya originado la formación estelar en la zona.

## Capítulo 6

# Estudio multifrecuencia de la región de formación estelar IRAS 18544+0112

La investigación presentada en este capítulo fue publicada en la revista *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 510A, pág. 96, año 2010, bajo el título: “A multiwavelength study of the star forming region IRAS 18544+0112”.

### 6.1. Introducción

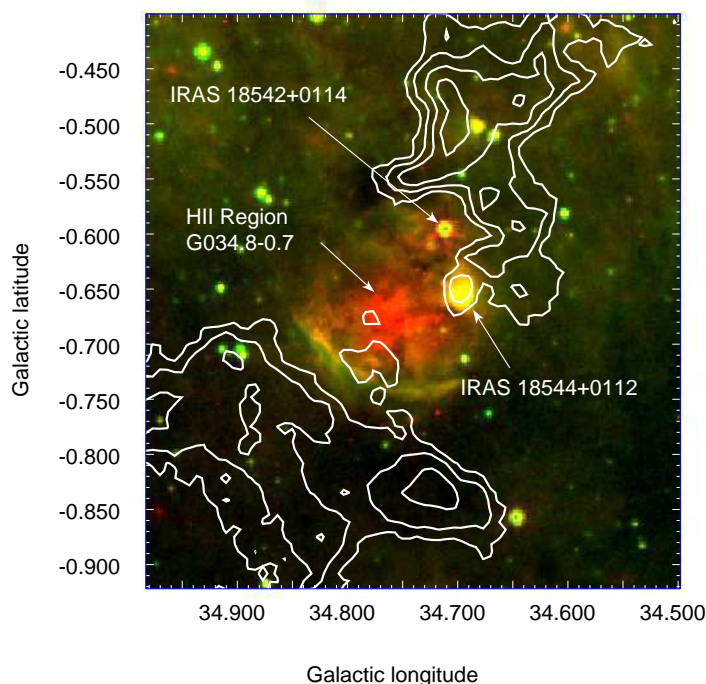
En este capítulo se presenta un estudio de la fuente IRAS 18544+0112, otra fuente IR embebida en la misma nube molecular que contiene a IRAS 18542+0114 ya analizada en el Capítulo 5. Además se analiza la posibilidad de que la formación de IRAS 18542+0114 y IRAS 18544+0112 haya sido iniciada por la expansión de la región HII G034.8-07.

La fuente IRAS 18544+0112, fue catalogada como candidata a objeto joven de alta masa (HMPO, según su sigla en inglés) por Molinari et al. (1996) y Kumar & Grave (2007). Sobre la base de un análisis de nuevos datos moleculares y datos del infrarrojo cercano, medio y lejano obtenidos de relevamientos públicos, se presenta un estudio multifrecuencia de dicha fuente IR con el propósito de discernir su origen y estado evolutivo.

### 6.2. IRAS 18544+0112 y su entorno

La figura 6.1 muestra una imagen en dos colores de la región HII G034.8-07. En verde y en rojo se muestran las distribuciones de emisión de *Spitzer*-IRAC a  $8\mu\text{m}$  y de *Spitzer*-MIPSGAL a  $24\mu\text{m}$ , respectivamente. Las regiones en amarillo corresponden a las zonas en donde las intensidades de ambas emisiones son similares. Los contornos blancos a 0.4, 0.6, 1 y 1.2 K representan la distribución de la emisión de la línea  $^{13}\text{CO}$  J=1-0, extraída del Galactic Ring Survey e integrada en el rango de velocidades comprendido entre 36 y 45  $\text{km s}^{-1}$ . En la figura se observa que la emisión en  $8\mu\text{m}$  encierra a la emisión en  $24\mu\text{m}$ , esta última originada en los granos de polvo de mayor tamaño calentados en el interior de la región HII G034.8-07. En particular, se aprecia una estructura en forma de arco a

$8\mu\text{m}$  (PDR) que bordea a la región HII G034.8-0.7 hacia las latitudes Galácticas más bajas. Esta región HII, además, se encuentra ubicada en un mínimo de emisión del gas molecular, hallándose en medio de dos nubes moleculares que forman parte del complejo molecular gigante GMC G34.8-0.6. La morfología de estas nubes moleculares, observadas en la línea del  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$ , sugiere que la acción expansiva de la región HII G034.8-0.7 pudo haber moldeado su estructura.



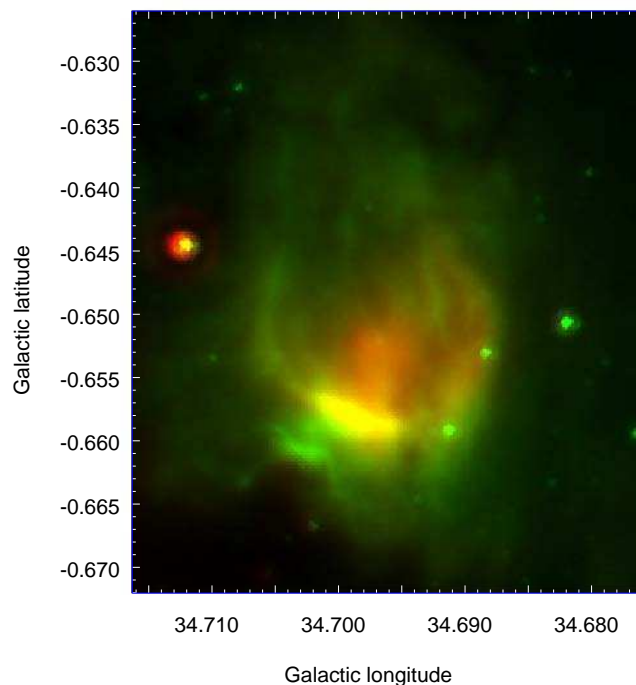
**Figura 6.1:** Imagen en dos colores de la región HII G034.8-07 conteniendo a las fuentes infrarrojas IRAS 18542+0114 y IRAS 18544+0112. La emisión verde y la roja corresponden a las bandas de *Spitzer*-IRAC a  $8\mu\text{m}$  y *Spitzer*-MIPSGAL a  $24\mu\text{m}$ , respectivamente. Los contornos blancos a 0.4, 0.6, 1 y 1.2 K representan la distribución de la emisión de la línea del  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  integrada en el rango de velocidades comprendido entre 36 y  $45\text{ km s}^{-1}$ .

Por otro lado, IRAS 18544+0112, ubicada a  $(l, b)=(34^{\circ}.69; -0^{\circ}.65)$ , aparece como un “manchón” amarillo brillante. De la Fig. 6.1 puede apreciarse que esta fuente IR está ubicada sobre una condensación de gas molecular en forma de protuberancia la cual se observa en el intervalo de velocidades comprendido entre 36 y  $45\text{ km s}^{-1}$ .

La Figura 6.2 muestra una imagen en dos colores de IRAS 18544-0112, donde el verde y el rojo representan la emisión a 8 y a  $24\mu\text{m}$ , respectivamente. La distribución de la emisión a  $8\mu\text{m}$  presenta una estructura en forma de cáscara de aproximadamente  $1.5'$  en tamaño ( $\sim 1.4\text{ pc}$  a una distancia de 3 kpc), con filamentos brillantes y una evidente emisión difusa en su interior. La emisión a  $24\mu\text{m}$  se observa principalmente en el interior de la estructura tipo cáscara.

Estudios previos de este tipo de objetos revelaron que la mayoría de ellos presenta evidencia de “outflows” moleculares, por ejemplo la fuente IRAS 18542+0114, presentada en el capítulo anterior. En el presente capítulo, se analizará si este fenómeno está ocurriendo en la fuente IRAS 18544+0112.

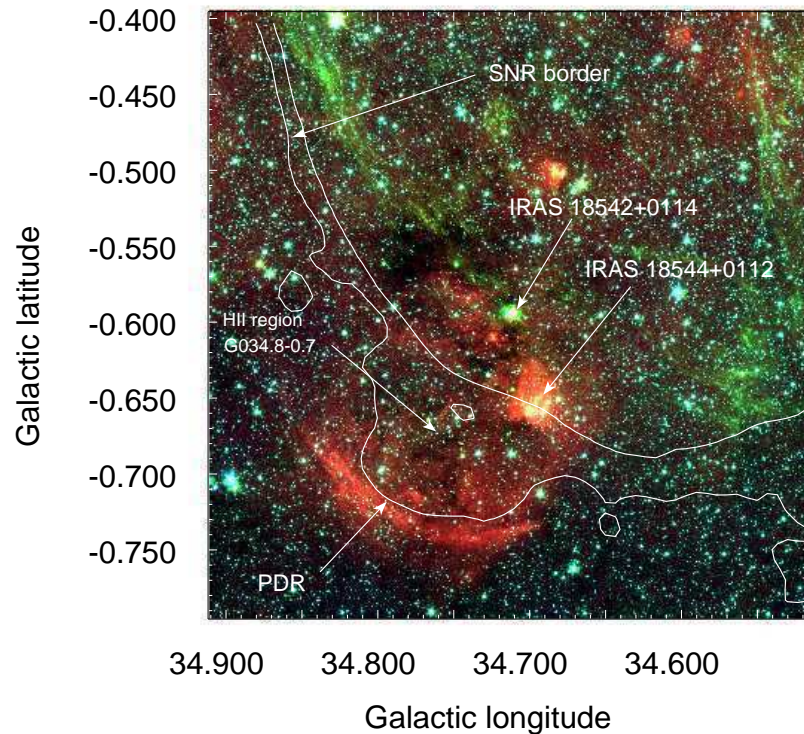
En primer lugar, se inspeccionó la distribución de la emisión a  $4.5\mu\text{m}$  en la fuente infrarroja en busca de evidencia de gas chocado. La Fig. 6.3 presenta una imagen en tres colores *Spitzer*-IRAS en



**Figura 6.2:** En verde se presenta la emisión en la banda *Spitzer*-IRAC  $8\mu\text{m}$  y en rojo la emisión en la banda de MIPS GAL a  $24\mu\text{m}$  hacia la fuente IR IRAS 18544+0112.

una región cuadrada de  $22'$  en tamaño. Las tres bandas IR presentadas son:  $3.5\mu\text{m}$  (en azul),  $4.5\mu\text{m}$  (en verde) y  $8\mu\text{m}$  (en rojo). Los contornos blancos corresponden a la emisión en continuo de radio a 1.4 GHz obtenida del VGPS, los cuales delinean el borde SE del RSN W44 y el borde interno de la región HII G034.8-07 que acompaña a la PDR. Una inspección de la Fig. 6.3 muestra que la fuente IRAS 18542+0114 analizada en el Capítulo 5 presenta emisión extendida en la banda de  $4.5\mu\text{m}$  (verde), característica sugestiva de un origen protoestelar tal como se confirmó con el descubrimiento de “outflows” moleculares. Sin embargo para el caso de la fuente analizada en este capítulo, IRAS 18544+0112, no se encuentra evidencia de emisión significativa en la banda de  $4.5\mu\text{m}$ . De hecho, esta fuente es claramente más intensa a  $8\mu\text{m}$  que a  $4.5\mu\text{m}$ . Este resultado muestra el predominio de la emisión de los PAH sobre la emisión del gas chocado, sugiriendo que, de existir, la emisión de los “outflows” debe ser débil.

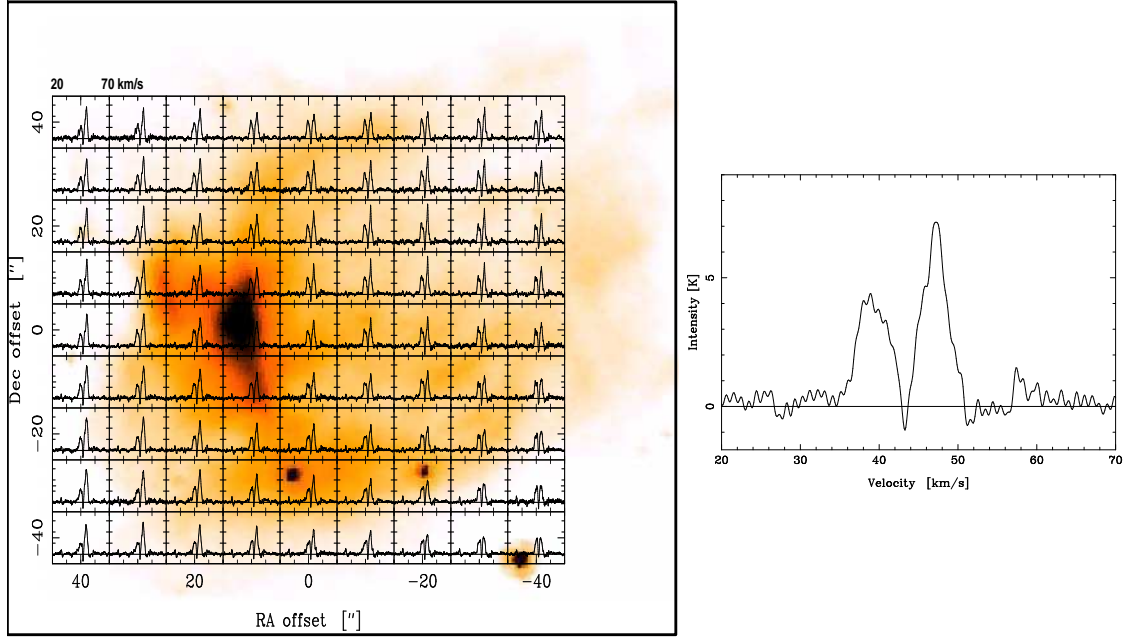
Con el propósito de analizar en detalle, la distribución y dinámica del gas molecular asociado a IRAS 18544+0112, se llevaron a cabo observaciones de distintas líneas moleculares:  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  en sus transiciones rotacionales  $J=3-2$ ,  $\text{HCO}^+$   $J=4-3$  y  $\text{CS}$   $J=7-6$  hacia una región de  $90'' \times 90''$  en torno a esta fuente IR usando el Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE; Ezawa et al. 2004). Las observaciones forman parte de la misma campaña reportada en 5.2.



**Figura 6.3:** Imagen en tres colores *Spitzer*-IRAC ( $3.5\mu\text{m}$  = azul,  $4.5\mu\text{m}$  = verde,  $8\mu\text{m}$  = rojo) de una región cuadrada de  $22'$ . Los contornos corresponden a la emisión en continuo de radio a 1.4 GHz a 17 y 35 K, los cuales delimitan el borde interno de la región HII G034.8-0.7 y el borde SE del RSN W44, respectivamente.

### 6.3. Análisis de la emisión molecular

Como se mostró en la Fig. 6.1, IRAS 18544+0112 se encuentra embebida en una condensación de gas molecular, la cual es parte del complejo GMC G34.8-0.6. La Fig. 6.4 (izquierda) muestra los espectros de la línea del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  obtenidos en una región  $90'' \times 90''$  centrada en la posición de IRAS 18544+0112 y la Fig. 6.4 (derecha) presenta un espectro típico obtenido hacia el centro de dicha región. La Fig. 6.5 presenta un espectro promedio de la línea del  $^{13}\text{CO}$   $J=3-2$  obtenido hacia el centro de la condensación molecular ubicada en  $(l, b) = (34^\circ.69, -0^\circ.65)$ . Todos los perfiles del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  en esta región presentan una marcada depresión central a  $v \sim 44 \text{ km s}^{-1}$ . Como se ha mencionado, dicha característica en los perfiles, evidencia que se están produciendo fenómenos de auto-absorción en el gas molecular. Se descarta la posibilidad de que se trate de dos componentes de emisión a velocidades cinemáticas cercanas pero no relacionadas, pues en coincidencia con la posición de la depresión central presente a  $\sim 44 \text{ km s}^{-1}$ , se observa el pico de emisión en los perfiles de la línea del  $^{13}\text{CO}$   $J=3-2$  que es una línea ópticamente fina. Como se discutió antes, dicha correspondencia sugiere fuertemente que los perfiles de  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  (línea ópticamente gruesa) evidencian efectos de auto-absorción causados por la presencia de gas más frío en la línea de la visual. La presencia de efectos de auto-absorción resulta interesante porque es conocido que en las regiones de formación estelar, la línea del  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2$  debe presentar esta característica (Johnstone et al. 2003) debido al calentamiento de la región central del grupo producto de los procesos de acreción de material sobre la estrella en formación.



**Figura 6.4:** *Izquierda:* Espectros de la línea del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 obtenidos hacia IRAS 18544+0112. El rango de velocidades de cada espectro está comprendido entre 20 y 70  $\text{km s}^{-1}$ . *Derecha:* Espectro típico del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 hacia el centro de la región.

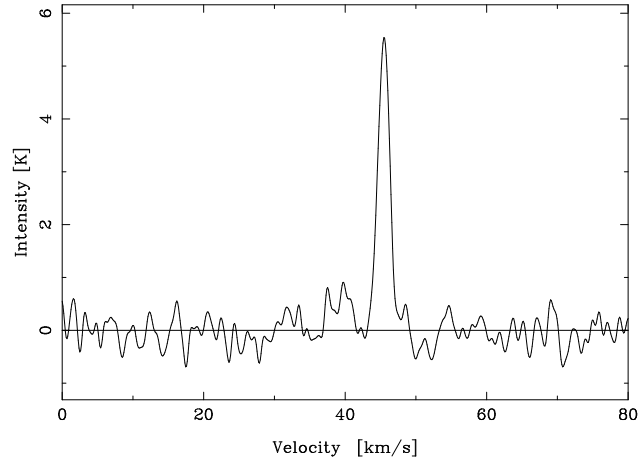
Además, notamos que la emisión de la línea del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 no presenta evidencia de ensanchamiento en los perfiles, lo cual descarta, en principio, actividad de “outflows” moleculares en la región. Este resultado está de acuerdo con la débil emisión a  $4.5 \mu\text{m}$  mencionada en la Sección 6.2. La no detección de las líneas de  $\text{HCO}^+$  J=4-3 y  $\text{CS}$  J=7-6, ambas especies moleculares asociadas a la región de interfase entre los “outflows” y el gas molecular del entorno en donde la protoestrella se está formando, (Hogerheijde et al. 1998; Rawlings et al. 2004) apunta en la misma dirección.

Para estimar los parámetros físicos de la condensación molecular en donde IRAS 18544+0112 está inmersa, se determinaron parámetros de la línea del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2 a partir de un ajuste Gaussiano obteniéndose:  $T_{mb} \sim 5.7 \pm 0.5 \text{ K}$ ,  $V_{LSR} \sim 45.4 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\Delta v \sim 2.0 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$  e  $I \sim 12 \pm 1 \text{ K km s}^{-1}$ , donde  $T_{mb}$  representa la temperatura de brillo pico,  $V_{LSR}$  la velocidad central del pico referida a la velocidad Estándar Local de Reposo,  $\Delta v$  el ancho de la línea y  $I$  la intensidad integrada de la línea.

Empleando la línea del  $^{13}\text{CO}$  en sus transiciones J=3-2 y J=1-0 se calculó  $^{13}\text{R}_{3-2/1-0}$ , la tasa de las intensidades integradas entre ambas líneas. La línea del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 fue obtenida del relevamiento GRS y la transición J=3-2 fue convolucionada al haz de la transición J=1-0. Se obtuvo  $^{13}\text{R}_{3-2/1-0} \sim 1$ .

Suponiendo condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE) y un factor de llenado del haz  $\sim 1$ , lo cual por supuesto puede no ser completamente cierto pero permite realizar una primera estimación, se empleó la emisión de la línea del  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 hacia el centro de la región analizada para estimar la temperatura de excitación de la condensación,  $T_{exc}$ . Esta emisión aparece auto-absorbida, por lo tanto se empleó una  $T_{mb}$  promedio entre ambas componentes y se obtuvo una  $T_{exc} \sim 15 \text{ K}$ . Usando este factor junto con los parámetros obtenidos para la línea del  $^{13}\text{CO}$  J=3-2, se derivó una profundidad





**Figura 6.5:** Perfil de la línea del  $^{13}\text{CO}$  J=3–2 obtenido hacia el centro de IRAS 18544+0112.

óptica para esta línea de  $\tau^{13} \sim 0.2$  y una densidad de columna de  $N(^{13}\text{CO}) \sim 2.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Adoptando las relaciones para las abundancias de las diferentes especies moleculares de  $N(\text{H}_2)/N(^{12}\text{CO})=10^5$  y  $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=89$  (Guan et al. 2008) y teniendo en cuenta que  $^{13}\text{R}_{3-2/1-0} \sim 1$  se obtuvo una densidad columnar  $N(\text{H}_2) \sim 2.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Finalmente, adoptando una geometría esférica para la condensación de gas molecular, tal cual puede verse en la Fig. 6.1, con un radio  $\sim 0.7$  pc, se estimó una masa y una densidad volumétrica de  $\sim 1.7 \times 10^2 M_{\odot}$  y  $\sim 3.2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente.

#### 6.4. ¿Es IRAS 18544+0112 una región HII ultracompacta?

En vista de la falta de actividad de “outflows” moleculares en la región, una posible explicación es que IRAS 18544+0112 sea un objeto estelar joven evolucionado que ya ha concluido su fase de acreción-eyeción. Como en la siguiente etapa evolutiva en la vida de estos objetos se desarrolla una región HII ultracompacta, se buscó la presencia de gas ionizado asociado a la fuente IR. Debido a la superposición con el RSN W44 y la región HII G034.7-0.8 en el plano del cielo, no es posible la identificación de emisión en el continuo de radio relacionada exclusivamente con la fuente IRAS 18544+0112. Tampoco se identificaron fuentes puntuales en otros estudios en radio realizados en la región. Esto está de acuerdo con los resultados de Hughes & MacLeod (1994).

A partir de los flujos IR catalogados para IRAS 18544+0112 y adoptando una distancia de 3 kpc, se estimó la correspondiente luminosidad infrarroja  $L_{IR}$  y la temperatura del polvo  $T_d$ . La luminosidad infrarroja fue estimada en base a las 4 bandas IRAS (12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ ) siguiendo a Chan & Fich (1995) como  $L_{IR}(L_{\odot})=1.58 S_{IR}(\text{Jy}) D^2(\text{kpc})$ , donde  $S_{IR}$  es el flujo integrado dado por  $S_{IR}=1.3(S_{12}+S_{25})+0.7(S_{25}+S_{60})+0.2(S_{60}+S_{100})$  y  $S_i$  es la densidad de flujo en la banda IRAS  $i$  expresada en Jy. Se obtuvo  $L_{IR} \sim (7.9 \pm 1.6) \times 10^3 L_{\odot}$ .

Adoptando parámetros estándar para los granos de polvo (Draine & Lee 1984), la temperatura de polvo puede ser derivada de la ecuación 1.47. Se obtuvo  $T_d \sim 29 \pm 5$  K para IRAS 18544+0112 para el valor adoptado  $n=1$ . La temperatura de polvo estimada de  $\sim 29$  K para la fuente IR, es demasiado pequeña para tratarse de una región HII ultracompacta, las cuales tienen temperaturas de polvo típicas de aproximadamente 200 K (Ball et al. 1996), mientras que está en acuerdo con aquellas derivadas

para los objetos protoestelares de alta masa presentadas en el trabajo de Sridharan et al. (2002).

En resumen, a partir de las características observadas en la región se sugiere que IRAS 18544+0112 no ha alcanzado aún su fase de región HII ultracompacta.

## 6.5. Búsqueda de HMPOs en IRAS 18544+0112

Con el objetivo de buscar candidatos a HMPOs asociados a la fuente IRAS 18544+0112 se realizó un análisis fotométrico en el IR cercano de todas las fuentes puntuales contenidas dentro de los límites de la emisión a  $8\mu\text{m}$  de IRAS 18544+0112. Se usó el 2MASS All-Sky Point Source Catalogue en las bandas  $J$ ,  $H$  y  $K_S$ , seleccionando sólo las fuentes detectadas en al menos dos de las tres bandas. Se encontraron 13 fuentes en esta región las cuales se listan en la Tabla 6.1 y se muestran en la Figura 6.6 (a) - (c).

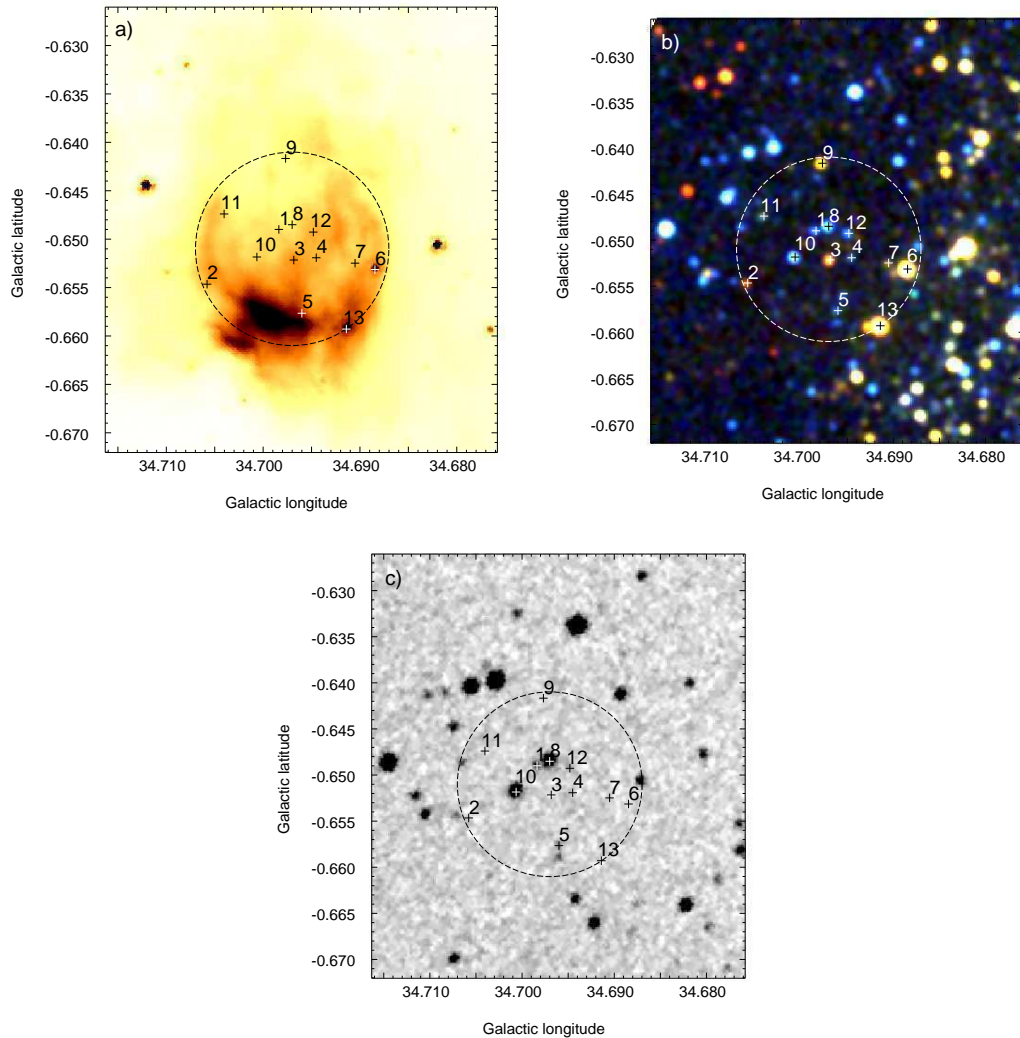
En la Tabla 6.1 se presentan los números de las fuentes (que se corresponden con los presentados en las figuras siguientes), las coordenadas Galácticas en grados, la designación según el catálogo Two Micron All Sky Survey (2MASS) y las magnitudes  $J$ ,  $H$  y  $K_S$ , en las cols. 1 a 7, respectivamente. La Figura 6.6 (a) - (c) muestra la ubicación espacial de estas fuentes superpuestas sobre: la emisión a  $8\mu\text{m}$  (a), la imagen en tres colores de las bandas  $JHK$  de la emisión en el infrarrojo cercano extraída del 2MASS (b) y la emisión óptica obtenida del 2nd Digitized Sky Survey Blue (DSS2-B) (c). El círculo representa el área en la cuál se buscaron las mencionadas fuentes.

**Tabla 6.1:** Fuentes 2MASS en la región de formación estelar IRAS 18544+0112.

No.	$l$	$b$	2MASS	$J$	$H$	$K_S$
1	$34^\circ.69$	$-0^\circ.64$	18565828+0116334	15.73	15.18	14.37
2	$34^\circ.70$	$-0^\circ.65$	18570030+0116478	18.59	15.65	13.35
3	$34^\circ.69$	$-0^\circ.65$	18565878+0116233	17.76	14.59	12.37
4	$34^\circ.69$	$-0^\circ.65$	18565848+0116162	17.04	15.89	15.13
5	$34^\circ.69$	$-0^\circ.65$	18565987+0116116	16.71	15.71	15.66
6	$34^\circ.68$	$-0^\circ.65$	18565808+0115548	15.27	11.58	9.76
7	$34^\circ.69$	$-0^\circ.65$	18565816+0116025	18.04	15.69	13.97
8	$34^\circ.69$	$-0^\circ.64$	18565802+0116298	14.44	13.86	13.70
9	$34^\circ.69$	$-0^\circ.64$	18565665+0116434	17.46	13.94	12.10
10	$34^\circ.70$	$-0^\circ.65$	18565913+0116360	14.25	13.78	13.55
11	$34^\circ.70$	$-0^\circ.64$	18565855+0116541	17.14	15.31	14.50
12	$34^\circ.69$	$-0^\circ.64$	18565794+0116215	16.10	15.19	14.21
13	$34^\circ.69$	$-0^\circ.65$	18565971+0115541	15.11	11.38	9.49

Las Figuras 6.7 y 6.8 presentan el diagrama color-color (CC) ( $H-K_s$ ) versus ( $J-H$ ) y el diagrama color-magnitud (CM) ( $H-K_s$ ) versus  $K_s$ , respectivamente, para las 13 fuentes 2MASS seleccionadas en la región.

La Figure 6.7 muestra que las fuentes #1, #2, #3, #4, #7, y #12 caen en la región de las fuentes con exceso de infrarrojo. En particular, las fuentes #2 y #3 aparecen como las más enrojecidas. Este exceso de enrojecimiento está relacionado con la presencia de gas y polvo del entorno circumestelar cercano en el que la fuente está embebida, más que con la extinción en la línea de la visual del gas que se halla delante del objeto. Las fuentes #6, #9, #11 y #13 corresponden a estrellas en secuencia

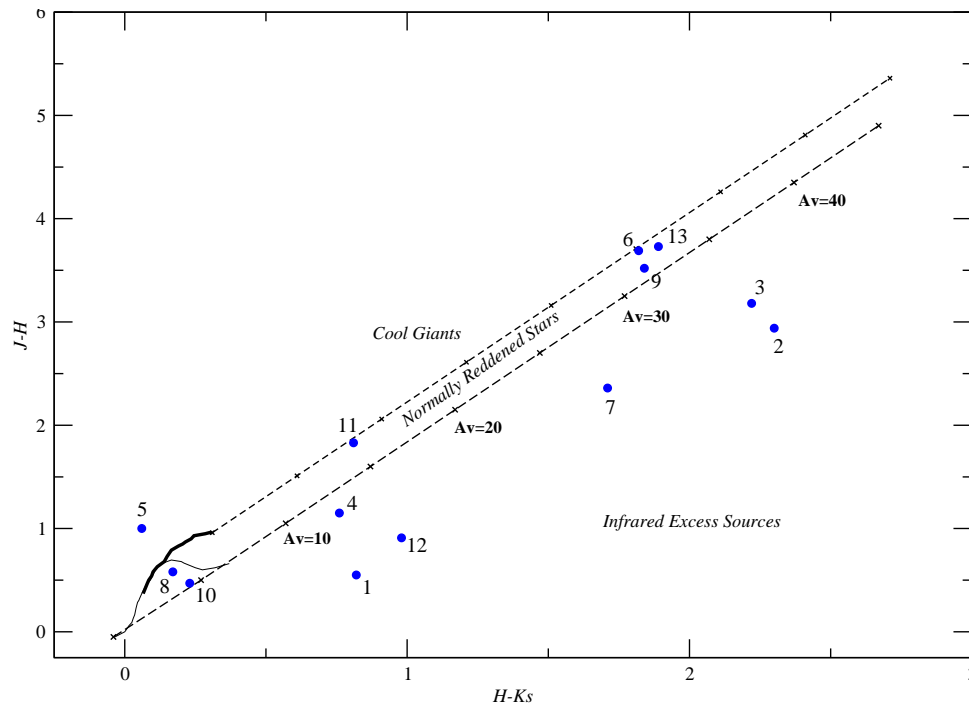


**Figura 6.6:** Ubicación espacial de las fuentes 2MASS encontradas en dirección a IRAS 18544+0112, superpuestas a la emisión en  $8 \mu\text{m}$  (a), a la imagen en tres colores  $J$ ,  $H$  y  $K$  del The Two Micron All Sky Survey (b) y a la imagen óptica extraída del DSS2-B (c). El círculo representa el área en la cual se buscaron dichas fuentes puntuales.

principal normalmente enrojecidas y las fuentes #8 y #10, las más conspicuas en la imagen óptica (Fig. 6.6c), son probablemente estrellas más cercanas sin enrojecimiento.

De acuerdo con el diagrama CM (Fig. 6.8), las fuentes #2, #3, y #9 son las estrellas de tipo espectral más temprano en la región. Las fuentes #6 y #13 caen en la región de las gigantes, y las fuentes #1, #4, #5, #7, #8, #10, #11 y #12 corresponden a estrellas de tipo espectral más tardío que una B3. Más aún, como muestra la Figura 6.6 (c), las fuentes #1, #5, #8 y #10 son detectadas en la banda óptica DSS2-B lo cual, dada la gran extinción de la región, sugiere que se trata probablemente de estrellas más cercanas no relacionadas con IRAS 18544+0112.

Así, en base a ambos diagramas, se concluye que las protoestrellas de alta masa más probablemente asociadas con IRAS 18544+0112 serían las fuentes #2 y #3. El hecho de que la fuente #3 se encuentra

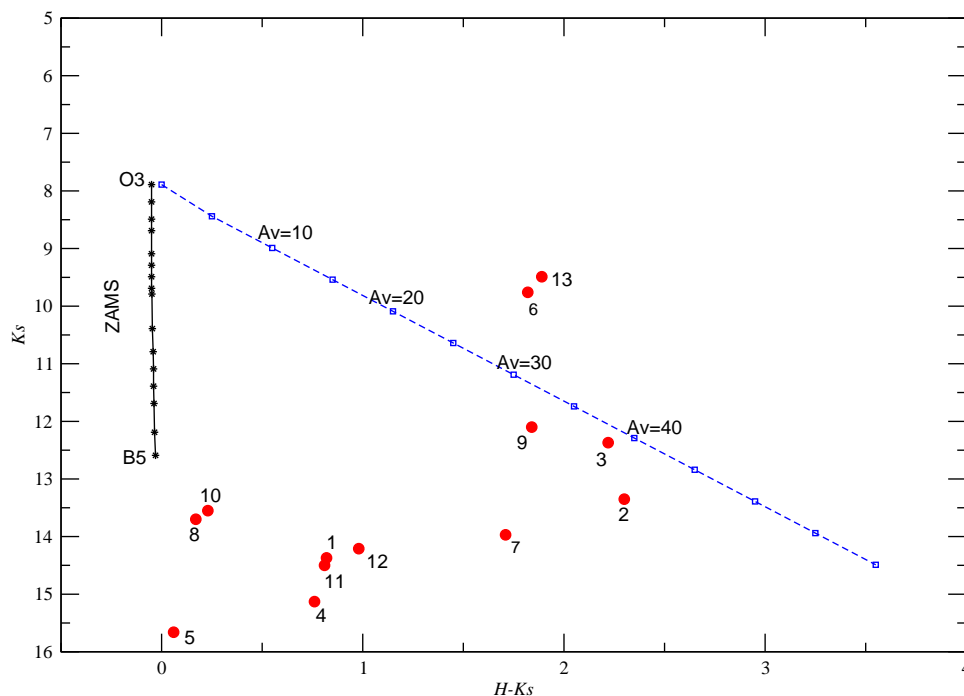


**Figura 6.7:** Diagrama color-color de las 13 fuentes 2MASS halladas hacia IRAS 18544+0112. Las dos curvas sólidas representan la ubicación de la secuencia principal (línea delgada) y las estrellas gigantes (línea gruesa) derivadas por Bessell et al. (1988). Las líneas discontinuas paralelas representan los vectores de enrojecimiento con las cruces ubicadas a intervalos correspondientes a cinco magnitudes de extinción en el visual. Se ha adoptado la ley de enrojecimiento interestelar de Rieke et al. (1985) ( $A_J/A_V=0.282$ ;  $A_H/A_V=0.175$  and  $A_K/A_V=0.112$ ). El gráfico se divide en tres regiones: gigantes, estrellas normalmente enrojecidas y fuentes con exceso infrarrojo. Los números corresponden a los números de las Fig. 6.6 (a) - (c).

ubicada en el centro geométrico de la nebulosa IR, y que además coincide con un máximo de la emisión a  $24 \mu\text{m}$ , mientras que la fuente #2 está ubicada sobre el borde de dicha nebulosa, sugiere que la fuente #3 es la principal responsable de la generación de la nebulosa infrarroja observada.

## 6.6. Escenario posible

En esta sección se discutirá un posible escenario de formación para IRAS 18544+0112. Como se mencionó en la Sección 6.2, la presencia de una PDR bordeando a la región HII G034.8–0.7, junto con la morfología observada de su nube molecular asociada, son una clara evidencia del hecho de que la región HII está perturbando su entorno. La fuente IRAS 18544+0112 se observa en proyección dentro de la región HII G034.8–0.7, mientras que la fuente IRAS 18542+0114 está ubicada sobre uno de sus bordes (ver Fig. 6.9). En base al estudio infrarrojo y molecular presentado en el capítulo anterior, se determinó que IRAS 18542+0114 es una protoestrella de alta masa con presencia de “outflows” moleculares y cuya formación fue probablemente disparada por la expansión de G034.8–0.7 sobre la nube molecular. En este contexto, se sugiere que la región HII G034.8–0.7 también podría haber iniciado la formación de IRAS 18544+0112.

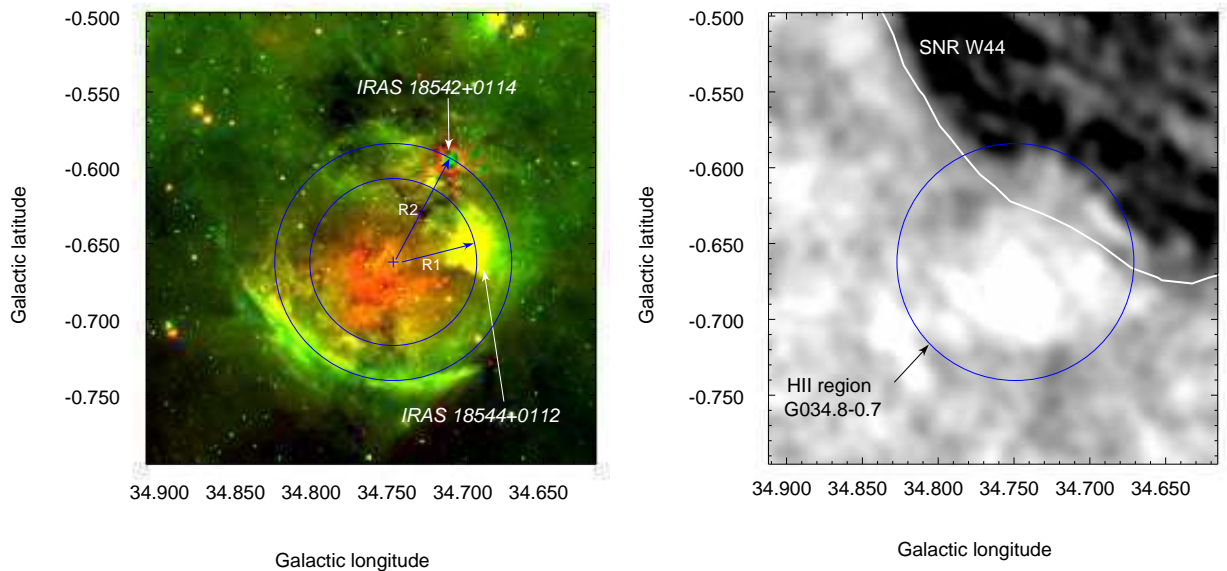


**Figura 6.8:** Diagrama color-magnitud de las 13 fuentes 2MASS halladas hacia IRAS 18544+0112. La curva sólida representa la ubicación de la secuencia principal a edad cero (ZAMS, según sus siglas en inglés) a una distancia de 3 kpc. El vector enrojecimiento para una estrella tipo espectral O3, con los cuadrados ubicados a intervalos correspondientes a cinco magnitudes de extinción en el visual, se muestra como una línea discontinua azul. Los números corresponden a los números de la Fig. 6.6 (a) - (c).

Las diferencias observacionales encontradas entre ambas fuentes IRAS, así como también su ubicación relativa respecto del centro de la región HII G034.8–0.7, sugiere que el frente de choque asociado alcanzó primero el gas molecular en donde se formó la fuente IRAS 18544+0112, explicando así sus diferentes estadios evolutivos. Kobayashi et al. (2008) propusieron un escenario similar en donde una cáscara de material neutro en expansión ha perturbado diferentes partes de una nube molecular durante su evolución, produciendo diferentes generaciones de estrellas.

Para probar el escenario propuesto se estimó la edad de la región HII al momento de alcanzar la posición de cada fuente IRAS. Usando el modelo de evolución para regiones HII, descrito en la Sección 6 del Capítulo 1, se calculó la edad de la región HII a un dado radio  $R$ , a partir de la ecuación 1.39.

El número  $N_{uv}$  de fotones UV ionizantes necesarios para mantener una región HII ionizada está dado por la ecuación 1.46. Para calcular la densidad de flujo en radio a 1.4 GHz y con el propósito de soslayar el problema de la superposición de la radiación térmica de la región HII y la no-térmica del RSN que tiene lugar en la mitad Oeste de la región HII, se supuso que la región HII consiste en dos mitades similares; de esta forma se integró la densidad de flujo sobre la mitad “libre de superposición” de la esfera de gas ionizado y se considera dos veces este valor para la región completa. Usando la imagen a 1.4 GHz del VLA, se estimó  $S_{1.4\text{GHz}} \sim 3$  Jy, lo cual está de acuerdo con estimaciones previas del flujo para esta región a otras frecuencias,  $S_{4.85\text{GHz}} = 2.6$  Jy (Kuchar et al. 1997), y  $S_{2.7\text{GHz}} = 2.8$  Jy



**Figura 6.9:** *Izquierda:* Imagen en dos colores *Spitzer* hacia la región HII G034.8–0.7 ( $8\ \mu\text{m}$  = verde y  $24\ \mu\text{m}$  = rojo). Los círculos exterior e interior corresponden al tamaño de la región HII al momento de alcanzar la posición de IRAS 18542+0114 y IRAS 18544+0112, respectivamente. *Derecha:* Mapa tomográfico obtenido entre 74 y 324 MHz ( $50''$  resolución). Las regiones en negro corresponden a un índice espectral de radio negativo, mientras que el blanco y gris indican regiones con un espectro positivo. Superpuesto al mapa se presenta el contorno trazado a 40 K de la emisión en radio continuo a 1.4 GHz. El círculo es el exterior correspondiente al panel izquierdo.

(Paladini et al. 2003) para un índice espectral  $\alpha = -0.1$  ( $S_\nu \sim \nu^\alpha$ ), típico para el régimen ópticamente delgado de las regiones HII. Para una región HII con  $T = 10^4$  K ubicada a una distancia de 3 kpc, la cantidad total de fotones ionizantes necesarios para mantener la fuente ionizada será aproximadamente  $N_{\text{uv}} = 1.7 \times 10^{48}$  fotones  $\text{s}^{-1}$ . En base a los flujos ionizantes para las estrellas de alta masa dados por Schaerer & Koter (1997), se infirió que la estrella ionizante debe ser una de tipo espectral O9.5 V. Sin embargo, esto es sólo una cota inferior pues la estrella excitatriz es probablemente más temprana que una O9.5 ya que la observación de la emisión del polvo calentado en la región muestra que parte de los fotones emitidos por la estrella se pierden en calentar el polvo.

Dada la elevada extinción que existe en esta dirección, ni la región HII ni su estrella excitatriz son ópticamente visibles. De hecho, no existen estrellas O catalogadas en esta región del cielo. Esto no es sorprendente si tenemos en cuenta que nuestra línea de vista hacia esta región de gas ionizado atraviesa una densa nube molecular. En efecto, a partir de la densidad de columna  $N(\text{H})$  se estimó una absorción en el visual superior a las  $15^m$ . Una estrella excitatriz capaz de crear una esfera de Strömgen de aproximadamente 8 pc en diámetro ( $\sim 10'$  a 3 kpc) debería ser una estrella en secuencia principal con un tipo espectral superior a una O9.5V. Dicha estrella ubicada a 3 kpc detrás de la nube molecular debería tener una magnitud aparente en el visual de  $18^m$  ( $M_V \sim -4.3^m$ , Vacca et al. 1996). Aún si se considerara una estrella más brillante, por ejemplo una O3V ( $M_V \sim -5.8^m$ , Vacca et al. 1996), ésta tendría una magnitud aparente en el visual de  $16^m$ . Sin embargo, no existen en la actualidad catálogos en el óptico de estrellas con tanta sensibilidad (ej. Los catálogos Hipparcos y Tycho alcanzan estrellas

con magnitud aparente inferiores a  $\sim 11^m$ ).

Para estimar la edad dinámica de la región HII es importante determinar su centro geométrico a partir del cuál el gas ionizado se expande. Considerando las distribuciones de las emisiones en el infrarrojo y en el continuo de radio se identificó una morfología casi circular para la región HII G034.8–0.7. La Figura 6.9-(izquierda) muestra que la emisión infrarroja en  $8 \mu\text{m}$  (verde) delinea claramente el borde Sudeste de la región HII, mientras que el borde donde IRAS 18542+0114 está ubicada es difuso y tenue. Por este motivo, para delimitar mejor este último borde se inspeccionó un mapa tomográfico trazado entre 74 y 324 MHz hacia W44 (ver Fig. 6.9-derecha). En un estudio de radio del RSN W44, Castelletti et al. (2007) encontraron una curiosa inversión del índice espectral sobre el borde sudeste de W44 que aparece como un muesca en la distribución de la emisión del remanente. Allí, el espectro cambia de un valor negativo correspondiente a la radiación sincrotrón del RSN (índice espectral  $\alpha \sim -0.6$ ) a  $\alpha \geq 0$ . En la Fig. 6.9-(derecha) las regiones más oscuras corresponden a índices espectrales negativos. Se propone que la inversión en el índice espectral debe ser el resultado de la absorción producida por la presencia del gas ionizado de la región HII G034.8–0.7 ubicada entre nosotros y el RSN. De esta forma, puede delinearse el borde Noreste de la región HII donde está ubicada IRAS 18542+0114, y así determinarse el centro probable de la región HII en expansión.

Adoptando los radios  $R_1=3\text{pc}$  y  $R_2=4\text{pc}$  para IRAS 18544+0112 y IRAS 18542+0114, respectivamente, una densidad ambiente en la región menor que  $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  y como agente excitatriz de la región HII una estrella de tipo espectral O9.5, se derivan edades dinámicas de aproximadamente  $4 \times 10^5$  y  $8 \times 10^5$  años para la región HII en la posición de las fuentes IRAS 18544+0112 y IRAS 18542+0114, respectivamente. Una diferencia de edades de  $\sim 4 \times 10^5$  años es compatible con los diferentes estados evolutivos observados en ambas fuentes IR.

## 6.7. Resumen

Se presenta un análisis en el infrarrojo y en líneas moleculares de la fuente IRAS 18544+0112. Los perfiles de  $^{12}\text{CO}$  presentan evidencia de autoabsorción, característica típica de las regiones de formación estelar. Sin embargo, no se detectó actividad de “outflow moleculares” en IRAS 18544+0112. A partir de su morfología, parámetros infrarrojos y moleculares, y la no detección de gas ionizado, se sugiere que IRAS 18544+0112 es un YSO de alta masa hacia el final de su evolución que aún no ha alcanzado su fase de región HII ultracompacta. La fuente enrojecida 2MASS 18565878+0116233 (fuente 3 en el texto) es la candidata a estar asociada con IRAS 18544+0112.

A partir de la evidencia observacional de que la región HII G034.8-0.7 está perturbando el material molecular de su entorno y de las edades estimadas para los objetos, se sugiere que la expansión de la región HII pudo haber iniciado la formación estelar de IRAS 18542+0114 y IRAS 18544+0112.

## Capítulo 7

# El MIE en torno a la región HII ultracompacta G45.45+0.06

El trabajo presentado en este capítulo se publicó en la revista *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 506, pág. 789, año 2009, bajo el título: “The environs of the ultracompact HII region G45.45+0.06”.

### 7.1. Introducción

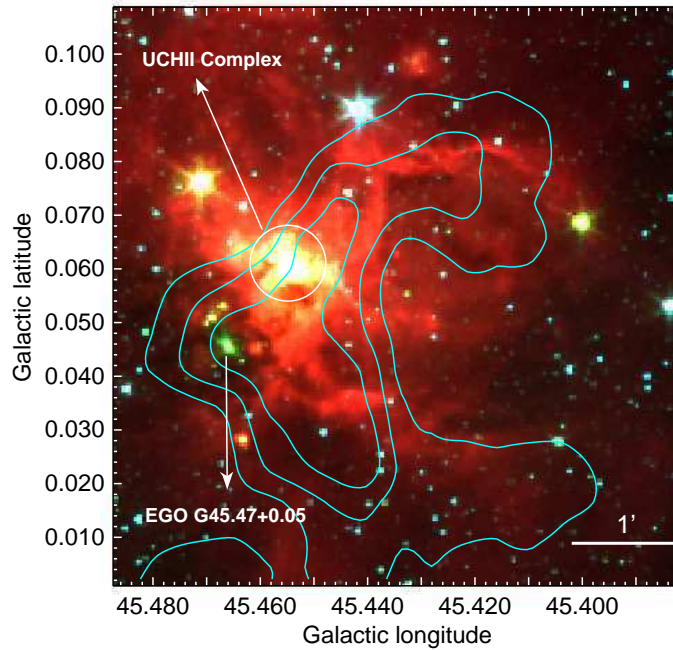
En este capítulo se presenta un estudio multifrecuencia de la vecindad de la región HII ultracompacta (UCHII) G45.45+0.06 con el propósito de explorar su interacción con el MIE que la rodea.

G45.45+0.06 es una luminosa región HII ultracompacta (UCHII, según su sigla en inglés) que ha sido extensamente estudiada en el continuo de radio y en algunas líneas moleculares (eg. Wood et al. 1988; Garay et al. 1993; Wilner et al. 1996; Hatchell et al. 1998). Esta región UCHII presenta emisión máser en las líneas CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O (Codella et al. 2004). Recientemente, G45.45+0.06 fue incluida en el Boston University Catalog de regiones HII Galácticas (Anderson et al. 2009). A partir de la emisión de la línea del <sup>13</sup>CO J=1-0 extraída del GRS, los autores derivaron una velocidad sistémica  $V_{LSR} \sim 55.6 \text{ km s}^{-1}$  y una distancia cinemática de 8.2 kpc para la región, en acuerdo con estimaciones previas (e.j.  $V_{LSR} \sim 55.9 \text{ km s}^{-1}$  y 7.7 kpc; Kolpak et al. 2003) dentro de los márgenes de error. Matthews et al. (1977) y Giveon et al. (2005a.b) propusieron que G45.45+0.06 forma parte de un complejo de cinco regiones UCHIIs. Feldt et al. (1998) realizaron un estudio en el infrarrojo medio y cercano de G45.45+0.06 y concluyeron que esta región, la más vieja del complejo, está siendo generada por un cúmulo joven de estrellas OB en torno al cual nuevas estrellas están naciendo en forma secuencial. Más aún, en la vecindad de este complejo (ver Fig. 7.1), Cyganowski et al. (2008) descubrieron un “objeto verde extendido” (EGO, según su sigla en inglés), sugiriendo la existencia de procesos de formación estelar en la zona. El color “verde” presente en el nombre de estos objetos hace referencia a la presencia de emisión en  $4.5 \mu\text{m}$  (verde por convención en las imágenes del *Spitzer*).

### 7.2. Datos observacionales

Los datos presentados y analizados en este capítulo fueron extraídos de seis relevamientos: 2MASS, GLIMPSE, MIPS GAL, MAGPIS, VGPS y GRS.



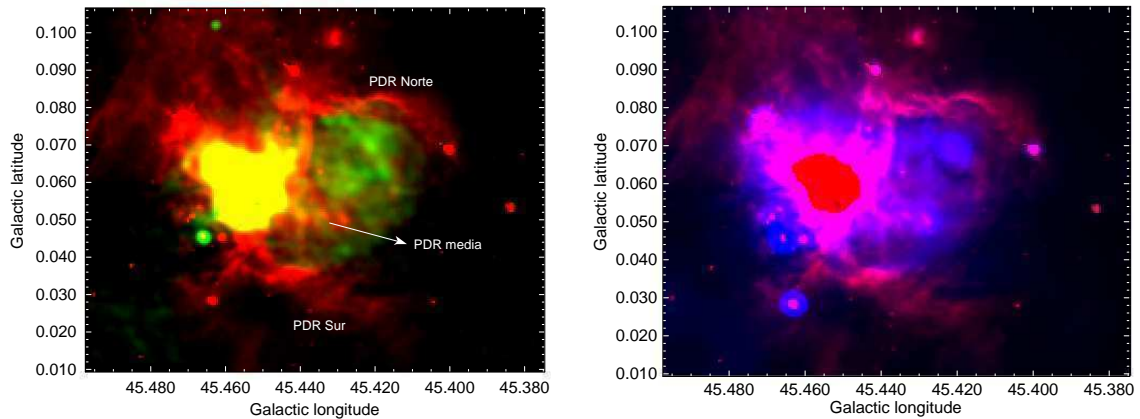


**Figura 7.1:** Imagen en tres colores extraída del *Spitzer*-IRAC ( $3.6 \mu\text{m}$  = azul,  $4.5 \mu\text{m}$  = verde,  $8 \mu\text{m}$  = rojo). Los contornos corresponden a la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 (obtenida de GRS) integrada entre  $50$  y  $65 \text{ km s}^{-1}$ , los niveles son  $27$ ,  $37$  y  $48 \text{ K km s}^{-1}$ . El complejo de regiones UCHII se resalta con el círculo. También se indica la posición del EGO (Cyganowski et al. 2008). Las resoluciones angulares son  $\sim 1.''5$  y  $46''$  para los datos infrarrojos y moleculares, respectivamente.

### 7.3. Resultados y discusión

La Fig. 7.1 muestra una imagen en tres colores del *Spitzer*-IRAC de una región de  $\sim 7' \times 7'$  en la vecindad del complejo de regiones UCHII donde se encuentra G45.45+0.06. Las tres bandas infrarrojas son  $3.6 \mu\text{m}$  (azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (verde) y  $8 \mu\text{m}$  (rojo). Los contornos corresponden a la emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 (extraída del GRS) integrada entre  $50$  y  $65 \text{ km s}^{-1}$ , un rango de velocidades en torno a G45.45+0.06. El complejo de regiones UCHII está ubicado sobre el borde Este de una estructura más extendida que se ve a  $8 \mu\text{m}$ . La correlación morfológica entre la emisión a  $8 \mu\text{m}$  (originada en los PAHs) y el gas molecular sugiere la presencia de una región HII en expansión. Es importante notar que la emisión de los PAHs delinea los límites de una nueva región HII no catalogada aún.

A pesar de que esta nueva región HII no se halla completamente bordeada por la PDR, su morfología se asemeja a la estructura de las burbujas infrarrojas de polvo asociadas a estrellas tipo O y/o B tempranas: una PDR visible en  $8 \mu\text{m}$  que encierra al gas ionizado observado a  $1.4 \text{ GHz}$  y al polvo caliente observado a  $24 \mu\text{m}$  (Churchwell et al. 2006, 2007; Watson et al. 2008). La Fig. 7.2-(izquierda) presenta una imagen compuesta de dos colores en la cual el rojo representa la emisión en  $8 \mu\text{m}$  y el verde la emisión en el continuo de radio a  $1.4 \text{ GHz}$  (extraído del MAGPIS). La buena resolución angular del MAGPIS a  $1.4 \text{ GHz}$  permite distinguir dos regiones distintas de emisión en radio continuo: aquella asociada con el complejo de regiones UCHII, en donde ambos colores se combinan y saturan (manchón amarillo), y otra más difusa hacia el Oeste, encerrada por la emisión a  $8 \mu\text{m}$ . A partir de ahora, esta nueva estructura, una región HII de  $\sim 3'$  de diámetro, posiblemente relacionada al gas



**Figura 7.2:** Imagen en dos colores. Izquierda: emisión en  $8 \mu\text{m}$  (rojo) y en el continuo de radio a  $1.4 \text{ GHz}$  (verde). Derecha: emisión en  $8 \mu\text{m}$  (rojo) y en  $24 \mu\text{m}$  (azul). La estructura roja observada en la región del complejo de las regiones UCHIIIs no es real y obedece a la saturación de los pixeles de la imagen MIPS GAL en dicha zona.

molecular (presentado en la Fig. 7.1 como contornos), será denominada G45L. Como se aprecia en la Fig. 7.2-(izquierda), la emisión difusa en el continuo de radio ubicada hacia el Oeste de la estructura, centrada en  $l \sim 45^\circ.42$ ,  $b \sim 0^\circ.07$ , está bordeada por dos PDRs, la Norte y la media. Hacia el Sur, la región HII presenta emisión más débil encerrada por la PDR Sur. La Fig. 7.2-(derecha) muestra una imagen en dos colores en la cual el rojo representa la emisión a  $8 \mu\text{m}$  y el azul la emisión a  $24 \mu\text{m}$ . La estructura roja observada en la región del complejo de las regiones UCHII no es real y obedece a la saturación de los pixeles de la imagen MIPS GAL en dicha zona.

### 7.3.1. Determinación de la distancia a G45L

La región estudiada en este capítulo se halla en el primer cuadrante Galáctico, por ello debe tenerse en cuenta la ambigüedad en distancia que existe cuando se emplean velocidades radiales y una curva de rotación Galáctica para asignar distancias a las fuentes. De acuerdo a Koplak et al. (2003) y Anderson et al. (2009), G45.45+0.06 posee una línea de recombinación a una velocidad aproximada de  $56 \text{ km s}^{-1}$ , que corresponde a dos distancias posibles,  $\sim 4$  y  $\sim 8 \text{ kpc}$ . Como el espectro de absorción de HI hacia G45.45+0.06 presenta absorción en el punto tangente ( $\sim 64 \text{ km s}^{-1}$ ), los autores adoptaron la distancia lejana para G45.45+0.06.

El gas molecular perteneciente a la cáscara asociada a G45L (ver Figura 7.1) se encuentra en el mismo rango de velocidades que el gas relacionado con el complejo de regiones UCHIIIs. Para confirmar esta hipótesis, se trazaron dos perfiles de absorción de HI (datos extraídos del VGPS): el primero, hacia la zona del complejo de regiones UCHIIIs, donde G45.45+0.06 está embebida, y el segundo, hacia G45L. Ambos perfiles presentan las mismas características de absorción, concluyéndose que G45L se encuentra a la misma distancia que G45.45+0.06. De aquí en adelante se adoptará la distancia de  $8 \text{ kpc}$  para ambos objetos.

### 7.3.2. El gas molecular

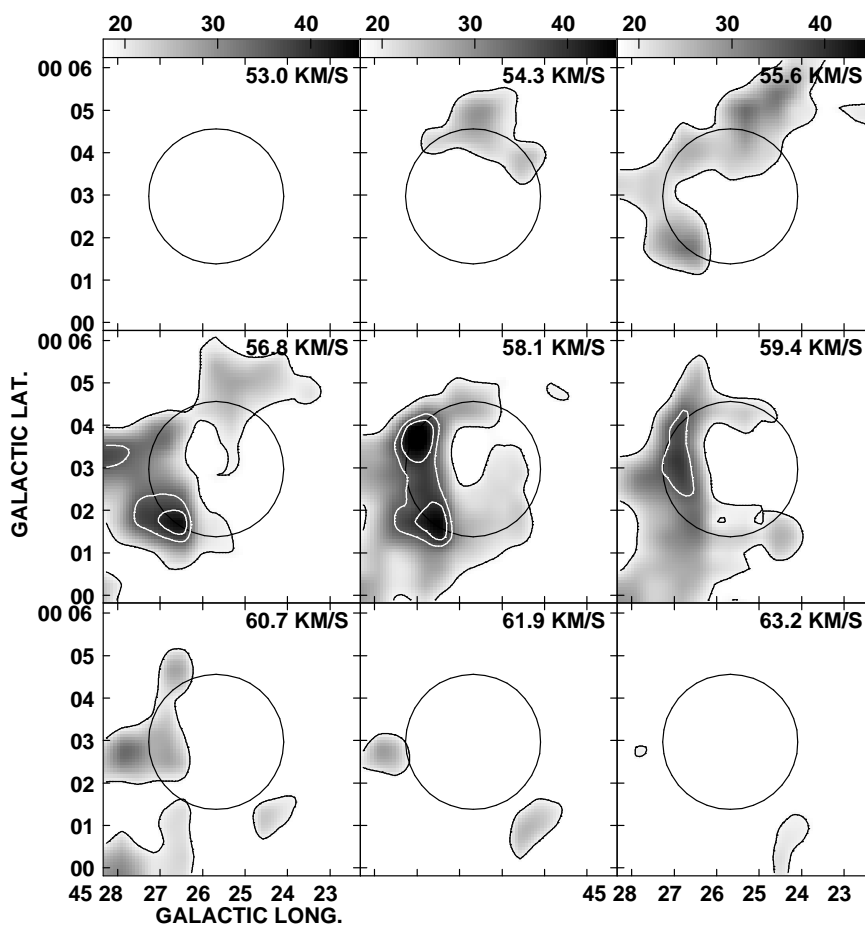
La Fig. 7.1 muestra una cáscara incompleta de  $^{13}\text{CO}$  J=1-0, en el rango de velocidades entre 50 y 65  $\text{km s}^{-1}$ , que presenta una buena correlación morfológica con las PDR Norte y Sur, ambas visibles en  $8 \mu\text{m}$  (ver Fig. 7.2). Esto sugiere que la expansión de la región HII G45L, está perturbando el material molecular de su entorno. La Fig. 7.3 muestra mapas del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 con canales integrados cada  $\sim 1.25 \text{ km s}^{-1}$ . Por referencia, el círculo representa la posición y el tamaño de G45L según sugieren las PDR Norte y Sur. El gas molecular es más abundante hacia el Este. En particular, la imagen obtenida a  $v = 58.1 \text{ km s}^{-1}$  muestra dos grupos moleculares en coincidencia posicional con el complejo de regiones UCHII. También es evidente que el gas molecular envuelve el círculo, revelando la estructura en velocidades de la cáscara molecular asociada a G45L. Deharveng et al. (2005) propusieron que, la presencia de una cáscara de material molecular rodeando el gas ionizado de una región HII, o la presencia de fragmentos de alta masa regularmente espaciados a lo largo del frente de ionización, sugiere que procesos de “collect and collapse” están actuando en la región. Por otro lado, los canales con velocidades de 56.8 y 58.1  $\text{km s}^{-1}$  muestran una cáscara más pequeña interior al círculo y en coincidencia espacial con la estructura delimitada por las PDR Norte y media (ver Fig. 7.2-izquierda).

La Fig.7.4 muestra la emisión del CS J=2-1 integrada entre 54 y 66  $\text{km s}^{-1}$ . La emisión del CS J=2-1 presenta una estructura similar a la del  $^{13}\text{CO}$ . Dado que esta línea requiere altas densidades para ser excitada ( $10^4$ - $10^5 \text{ cm}^{-3}$ ; Luna et al. 2006), su detección indica la presencia de gas a alta densidad en la cáscara molecular, principalmente hacia el Este.

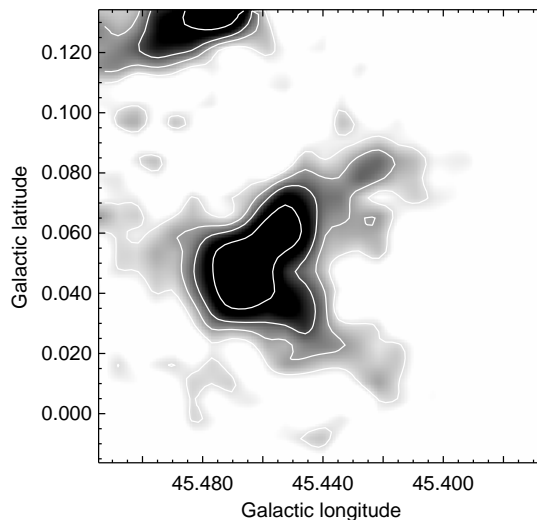
Con el propósito de analizar el comportamiento del material molecular en la zona, se estudiaron espectros hacia tres regiones características: Región 1 (la porción Norte de la nube molecular, en coincidencia con la PDR Norte), Región 2 (la porción Sur de la nube molecular, en coincidencia con la PDR Sur) y la Región 3 (donde la emisión molecular es más intensa). La Figura 7.5-(izquierda) muestra la emisión a  $8 \mu\text{m}$  con los contornos de la emisión integrada del  $^{13}\text{CO}$  como fue presentada en la Fig. 7.1. Las Regiones 1, 2 y 3 están indicadas con rectángulos de aproximadamente  $2' \times 1'.8$ ,  $2'.2 \times 1'.2$  y  $1'.5 \times 2'.5$  en tamaño, respectivamente. Hacia la derecha de la figura, se presentan los espectros promediados del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 y del CS J=2-1, correspondientes a la emisión de cada región. Entre 40 y 50 espectros fueron promediados para obtener los espectros de emisión. Los parámetros determinados por el ajuste Gaussiano de estas líneas se presentan en la Tabla 7.1.  $T_{mb}$  representa la temperatura de brillo pico,  $V_{lsr}$  la velocidad central,  $\Delta v$  el ancho de la línea e  $I$  la intensidad de la línea integrada. Tanto la línea promedio del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 como la del CS, correspondientes a la Región 1 fueron mejor ajustadas con dos Gaussianas.

Además, considerando que el haz de las observaciones del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 ( $\sim 46''$ ) cubre completamente la PDR media, se presenta en la Fig. 7.6 un espectro obtenido hacia  $l = 45.^{\circ}43, b = 0.^{\circ}05$ . Este espectro muestra la emisión molecular probablemente relacionada a la PDR media. La velocidad de la componente principal de este perfil es  $\sim 56 \text{ km s}^{-1}$ , en coincidencia con una de las dos componentes moleculares de la PDR norte (Región 1 en Fig. 7.5). El espectro es asimétrico: presenta otra componente débil o “ala” hacia velocidades mayores.

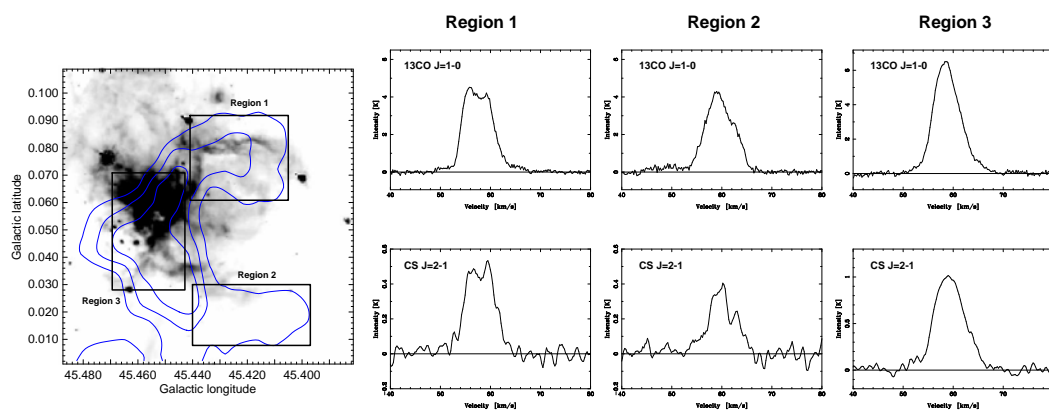
El análisis espectral del gas molecular muestra que la PDR Norte tiene asociada dos estructuras moleculares posibles, centradas en  $\sim 55$  y en  $59 \text{ km s}^{-1}$ . La componente principal del gas molecular asociado a la PDR media está centrada en  $\sim 55 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que el gas molecular asociado a la PDR Sur está centrado en  $\sim 59 \text{ km s}^{-1}$ . Estos resultados sugieren que deben considerarse efectos de proyección en la comprensión de la estructura tridimensional de G45L. Este punto será discutido en la última sección del capítulo.



**Figura 7.3:** Mapas de la emisión del  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  con los canales integrados cada  $\sim 1.25 \text{ km s}^{-1}$ . La escala de grises se muestra en el borde superior de la figura y está dada en  $\text{K km s}^{-1}$ , los niveles de los contornos son  $5, 9.5$  y  $11 \text{ K km s}^{-1}$ . El gas molecular acompaña el círculo que indica la posición y el tamaño de G45L, tal como sugieren las PDR Norte y Sur (ver Fig. 7.2-izquierda).



**Figura 7.4:** Emisión del CS J=2-1 integrada entre 54 y 66  $\text{km s}^{-1}$ . Los niveles de los contornos son 2.4, 3.6, 5 y 8  $\text{K km s}^{-1}$ . Notar que la emisión del CS presenta una morfología similar a la del  $^{13}\text{CO}$ .



**Figura 7.5:** Izquierda: Emisión en  $8 \mu\text{m}$  con los contornos del  $^{13}\text{CO}$  integrados entre 50 y 65  $\text{km s}^{-1}$ . Los rectángulos representan las regiones donde se obtuvieron los espectros promediados de la emisión molecular. Hacia la derecha se muestran los espectros promediados del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 y del CS J=2-1 en cada una de dichas regiones. Los ruidos son  $\sim 0.03$  y  $\sim 0.04$  K para el  $^{13}\text{CO}$  y el CS, respectivamente.

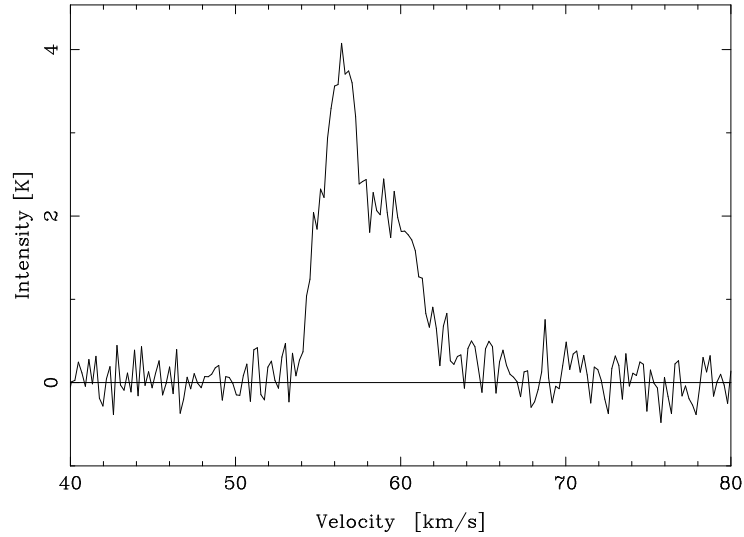
**Tabla 7.1:** Parámetros obtenidos del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 y CS J=2-1 hacia las regiones presentadas en la Figura 7.5.

Emisión	$T_{mb}$ (K)	$V_{lsr}$ (km s $^{-1}$ )	$\Delta v$ (km s $^{-1}$ )	$I$ (K km s $^{-1}$ )
Región 1				
$^{13}\text{CO}$ J=1-0	3.80±0.50	58.75±1.05	5.05±0.25	17.0±3.0
	4.10±0.50	55.25±1.05	3.00±0.15	15.0±2.0
CS J=2-1	0.46±0.11	59.60±1.10	4.00±0.20	2.0±0.3
	0.42±0.15	55.80±1.10	3.45±0.15	1.9±0.3
Región 2				
$^{13}\text{CO}$ J=1-0	4.10±0.50	59.50±0.50	6.75±0.85	30.0±3.8
CS J=2-1	0.35±0.05	59.90±0.50	6.25±0.95	2.3±0.5
Región 3				
$^{13}\text{CO}$ J=1-0	6.40±0.50	58.65±0.25	6.10±0.50	41.5±3.5
CS J=2-1	1.00±0.10	59.25±0.55	7.00±1.00	7.7±1.5

A partir de la línea del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0, suponiendo equilibrio termodinámico local, considerando una temperatura de excitación de 13 K (Anderson et al. 2009) y la relación  $N(\text{H}_2)/N(^{13}\text{CO}) \sim 5 \times 10^5$  (ej. Simon et al. 2001), se estimó la densidad de columna  $\text{H}_2$  hacia las tres regiones presentadas en la Figura 7.5:  $N(\text{H}_2) \sim 1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  para la Región 1 y 2 y  $N(\text{H}_2) \sim 2.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  para la Región 3. Finalmente, se estimó la masa total de la cáscara de material molecular en  $M \sim 10^5 M_{\odot}$ .

### 7.3.3. Las estrellas excitatrices de G45L

Dado que no existen catalogadas estrellas de alta masa, candidatas a ser la estrella excitatriz de G45L, se realizó un estudio fotométrico a partir de las fuentes puntuales infrarrojas del catálogo GLIMPSE I Spring '07 Catalog que aparecen en proyección sobre G45L con el propósito de identificar la estrella o las estrellas responsables de su creación. Considerando sólo las fuentes que han sido detectadas en las cuatro bandas del *Spitzer*-IRAC, se encontraron 14 fuentes en la región ubicada dentro de las mencionadas PDRs. La Figura 7.7 indica la ubicación de las fuentes con respecto a la distribución de emisión a  $8 \mu\text{m}$  (rojo) y al continuo de radio a 1.4 GHz (verde). Para examinar el estado evolutivo de las fuentes, se analizó su ubicación sobre un diagrama color-color IRAC (Figura 7.8). A partir de los criterios de color de Allen et al. (2004), se encontró que 8 de las 14 fuentes podrían clasificarse como estrellas de secuencia principal (Clase III). Entre estas fuentes se buscaron estrellas de tipo espectral O como las responsables de la ionización del gas en la región. Usando las magnitudes aparentes  $J$ ,  $H$  y  $K$  extraídas del catálogo 2MASS Point Source, se estimaron las magnitudes absolutas para las mencionadas 8 fuentes. Para convertir las magnitudes aparentes en absolutas, se adoptó una distancia de 8 kpc y una absorción en el visual comprendida entre 8 y 12 mag. Los valores de extinción fueron obtenidos por inspección de la ubicación de las fuentes infrarrojas en un diagrama color-color 2MASS ( $H - K$ ) vs ( $J - H$ ). Comparando las magnitudes absolutas estimadas con aquellas tabuladas por Martins & Plez (2006), se encontró que las fuentes #1, #9 y #14 son probablemente estrellas de tipo espectral O (entre O4V y O8V), lo cual es consistente con su posición en el diagrama color-magnitud 2MASS  $K$  vs ( $H - K$ ). La fuente #1 está ligeramente desplazada hacia la región de las

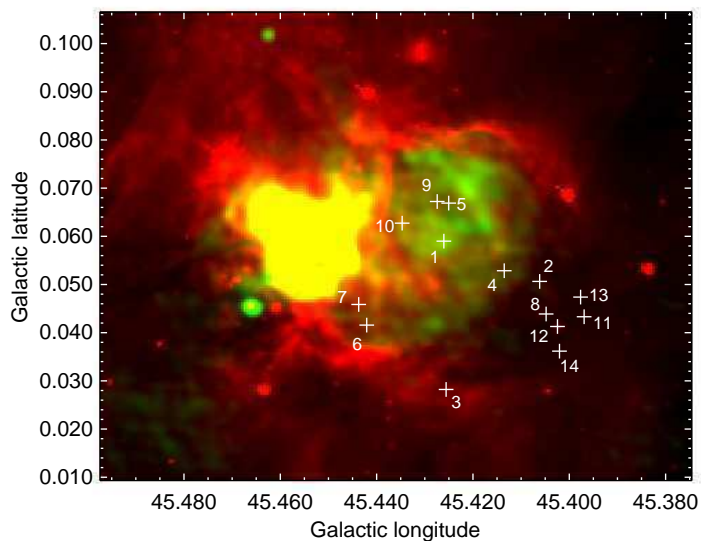


**Figura 7.6:** Espectro del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 obtenido hacia la PDR media,  $l = 45.^{\circ}43, b = 0.^{\circ}05$ . La velocidad de la componente principal de este perfil es  $\sim 56 \text{ km s}^{-1}$ , en coincidencia con una de las dos componentes moleculares de la PDR Norte.

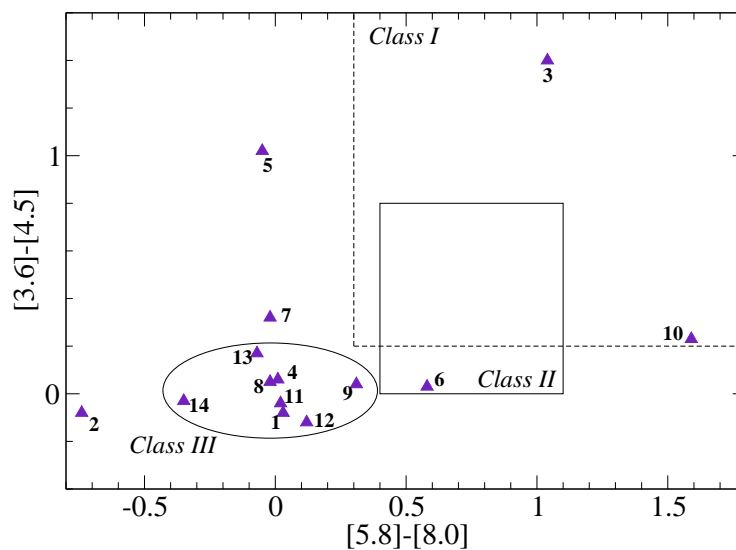
estrellas gigantes en el diagrama color-magnitud 2MASS, pero puede tratarse probablemente de una estrella O con mayor enrojecimiento. Una inspección de la Fig. 7.7 muestra que las fuentes #1 y #9 se ubican casi hacia el centro de G45L, mientras que la fuente #14 se encuentra ubicada hacia uno de sus bordes. Este hecho sugiere que las fuentes #1 y #9 son los candidatos más probables a ser las estrellas excitatrices de la región HII. En particular, la fuente #9 se ve en proyección sobre un mínimo local observado en la parte más brillante en continuo de radio de G45L, sugiriendo que dicha fuente podría estar afectando el entorno con sus vientos creando una pequeña cavidad a su alrededor.

Se investigó si estas tres fuentes, #1, #9 y #14, pueden proveer la energía necesaria para ionizar el gas del medio. Para ello, se estimó el flujo de G45L en el continuo de radio a 1.4 GHz, obteniéndose una densidad de flujo de  $S_{1.4\text{GHz}} \sim 1.0 \pm 0.2 \text{ Jy}$ . El número de fotones necesarios para mantener ionizado el gas,  $N_{UV} = 5 \pm 2 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ , se derivó a partir de la ecuación de Chaisson et al. (1976). Por otro lado, el flujo de fotones UV correspondientes a la contribución de las tres estrellas es  $\sim 3.3 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$  (Martins et al. 2005). Así, se concluye que las tres estrellas aportan suficiente flujo de fotones UV para mantener ionizado el gas de la región HII G45L y calentar los granos de polvo, que emiten a  $24 \mu\text{m}$ , en su interior. Es importante mencionar que sólo una de las dos fuentes centrales, #1 o #9, aportan fotones más que suficientes para explicar la cantidad de gas ionizado que se observa en G45L.

Suponiendo que las fuentes #1, #9 y #14 son las fuentes responsables de G45L, se estimó su edad dinámica empleando el modelo simple descrito por Dyson & Williams (1980) a partir de la ecuación 1.39. Como primera aproximación  $n_0$  puede estimarse distribuyendo la masa molecular total relacionada a la estructura ( $M \sim 10^5 M_{\odot}$ ) sobre una esfera de aproximadamente 7 pc ( $\sim 3'$  a 8 kpc) de diámetro, lo cual resulta en  $n_0 \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Dado que el actual diámetro de G45L es  $\sim 7 \text{ pc}$ , se obtuvo que la región HII G45L se ha estado expandiendo durante aproximadamente  $2 \times 10^6$  años.

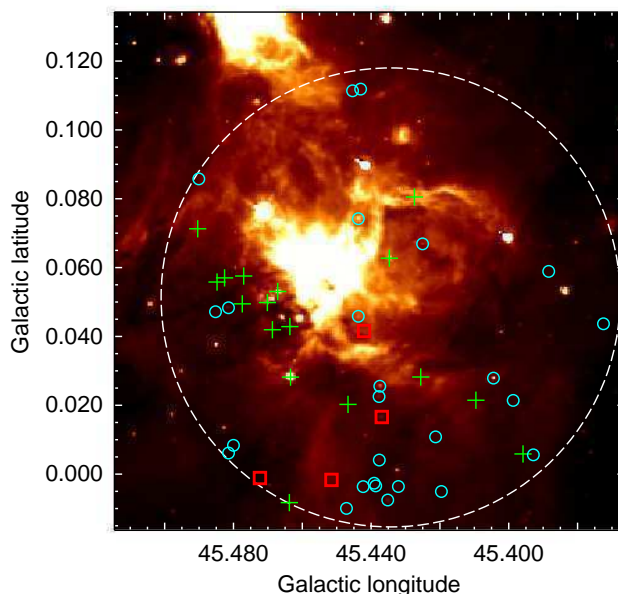


**Figura 7.7:** Imagen compuesta de dos colores, con el continuo de radio a 1.4 GHz en verde y la emisión infrarroja a  $8 \mu\text{m}$  en rojo. En amarillo se resalta la superposición de ambas emisiones. Las cruces representan la posición de las 14 fuentes puntuales Spitzer-IRAC detectadas en las cuatro bandas, que se observan en la región .



**Figura 7.8:** Diagrama color-color IRAC  $[5.8]-[8.0]$  versus  $[3.6]-[4.5]$  para las fuentes *Spitzer*-IRAC presentadas en la Fig. 7.7. Las regiones Class I, II y III se indican siguiendo a Allen et al. (2004). La elipse (región Class III: secuencia principal y gigantes) encierra las fuentes candidatas a estrellas excitatrices de G45L.





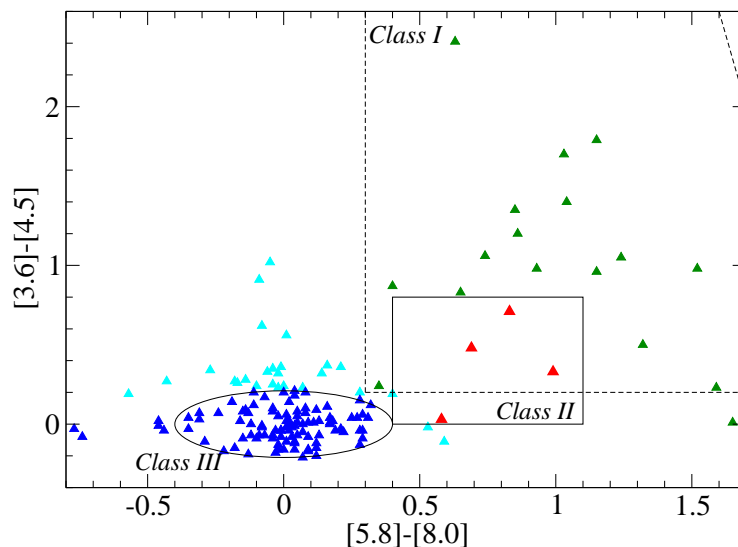
**Figura 7.9:** Emisión en  $8 \mu\text{m}$  con los candidatos a YSO indicados. Las cruces verdes representan los objetos Clase I, los cuadrados rojos indican los Clase II o Clase I/II intermedios y los círculos cian representan los objetos Clase II enrojecidos. El círculo blanco encierra la región donde fue realizada la búsqueda de los candidatos a YSO.

### 7.3.4. Formación estelar en torno a G45L

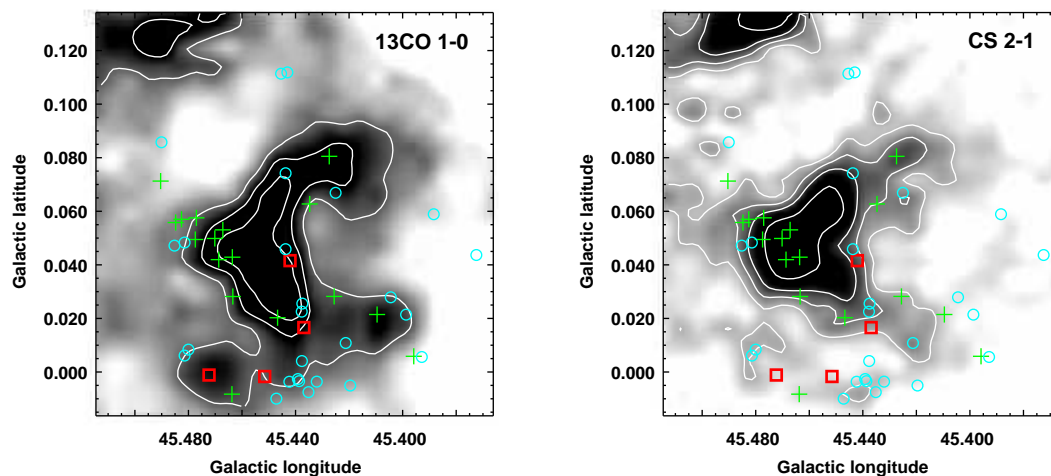
Como en los capítulos anteriores, se buscaron trazadores primarios de actividad de formación estelar en los alrededores de G45L a partir de un estudio fotométrico de las fuentes puntuales del catálogo GLIMPSE I Spring '07. Considerando sólo las fuentes que han sido detectadas en las cuatro bandas del *Spitzer*-IRAC, se hallaron 151 fuentes dentro del área delimitada por el círculo de línea discontinua presentado en la Fig. 7.9. El área circular fue elegida con el propósito de abarcar todo el gas molecular que rodea a la región HII y donde se espera hallar a los candidatos a YSO. Esta figura muestra la distribución espacial de los candidatos a YSOs sobre la emisión en  $8 \mu\text{m}$ . Las cruces verdes indican las fuentes de Clase I, los cuadrados rojos indican las de Clase II o Clase I/II intermedia y los círculos cian representan las fuentes que posiblemente son objetos Clase II enrojecidos. La clasificación de las fuentes fue realizada de acuerdo al estudio fotométrico presentado en la Fig. 7.10, que presenta un diagrama color-color IRAC para las fuentes de interés. Las diferentes regiones indicadas corresponden a los diferentes estados evolutivos de los objetos (Allen et al. 2004).

En la Fig. 7.10 se ve que 17 fuentes están ubicadas en la región de protoestrellas muy jóvenes con envoltorio de gas y polvo (Clase I, triángulos verdes), sólo 4 fuentes están ubicadas en la región de protoestrellas más evolucionadas con emisión del disco y casi sin envoltorio (Clase II y Clase I/II intermedia, triángulos rojos) y 104 fuentes se ubican en la región de las estrellas de secuencia principal o gigantes Clase III, triángulos azules) Las fuentes representadas por los triángulos cian, ubicadas fuera de las regiones delimitadas, pueden ser objetos de Clase II más enrojecidos.

En la Fig. 7.11 se presentan las mismas fuentes que en la Fig. 7.9 sobre las emisiones del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 (izquierda) y del CS J=2-1 (derecha) integradas entre  $54$  y  $66 \text{ km s}^{-1}$ . La ubicación de algunas



**Figura 7.10:** Diagrama color-color IRAC [5.8]-[8.0] versus [3.6]-[4.5] para las fuentes *Spitzer*-IRAC observadas dentro del círculo blanco presentadas en la Fig. 7.9. Las regiones Clase I, II y III se indican siguiendo a Allen et al. (2004). En este caso se consideraron objetos Clase I (verdes), Clase II y Clase I/II intermedios (rojos) y Clase II enrojecidos (cyan). Por completitud se incluyen los objetos Clase III (Elipse).



**Figura 7.11:** Izquierda: emisión del  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 integrada entre 54 y 66  $\text{km s}^{-1}$  con los candidatos a YSO indicados. Los niveles de los contornos son 27, 37 y 48  $\text{K km s}^{-1}$ . Derecha: presenta las mismas fuentes pero superpuestas sobre la emisión del CS J=2-1 integrada en el mismo rango de velocidades. Los niveles de contornos son 2.4, 3.6, 5 y 8  $\text{K km s}^{-1}$ . Las cruces verdes indican las fuentes Class I, los cuadrados rojos las Class II o Class I/II intermedias y los círculos cian representan los objetos Class II enrojecidos.

de las fuentes, principalmente los objetos Clase I (cruces verdes en la Fig. 7.11), sobre el material molecular sugiere la posibilidad de que se trate de objetos embebidos en el gas molecular relacionado con G45L. Los objetos Clase I se agrupan preferentemente sobre la cáscara de material molecular y se concentran hacia el Este, donde la emisión del CS J=2-1 es más intensa. Estos objetos se ubican en la región donde está embebido el EGO G45.47+0.05 (Cyganowski et al. 2008), confirmando que en esta área, al Sudeste del complejo de las regiones UCHII y al Este de G45L están naciendo nuevas estrellas.

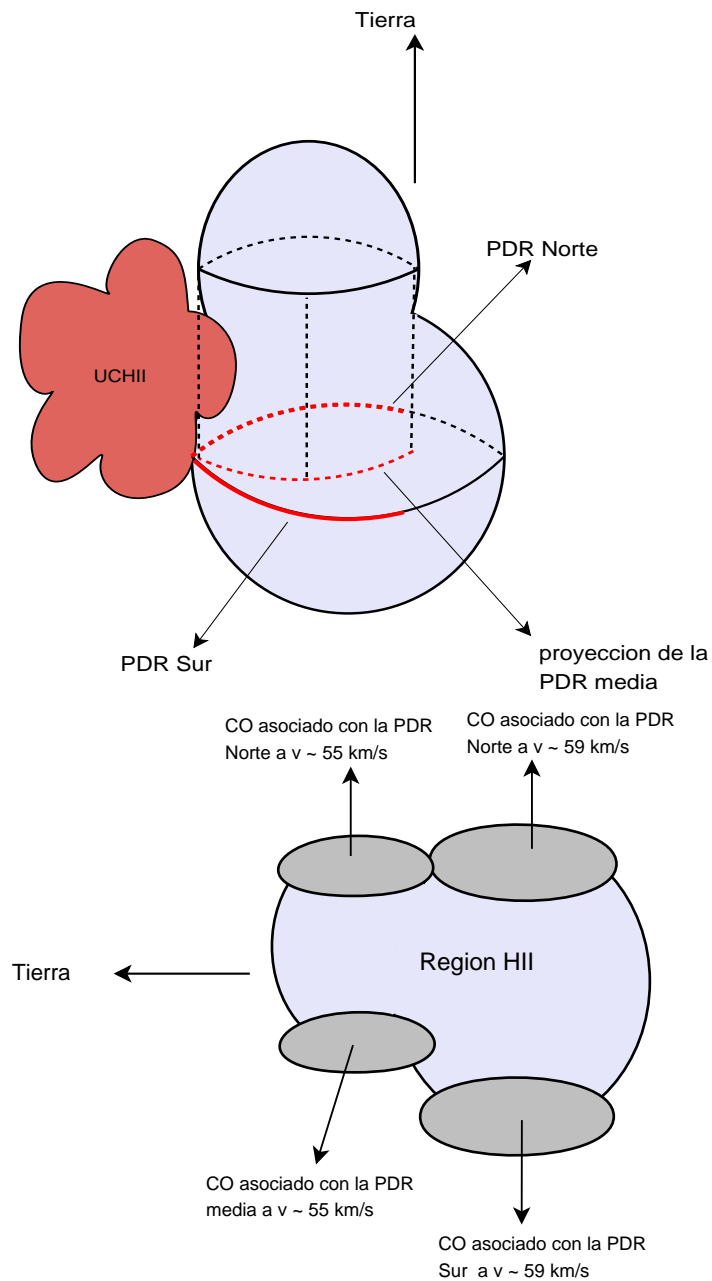
Feldt et al. (1998) y Blum & McGregor (2008) identificaron numerosas estrellas de tipo espectral O, que se hallan presumiblemente en su etapa de edad cero de secuencia principal (ZAMS, según su sigla en inglés) y son responsables de la ionización de la región UCHII G45.45+0.06. Estos autores también propusieron que esta región UCHII disparó la formación de regiones UCHII más jóvenes en su entorno, generando el presente complejo de regiones UCHII. Estos estudios no mencionan ningún agente responsable para la formación de las estrellas excitatrices de G45.45+0.06. Considerando la edad estimada para G45L ( $\sim 2 \times 10^6$  años), que la formación estelar está ocurriendo en la zona, probablemente a través del mecanismo de “*collect and collapse*”, y que el complejo de regiones UCHII se halla en uno de sus bordes, se sugiere que G45L pudo haber disparado la formación de las estrellas ZAMS que están ionizando G45.45+0.06. Sin embargo, no puede descartarse la posibilidad de que ambas regiones HII, G45.45+0.06 y G45L sean coetáneas.

### 7.3.5. La estructura de G45L en tres dimensiones

En esta sección, a partir del estudio de la emisión infrarroja y molecular en torno a G45L, se describirá un modelo de la posible estructura espacial de la compleja región HII. El estudio morfológico de G45L sugiere que esta región HII está lejos de ser esférica. La morfología observada es compleja y deben considerarse efectos de proyección para analizar la estructura tridimensional de G45L. Considerando las posiciones de las PDRs junto con la distribución espacial y en velocidades del gas molecular, se sugiere que G45L presenta una estructura de tipo “pera” tal cual se representa en la Fig. 7.12. Esta figura presenta dos esquemas de la posible estructura de G45L vista desde dos posiciones diferentes. En la Fig. 7.12 (arriba) puede apreciarse que la PDR Norte está compuesta por dos estructuras superpuestas a lo largo de la línea de vista y la PDR media es la proyección del borde inferior de la porción de la región HII más cercana a nosotros. El complejo de regiones UCHII ubicado al este de G45L está representado por una nube roja. La Fig. 7.12 (abajo) presenta un corte longitudinal de G45L resaltando las componentes del gas molecular relacionadas a las PDRs. Como resulta del estudio molecular, la estructura delimitada por las PDRs Norte y media está asociada a gas molecular cuya componente está centrada en  $\sim 55 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que la estructura delimitada por las PDRs Norte y Sur está relacionada a gas molecular en  $\sim 59 \text{ km s}^{-1}$ . La mayoría de las regiones HII posee complejas morfologías (Morisset et al. 2005) debido a: la presencia de gradientes de densidades en el MIE donde la región HII está evolucionando, la existencia de más de una estrella excitatriz, el hecho de que estas estrellas excitatrices pueden poseer altas velocidades con respecto al MIE local y a efectos de posibles campos magnéticos estelares y/o interestelares.

## 7.4. Resumen

Se realizó un estudio multifrecuencia del medio interestelar en la vecindad del complejo de regiones HII ultracompactas G45.45+0.06. Se descubrió que dicho complejo está ubicado en el borde de una



**Figura 7.12:** Arriba: Esquema de la posible forma de la región HII G45L. Las PDRs están indicadas. El complejo de regiones UCHIIs está representado por la nube roja. Abajo: corte longitudinal de G45L resaltando las componentes del gas molecular relacionadas a las PDRs.

región HII más extensa y difusa (G45L en este trabajo). A pesar de que G45L no está completamente encerrada por una PDR, su morfología es similar a las burbujas infrarrojas asociadas con estrellas de tipo OB. Se encontró una buena correlación entre las PDRs y el gas molecular, lo cual sugiere que la región HII podría estar colectando el material molecular de su entorno. A partir de estudios de absorción del HI se determinó que G45L se encuentra ubicada a la misma distancia que el complejo de regiones HII ultracompactas,  $\sim 8$  kpc. Un análisis detallado de la morfología de las PDRs y de la distribución espacial y en velocidades del material molecular asociado a G45L, sugiere que la región HII posee una estructura de tipo “pera”. A partir de un estudio fotométrico en el IR cercano y medio se encontraron las estrellas excitatrices de tipo espectral O que dieron origen a la región HII. Adicionalmente se encontraron numerosos candidatos a YSO proyectados sobre el material molecular que rodea a G45L y en particular concentrados hacia el Este, en donde la emisión del CS J=2-1 tiene su máximo. Estos resultados confirman que la región Sudeste del complejo de regiones HII ultracompactas, donde G45.45+0.06 está embebida, es una zona con intensa actividad de formación estelar.

Finalmente, se estimó una edad de  $2 \times 10^6$  años para la región HII G45L. Este resultado es compatible con la posibilidad de que G45L haya iniciado la formación de las estrellas de secuencia principal de edad cero que están generando la región ultracompacta G45.45+0.06.

## Capítulo 8

# La región HII Sh2-173: ¿un sistema jerárquico de tres generaciones?

Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 394, pág. 900, año 2009, bajo el título: “Unveiling the birth and evolution of the HII region Sh2-173”.

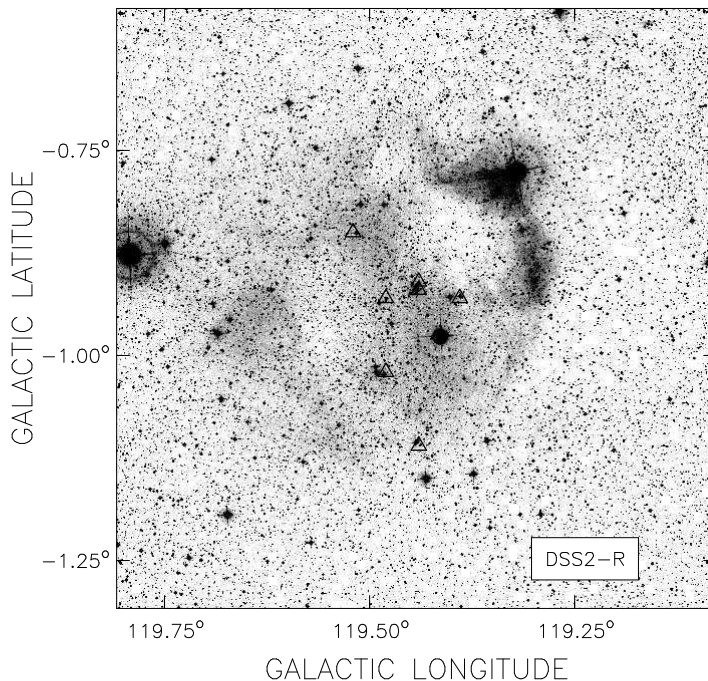
### 8.1. Introducción

Se presenta un estudio multifrecuencia de la región HII Sh2-173 y su entorno, con el propósito de aportar información que contribuya a la comprensión de la interacción entre las estrellas de alta masa y el medio que las rodea y en particular, de los procesos de formación estelar inducida.

Sh2-173 es una región HII visible en el rango óptico (Sharpless 1959) ubicada en  $(l,b)=(119^\circ.4, -0^\circ.94)$  en el brazo espiral de Perseo. La Fig. 8.1 presenta una imagen óptica de Sh2-173 extraída del DSS2-R.

La región presenta una morfología casi circular con un diámetro de aproximadamente unos  $30'$ . Una estructura en forma de arco se evidencia hacia la zona Noroeste de la región, mientras que la emisión difusa se extiende hacia las longitudes Galácticas mayores y las latitudes Galácticas menores. Dentro de la región ionizada se aprecian dos zonas de menor emisión en el óptico centradas en  $(l,b)=(119^\circ.40, -0^\circ.85)$  y  $(l,b)=(119^\circ.55, -0^\circ.95)$ . Russeil et al. (2007) identificaron siete estrellas de alta masa en la región de Sh2-173, las cuales se presentan en la Tabla 8.1 y son identificadas en la Fig. 8.1. Todas las estrellas, excepto una, aparecen proyectadas cerca del centro de la región. ALS 6155, por el contrario, aparece proyectada sobre el borde Sudeste de Sh2-173.

La distancia a Sh2-173 ha sido estimada por varios autores usando métodos independientes. Georgelin (1975) derivó una distancia espectroscópica de  $\sim 2.7 \pm 0.9$  kpc, mientras que Russeil et al. (2007) estimaron una distancia de  $3.12 \pm 0.34$  kpc basados en datos fotométricos *UBV* de las estrellas excitatrices. Por otro lado, empleando un método novedoso para la determinación de distancias basado en la densidad de columna del HI, Foster & Routledge (2003) estimaron para esta región HII una distancia de  $2.2 \pm 0.4$  kpc. Blitz, Fich & Stark (1982), en su relevamiento de CO hacia regiones HII, encontraron gas molecular relacionado con Sh2-173 a  $V_{LSR} \sim -34.5$  km s $^{-1}$ . Esta velocidad coincide con la velocidad radial del gas ionizado,  $-34.3 \pm 0.3$  kms $^{-1}$ , derivada a partir de observaciones de la



**Figura 8.1:** Imagen óptica DSS2-R de la región HII Sh2-173. Los triángulos indican la posición de las siete estrellas excitatrices OB presentadas en la Tabla 8.1.

línea del  $H_{\alpha}$  (Fich, Dahl & Treffers 1990).

El brazo espiral de Perseo presenta importantes movimientos no circulares a gran escala. Una inspección de la Fig. 2(b) del trabajo de Brand & Blitz (1993), que considera dichos movimientos, sugiere que para una velocidad  $\sim -34 \text{ km s}^{-1}$  corresponde una distancia cinemática de 1.8 - 2 kpc. Así, la distancia a Sh2-173 se halla entre 1.8 y 3.1 kpc. Como hipótesis de trabajo, se adoptará una distancia de  $2.2 \pm 0.4 \text{ kpc}$  para esta región HII.

Sh2-173 está ubicada sobre el denso borde de una extensa cáscara de HI ( $\sim 5^{\circ}$  en diámetro) que fue descubierta por Fich (1986) empleando datos de HI pertenecientes a Weaver & Williams (1973). Kiss, Moor & Toth (2004) hallaron una estructura en forma de anillo en el infrarrojo lejano probablemente correlacionada con la cáscara de HI encontrada por Fich (1986). Heyer et al. (1998) observaron una extensa cavidad de CO centrada en  $(l,b)=(117^{\circ}.6, 0^{\circ}.0)$ , en coincidencia con la cáscara de HI. A partir de un análisis multifrecuencia, Moor & Kiss (2003) determinaron los parámetros principales de la cáscara de HI y la relacionaron con la asociación de estrellas OB, Cas OB5. De acuerdo a Garmany & Stencel (1992), Cas OB5 se halla a  $\sim 2 \text{ kpc}$ . El diámetro de la asociación es aproximadamente  $4^{\circ}$  o 140 pc a 2 kpc. Su estrella más temprana es HD 108 (O6f). Entre sus miembros, hay seis estrellas de tipo espectral O y las restantes son estrellas de tipo espectral B.

**Tabla 8.1:** Parámetros de las estrellas OB asociadas con Sh2-173

Estrella	Tipo espectral	Coordenadas Galácticas	Distancia (kpc)
ALS6145	B0.5V	119°.39, -0°.93	3.17±1.27
ALS6150	B2IV	119°.44, -0°.91	3.78±1.89
ALS6151	O9V	119°.44, -0°.92	2.57±0.50
ALS6155	B0.5V	119°.44, -1°.11	3.36±1.34
ALS6156	B2V	119°.48, -0°.93	4.41±1.77
ALS6157	B2IV	119°.48, -1°.02	2.27±1.14
ALS6158	B1V	119°.52, -0°.85	4.02±0.66

## 8.2. Datos observacionales

Los datos del continuo de radio a 408 y 1420 MHz, y los de la línea de 21cm del HI fueron obtenidos con el interferómetro Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO) y forman parte del Canadian Galactic Plane Survey. Los relevamientos del continuo de radio a 325 MHz (WENSS; Rengelink et al. 1997), 2695 MHz (Fürst et al. 1990) y 4850 MHz (Condon et al. 1994) también fueron usados en este estudio. Los datos del infrarrojo medio fueron obtenidos del MSX Galactic Plane Survey y los datos del infrarrojo cercano fueron extraídos del 2MASS All-Sky Point Source Catalog.

## 8.3. Sh2-173 y su entorno

### 8.3.1. El gas ionizado

Las Fig. 8.2 (a-b) muestran la distribución de la emisión en el continuo de radio de la región HII Sh2-173 a distintas frecuencias. El panel superior muestra la emisión en radio a 408 MHz, mientras que la imagen a 1420 MHz se presenta en el panel del medio. La emisión a 408 MHz está dominada por fuentes puntuales. Una estructura tipo arco domina la emisión difusa y extendida a 1420 MHz. La emisión en radio se extiende hacia longitudes Galácticas mayores y latitudes Galácticas menores, decreciendo en brillo. El panel inferior muestra la emisión a 1420 MHz (contornos) superpuesta a la imagen óptica (grises). La estructura en forma de arco a 1420 MHz coincide con la región más brillante en la imagen óptica.

Para discernir la naturaleza de las numerosas fuentes puntuales observadas en la región se emplearon las densidades de flujo disponibles en diferentes catálogos: The Texas Survey (365 MHz; Douglas et al. 1996), WENSS (325 MHz; Rengelink et al. 1997) y NVSS (1420 MHz; Condon et al. 1998). Los índices espectrales derivados ( $S_\nu \sim \nu^\alpha$ ) son representativos de radiofuentes no térmicas probablemente de origen extragaláctico. La contribución de estas fuentes compactas, proyectadas sobre la región HII, fue sustraída al estimar la densidad de flujo de la región ionizada. Las densidades de flujo derivadas para Sh2-173 a las distintas frecuencias se presentan en la Tabla 8.2. A través de un ajuste por cuadrados mínimos de estos valores se obtuvo un índice espectral  $\alpha = 0.0 \pm 0.1$  confirmando que la emisión extendida corresponde a una región HII.

Los parámetros del gas ionizado fueron estimados a partir de la imagen en 1420 MHz. La densidad



**Tabla 8.2:** Densidades de flujo en el continuo de radio de Sh2-173.

Frecuencia (MHz)	Densidad de flujo (Jy)
325	$1.8 \pm 1.0$
408	$1.3 \pm 0.6$
1420	$1.8 \pm 0.3$
2695	$1.8 \pm 0.3$
4850	$1.6 \pm 0.3$

electrónica y la masa del HII fueron obtenidas empleando las expresiones de Mezger & Henderson (1967) suponiendo una región HII esférica y adoptando una temperatura electrónica de 9000 K. Los parámetros derivados se presentan en la Tabla 8.3.

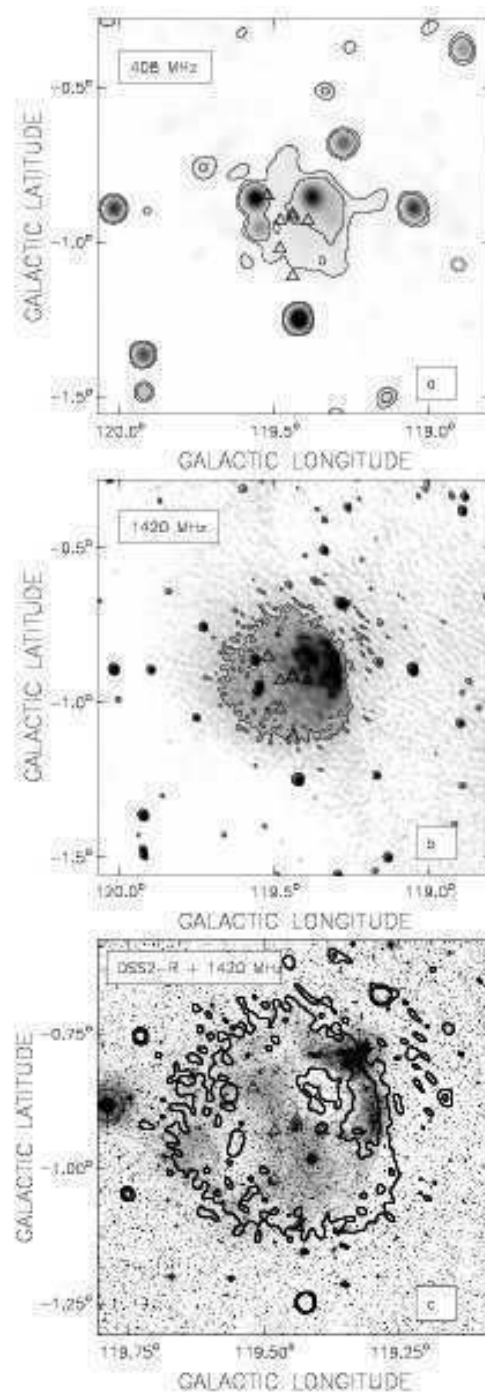
El número de fotones UV necesarios para mantener el gas ionizado se calculó usando la ecuación 1.46. Los errores en el radio lineal y en el número de fotones provienen principalmente de la incerteza en la distancia.

Teniendo en cuenta que las estrellas de alta masa tienen un copioso flujo UV capaz de ionizar el HI de su entorno, se investigó la posibilidad de que las estrellas de alta masa en Sh2-173 puedan proveer la energía necesaria para ionizar el gas. La única estrella de tipo espectral O entre las estrellas excitatrices es ALS6151. Dado que el número de fotones ionizantes emitidos por una estrella O es significativamente mayor que aquellos emitidos por una estrella de tipo espectral B, se despreció la contribución de los fotones UV emitidos por las estrellas restantes. El flujo de fotones UV correspondiente a una estrella O9V está en el rango  $N_* (s^{-1}) = (1.1 - 3.6) \times 10^{48}$  (Vacca, Garmany & Shull 1996; Martins, Schaerer & Hillier 2005). Comparando  $N_*$  con los fotones UV necesarios para mantener el gas ionizado presentados en la Tabla 8.3, se concluyó que la estrella O es suficiente para mantener la región HII ionizada.

### 8.3.2. El polvo

Se analizaron los datos HIRES IRAS en busca de polvo calentado relacionado con Sh2-173. La Figura 8.3 muestra las imágenes a 12, 25, 60, y 100  $\mu\text{m}$ . La imagen a 12  $\mu\text{m}$  revela una estructura circular que presenta menor emisividad en su parte central y es más brillante hacia longitudes Galácticas menores. Una distribución de emisión más difusa es observada a 25  $\mu\text{m}$ . La zona más brillante a esta longitud de onda coincide con la emisión más intensa en el continuo de radio. Las imágenes a 60 y 100  $\mu\text{m}$  exhiben características morfológicas similares a aquellas observadas a 25  $\mu\text{m}$ . La morfología IR observada en relación a la posición de las estrellas OB sugiere que el polvo está siendo calentado por la radiación estelar.

El panel izquierdo de la Fig. 8.4 presenta la distribución en el infrarrojo medio a 8.3  $\mu\text{m}$  (MSX Banda A). La imagen se asemeja a la distribución observada a 12  $\mu\text{m}$ . En el panel derecho se muestra una comparación entre la emisión a 8.3  $\mu\text{m}$  (*grises*) y la emisión en el continuo de radio a 1420 MHz (*contornos*). La emisión IR se observa, casi en su totalidad, proyectada fuera de la región de emisión del continuo de radio. Los PAHs son los principales responsables de la emisión detectada a 8.3  $\mu\text{m}$ , indicando la existencia de una región de fotodisociación (PDR) en el borde de la región HII. La ausencia de emisión a 8.3  $\mu\text{m}$  en el interior de la región ionizada puede ser interpretada como la destrucción de

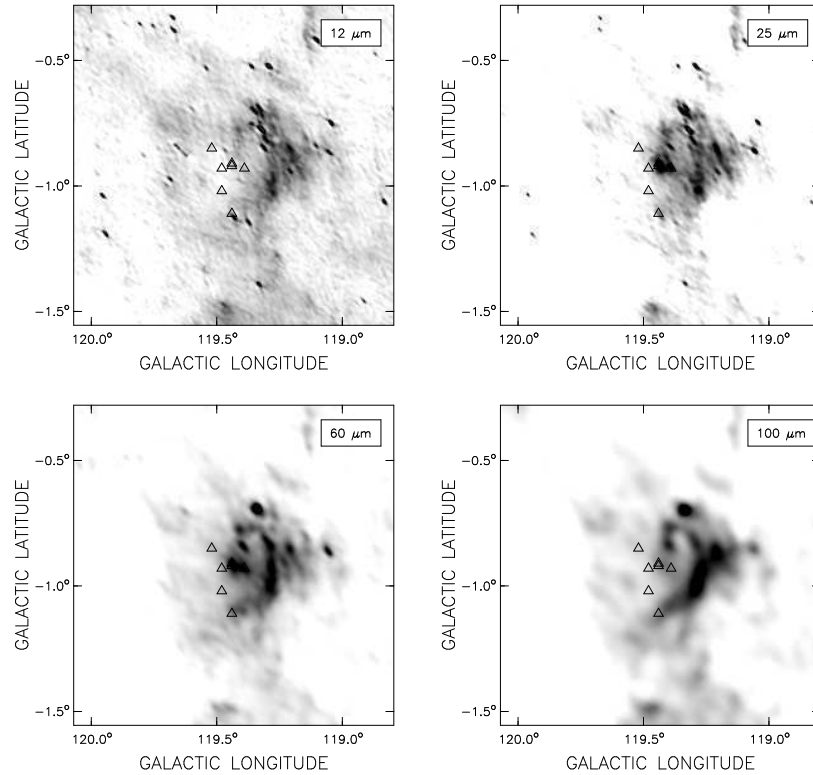


**Figura 8.2:** Imágenes en el continuo de radio a distintas frecuencias y en óptico de la región HII Sh2-173. Los triángulos indican la posición de las estrellas OB. (a) 408 MHz: contornos a 58 y 62 K, (b) 1420 MHz: los niveles a 5.7 y 6.8 K y (c) DSS2-R (grises) con los contornos del continuo de radio a 1420 MHz superpuestos.

**Tabla 8.3:** Parámetros de las estructuras observadas relacionadas con Sh2-173.

Distancia adoptada (kpc)	$2.2 \pm 0.4$	
<b>Gas ionizado</b>		
Densidad de flujo a 1420 MHz (Jy)	$1.8 \pm 0.3$	
Radio angular (')	13	
Radio lineal (pc)	$8 \pm 2$	
Masa ionizada ( $M_{\odot}$ )	$350 \pm 170$	
Densidad electrónica $n_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$6 \pm 1$	
Medida de emisión ( $\text{pc cm}^{-6}$ )	$1000 \pm 50$	
Fotones Lyman UV necesarios ( $\text{s}^{-1}$ )	$(6.5 \pm 2.5) \times 10^{47}$	
<b>Emisión IR y parámetros del polvo</b>		
S <sub>12</sub> (Jy)	$50 \pm 12$	
S <sub>25</sub> (Jy)	$67 \pm 30$	
S <sub>60</sub> (Jy)	$590 \pm 170$	
S <sub>100</sub> (Jy)	$1100 \pm 500$	
$L_{IR}$ ( $L_{\odot}$ )	$(7 \pm 3) \times 10^3$	
$M_d$ ( $M_{\odot}$ )	$1.3 \pm 0.5$	
$T_d$ (K)	$30 \pm 5$	
<b>Estructuras del HI</b>		
Coordenadas centro	$119^{\circ}.45, -0^{\circ}.93$	
Radio angular (')	14	
Radio lineal (pc)	$9 \pm 1$	
Intervalo de velocidades ( $\text{km s}^{-1}$ )	$-24.6, -31.1$	
Velocidad sistémica ( $\text{km s}^{-1}$ )	$-27.0 \pm 1.3$	
Velocidad de expansión ( $\text{km s}^{-1}$ )	$5 \pm 2$	
Masa HI en la cáscara ( $M_{\odot}$ )	$120 \pm 80$	
Masa HI faltante en la cavidad ( $M_{\odot}$ )	$90 \pm 60$	
<b>Nubes moleculares</b>		
	Nube A	Nube B
Temperatura media(K)	$0.9 \pm 0.1$	$1.2 \pm 0.1$
Intervalo de velocidades ( $\text{km s}^{-1}$ )	$10.8 \pm 1.6$	$5.0 \pm 1.6$
Densidad de columna media H <sub>2</sub> ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$1.9 \pm 0.6$	$1.1 \pm 0.3$
Masa molecular ( $10^3 M_{\odot}$ )	$4.5 \pm 1.6$	$0.8 \pm 0.2$
Densidad volumétrica $n_H$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$590 \pm 240$	$640 \pm 200$

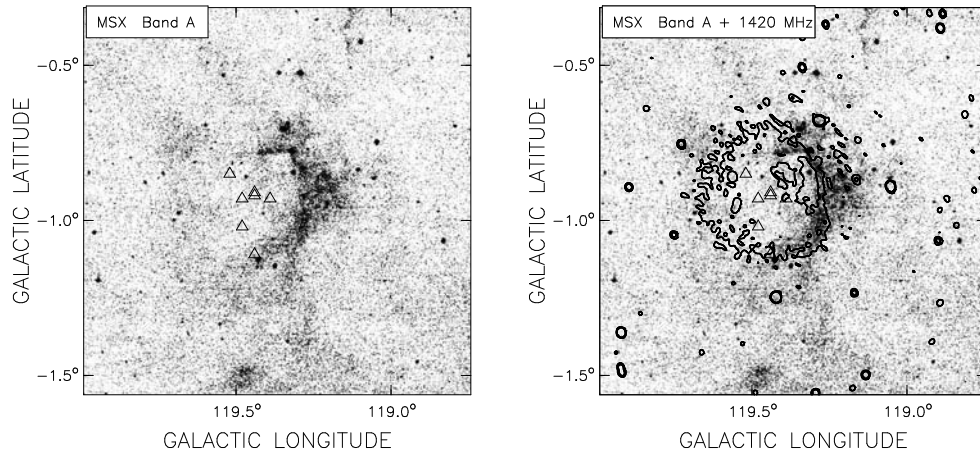
los PAHs por la radiación ultravioleta extrema de las estrellas ionizantes. Los principales parámetros de la emisión infrarroja se presentan en la Tabla 8.3. La luminosidad en el infrarrojo  $L_{IR}$ , la masa del polvo interestelar  $M_d$ , y la temperatura del polvo  $T_d$  fueron derivadas adoptando una distancia  $D = 2.2 \pm 0.4$  kpc.



**Figura 8.3:** Mapas HIRES IRAS de la misma región que en la Fig. 8.2. Los triángulos indican la posición de las siete estrellas OB presentadas en la Tabla 8.1. La escala de grises va de 3 a 10  $\text{MJy sr}^{-1}$  (gris oscuro) a 12  $\mu\text{m}$ , de 7 a 13  $\text{MJy sr}^{-1}$  a 25  $\mu\text{m}$ , de 17 a 55  $\text{MJy sr}^{-1}$  a 60  $\mu\text{m}$ , y de 70 a 160  $\text{MJy sr}^{-1}$  a 100  $\mu\text{m}$ .

### 8.3.3. El hidrógeno neutro

Tomando en cuenta que la emisión molecular relacionada a Sh2-173 fue encontrada a  $-34.5 \text{ km s}^{-1}$  (Blitz et al. 1982), en coincidencia con la velocidad de la línea del  $\text{H}\alpha$  obtenida para el gas ionizado,  $-34.3 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ , se investigó el hidrógeno neutro en un rango de velocidades similar, encontrándose la presencia de una pequeña región de baja emisión centrada en  $(l, b) = (119^\circ.5, -1^\circ.0)$  entre  $-24.6$  y  $-31.1 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 8.5). Esta cavidad en el HI está rodeada por una densa cáscara de material atómico. A  $-27.9 \text{ km s}^{-1}$  se aprecia una estructura en forma de arco que encierra el mínimo hacia longitudes Galácticas menores. Las siete estrellas presentadas en la Tabla 8.1, excepto ALS 6155, se ubican en proyección dentro del mínimo de HI. ALS 6155, en particular, está localizada, en proyección, sobre el borde Sur de la cavidad.



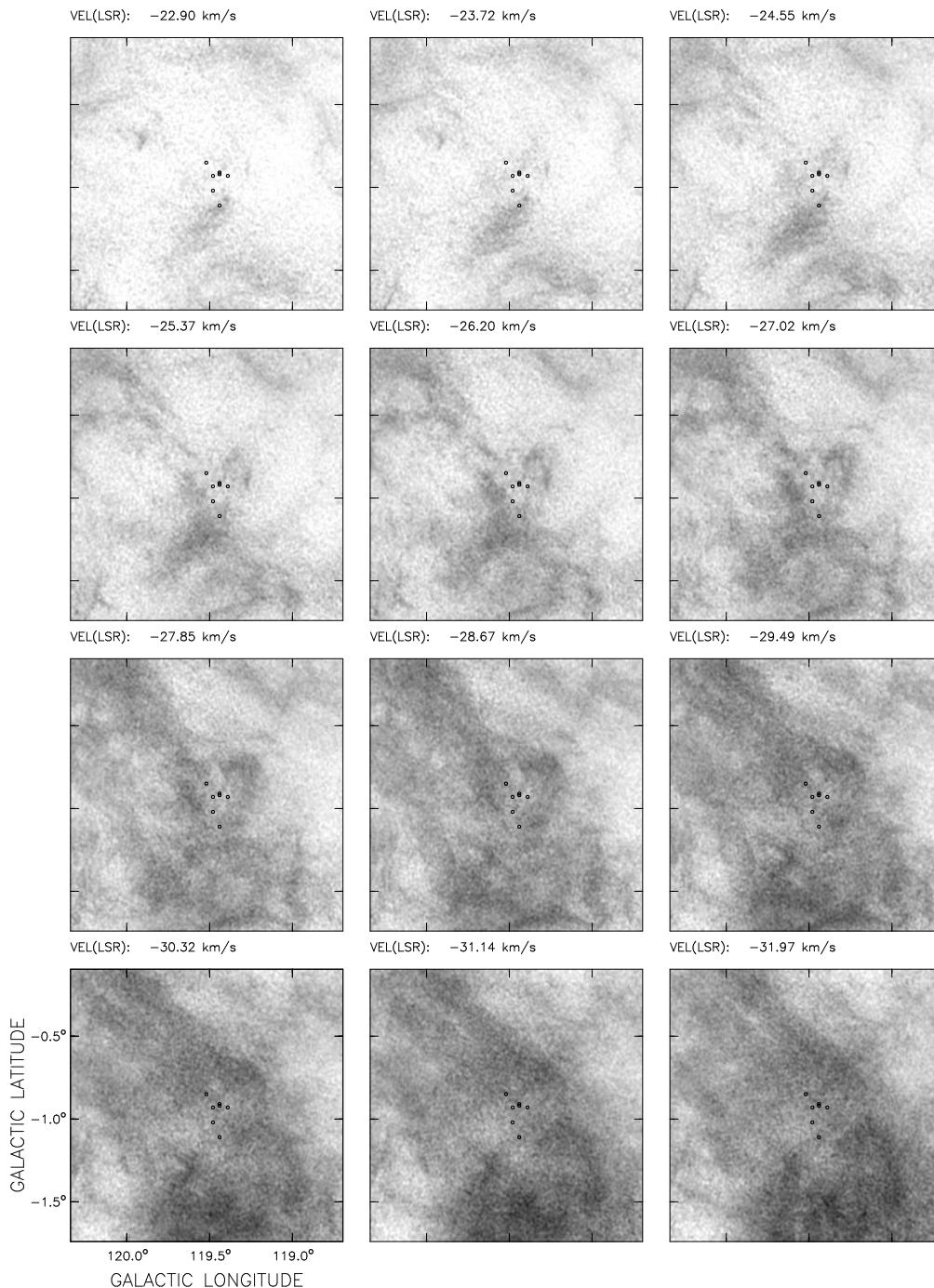
**Figura 8.4:** *Panel izquierdo:* Imagen MSX en la Banda A ( $8.3 \mu\text{m}$ ) del entorno de Sh2-173. *Panel derecho:* Superposición de la emisión a  $8.3 \mu\text{m}$  (grises) y la emisión a 1420 MHz (contornos). Los contornos están dados a 6 y 7 K. Los triángulos indican la posición de las siete estrellas presentadas en la Tabla 8.1.

La Figura 8.6a muestra una imagen de la temperatura de brillo promediada en el rango de velocidades  $-25.4$  a  $-30.3 \text{ km s}^{-1}$ . Ambas, la cavidad y la cáscara se observan claramente. En la Figura 8.6b, se presenta la misma imagen junto con los contornos que representan la emisión en el continuo de radio a 1420 MHz superpuestos. La coincidencia posicional entre la cavidad de HI y la emisión en el continuo de radio es excelente.

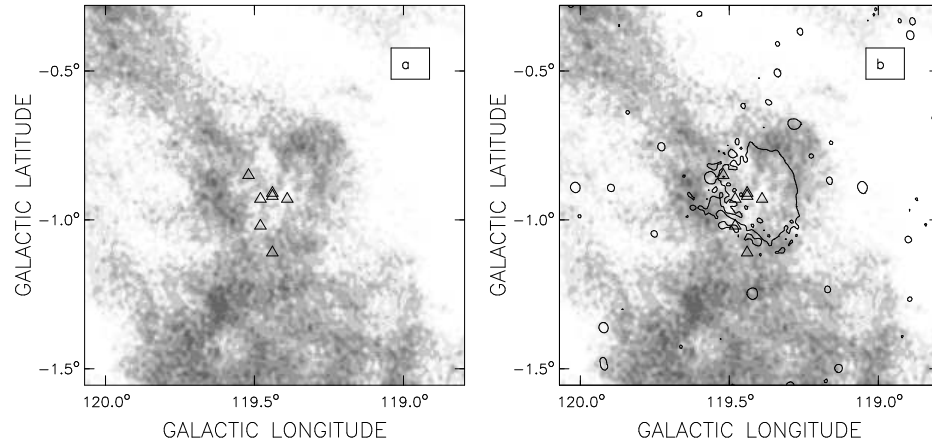
Se derivaron parámetros que caracterizan la estructura de HI. A partir de su radio angular,  $\sim 14'$ , se calculó un diámetro de  $\sim 9 \pm 1 \text{ pc}$ . La velocidad de expansión fue estimada a partir del rango de velocidades en el que se observa la estructura como  $(v_2 - v_1)/2 + 1.3 \text{ km s}^{-1}$ . La velocidad sistémica de la estructura corresponde a la velocidad donde la dimensión de la cavidad es mayor. La masa de la cáscara de HI puede ser calculada bajo la suposición de que la emisión del HI es ópticamente delgada. Siguiendo los procedimientos descritos por Pineault (1998), la masa de HI está dada por  $M_{\text{HI}}(M_{\odot}) = 1.3 \times 10^{-3} D_{\text{kpc}}^2 \Delta v \Omega_{\text{arcmin}^2} \Delta T_{\text{B}}$ , donde  $D_{\text{kpc}}^2$  es la distancia a la estructura de HI y  $\Delta v$  es el ancho medio de velocidad en  $\text{km s}^{-1}$ . El significado de  $\Omega_{\text{arcmin}^2}$  y  $\Delta T_{\text{B}}$  depende si se quiere calcular la masa faltante en la cavidad o el exceso de masa en la cáscara. En el primer caso  $\Delta T_{\text{B}}$  es la diferencia de temperatura de brillo entre la cavidad y el fondo de la emisión, y  $\Omega_{\text{arcmin}^2}$  es el ángulo sólido subtendido por la cavidad en minutos de arco al cuadrado. En el segundo caso  $\Delta T_{\text{B}}$  es la diferencia en temperatura de brillo entre la cáscara y el fondo, y  $\Omega_{\text{arcmin}^2}$  es el ángulo sólido subtendido por la cáscara. Los parámetros derivados se listan en la Tabla 8.3.

### 8.3.4. Distribución de la emisión del CO

La Figura 8.7 muestra la distribución de emisión del  $^{12}\text{CO}(1-0)$  en el intervalo de velocidades desde  $-27.8$  a  $-40.2 \text{ km s}^{-1}$ , en pasos de  $3.3 \text{ km s}^{-1}$  (contornos), superpuestos sobre la imagen óptica DSS2-R (grises). Cada panel presenta el promedio de cuatro canales consecutivos de CO.



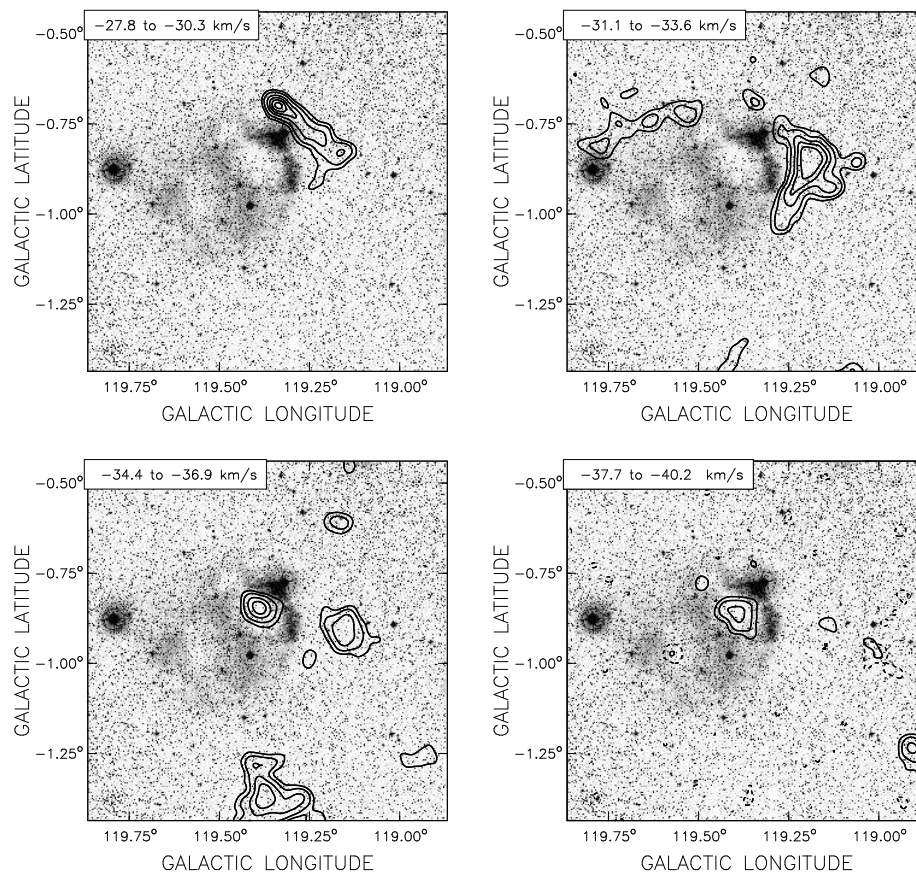
**Figura 8.5:** Distribución de la emisión del HI en el rango de velocidades comprendido entre  $-22.9$  y  $-32.0 \text{ km s}^{-1}$ . La escala de grises va de  $-10$  a  $100 \text{ K}$  (gris oscuro). La resolución en velocidades es  $1.3 \text{ km s}^{-1}$ , y la resolución espacial  $1'$ . Los círculos indican la posición de las estrellas presentadas en la Tabla 8.1.



**Figura 8.6:** *a)* Distribución de HI promedio en el intervalo de velocidades  $-25.4$  a  $-30.3$   $\text{km s}^{-1}$  mostrando el mínimo de HI relacionado a Sh2-173. La escala de grises va desde 35 a 65 K. *b)* Distribución de HI promedio (grises). El contorno representa la emisión en el continuo de radio a 1420 MHz (6K). Los triángulos indican la posición de las estrellas excitatrices.

En el intervalo de velocidades desde  $-27.8$  a  $-30.3$   $\text{km s}^{-1}$ , la emisión del CO bordea parcialmente la emisión óptica más brillante en forma de arco ubicada en  $(l, b) \approx (119^\circ.25, -0^\circ.75)$ . En el segundo intervalo de velocidades, de los  $-31.1$  a los  $-33.6$   $\text{km s}^{-1}$ , la estructura de CO se extiende hacia el sur incrementando su intensidad hacia longitudes Galácticas menores. Una emisión molecular en forma de arco se distingue rodeando la nebulosa óptica a  $(l, b) \approx (119^\circ.6, -0^\circ.75)$ . La distribución de emisión molecular en el rango de velocidades de  $-34.4$  a  $-36.9$   $\text{km s}^{-1}$ , cambia en comparación con las imágenes previas. Numerosas estructuras de CO se observan en la región, siendo la más importante un grupo de material molecular que coincide espacialmente con el área de disminución en la emisión óptica en  $(l, b) \approx (119^\circ.4, -0^\circ.85)$ . La detección de la emisión en el continuo de radio en esta zona (ver Fig. 8.2-b), refuerza la posibilidad de que este grupo molecular sea el responsable de la absorción observada en el óptico. En el último intervalo de velocidad, desde  $-37.7$  hasta  $-40.2$   $\text{km s}^{-1}$ , las estructuras de CO observadas desde  $-27.8$  a  $-33.6$   $\text{km s}^{-1}$ , desaparecen y algunas nubes de CO aparecen proyectadas sobre las zonas absorbidas en el óptico situadas en la parte central de la región HII. En dos de los canales correspondientes a este intervalo de velocidades, se aprecia emisión molecular débil en proyección sobre  $(l, b) \approx (119^\circ.57, -1^\circ.0)$ , en coincidencia con la otra zona donde la emisión óptica estaba ausente. Esta estructura de CO está indicada por un contorno de línea punteada en la Fig. 8.7.

En la Fig. 8.8 se presenta la distribución de emisión del CO promediada en el intervalo de velocidades desde  $-27.8$  a  $-38.6$   $\text{km s}^{-1}$ , en comparación con las distribuciones de polvo y gas ionizado en Sh2-173. El panel izquierdo de la Fig. 8.8 muestra la distribución de emisión del CO promediada (*contornos*) superpuesta a la imagen óptica (*grises*). Se aprecian dos nubes principales de gas molecular probablemente relacionadas con Sh2-173. Hacia las longitudes galácticas menores, el gas molecular bordea parcialmente la región HII (nube A a partir de ahora). El denso gas molecular en esta región probablemente ha frenado el avance del frente de ionización y la expansión de la región HII hacia esta dirección. Por otro lado, el área cercana  $(l, b) = (119^\circ.4, -0^\circ.9)$ , la cual presenta emisión en radio relativamente intensa y está casi libre de emisión óptica, coincide con material molecular detectado

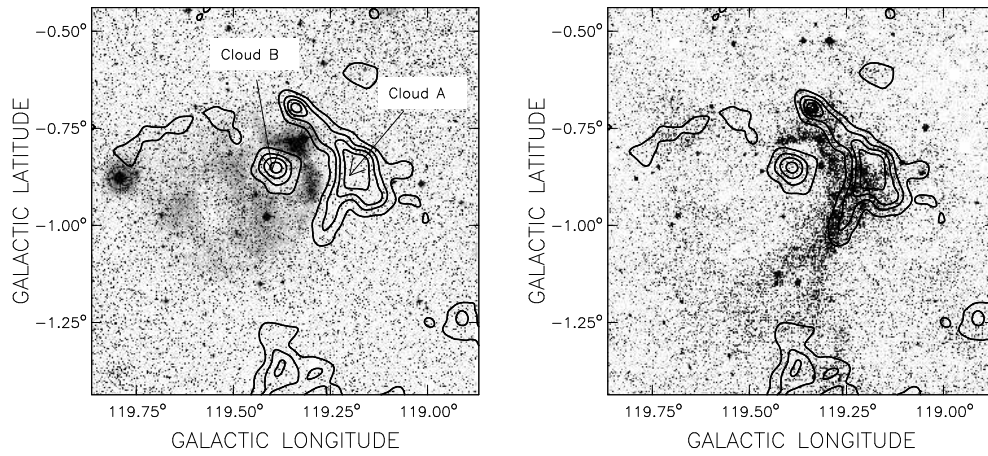


**Figura 8.7:** Gas ionizado y molecular en Sh2-173. Las imágenes muestran la distribución de la emisión del CO en el rango de velocidades de  $-27.8$  a  $-40.2$   $\text{km s}^{-1}$  (*contornos*), superpuestas a la imagen óptica DSS-R (*grises*). Los contornos son  $0.5$  K ( $\equiv 5 \sigma$ ), y de  $1$  a  $5$  K. Cada panel muestra el promedio de cuatro canales consecutivos de los mapas de CO. Los contornos punteados en el último intervalo de velocidades corresponden al nivel de  $0.6$  K de la imagen a  $-40.2$   $\text{km s}^{-1}$ .

en el rango de velocidades de  $-34.4$  a  $-40.2$   $\text{km s}^{-1}$  (Nube B en Fig. 8.8). Este gas molecular y el polvo asociado deberían estar delante del material ionizado para originar la absorción óptica observada. La velocidad de la nube B ( $\sim -38$   $\text{km s}^{-1}$ ) es compatible con que este material esté siendo chocado hacia el observador. El panel derecho de la Fig. 8.8 muestra una superposición de la imagen a  $8.3 \mu\text{m}$  (*grises*) y la emisión del CO (*contornos*). La emisión en el infrarrojo cercano y del gas molecular presentan una excelente correspondencia morfológica. El gas molecular encierra el brillante arco detectado en  $8.3 \mu\text{m}$ .

Resumiendo, la comparación de la distribución espacial entre el gas ionizado y el gas molecular, junto con el polvo, revela una buena correspondencia morfológica. La emisión del gas ionizado está encerrada parcialmente por una estructura en forma de arco de la emisión del infrarrojo medio y esta, por material molecular más externo. Esta distribución estratificada sugiere que el frente de ionización está bordeado por una PDR, detectada como un arco brillante a  $8.3 \mu\text{m}$ .





**Figura 8.8:** Polvo y gas en Sh2-173. *Panel izquierdo:* Distribución de la emisión de CO en el rango de velocidades desde  $-27.8$  a  $-38.6$   $\text{km s}^{-1}$  (contornos), superpuestas a la imagen óptica DSS2-R (grises). *Panel derecho:* Mapa de CO (contornos) superpuesto a la imagen del MSX en la Banda A. Los niveles van desde  $0.2$  a  $1.8$  K en pasos de  $0.4$  K.

La Tabla 8.3 resume los parámetros físicos de las dos nubes moleculares presentadas en la Fig. 8.8 (nube A y nube B) derivados a partir de los datos del  $^{12}\text{CO}$ . Las masas fueron estimadas por integración de la línea de CO como  $W_{\text{CO}} = \int T(\text{CO})dv$ , donde  $T(\text{CO})$  es la temperatura promedio del gas molecular en el intervalo de velocidades considerado. Para calcular la densidad de columna del  $\text{H}_2$  se usó la relación  $X = N(\text{H}_2)/W_{\text{CO}}$  de  $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K kms}^{-1})^{-1}$  (Grenier & Lebrun 1990; Digel, Hunter & Mukherjee 1995). La masa molecular fue derivada a partir de  $M[M_{\odot}] = 4.2 \times 10^{-20} N(\text{H}_2)D^2A$ , donde  $D$  es la distancia en pc y  $A$  es el área en esterorradianes. Adoptando geometrías esféricas para ambas nubes, la densidad volumétrica puede ser estimada como  $n = 9.79 \times M[M_{\odot}]/R^3$ , donde  $R$  es el radio de la nube molecular en parsecs.

Con el propósito de obtener una estimación de la absorción en el visual  $A_V$  producida por el gas en la dirección de Sh2-173, se emplearon las bases de datos del HI y CO. Las densidades columnares  $N(\text{HI})$  y  $N(\text{H}_2)$  fueron obtenidas por integración de los cubos de datos en el intervalo de velocidades desde  $0$  a  $-40$   $\text{km s}^{-1}$ . La densidad de columna total para el hidrógeno fue obtenida a partir de  $N_{\text{H}} = N(\text{HI}) + 2 N(\text{H}_2)$ . Empleando el factor de conversión estándar, la extinción total en el visual fue estimada como  $A_V = 5.2 \times 10^{-22} N_{\text{H}}$  (Bohlin, Savage & Drake 1978), lo cual en este caso da  $A_V = (4 \pm 1)^m$ .

#### 8.4. Actividad de formación estelar

El estudio multifrecuencia de Sh2-173 revela que se trata de una clásica región HII en expansión que contiene gas y polvo, parcialmente encerrada por emisión molecular. La interfase entre el gas ionizado y el gas molecular se hace evidente con la detección de la PDR. La morfología observada sugiere la posibilidad de que la expansión de la región ionizada pudo haber inducido la formación de una nueva generación de estrellas en el medio molecular circundante. Con el propósito de analizar esta posibilidad, se realizó una búsqueda sistemática de candidatos a YSOs en el área.

**Tabla 8.4:** Criterios de selección 2MASS para los candidatos a YSOs.

Clasificación	Criterio de color
P1	$(J - H) > 0.835$
	$(J - H) < 1.7 (H - K) - 0.087$
P1+	$1.135 < (J - H) < 1.435$
	$(J - H) > 1.7 (H - K) - 0.087$
	$(J - H) < 1.7 (H - K) + 0.3685$
	$K > 14.5$
P2	$(J - H)_L < 1.7 (H - K) - 0.087$
	$(H - K) > 0.91$
P3	$(H - K)_L > 0.91$

El subíndice “L” indica el límite inferior.

Se buscaron trazadores primarios de actividad de formación estelar en la región. Para ello, se emplearon las siguientes bases de datos: MSX6C Infrared Point Source Catalogue (Egan et al. 2003) en las bandas A (8.3  $\mu\text{m}$ ), C (12.1  $\mu\text{m}$ ), D (14.7 $\mu\text{m}$ ), y E (21.3 $\mu\text{m}$ ); el 2MASS All-Sky Point Source Catalogue (Cutri et al. 2003) en las bandas  $J$ ,  $H$  y  $K$ , y el IRAS Point Source Catalogue.

La búsqueda de los candidatos a YSOs se llevó a cabo en un área cuadrada de aproximadamente  $1^\circ$  centrada en  $(l, b) = (119^\circ.36, -0^\circ.9)$ . Se hallaron 30 fuentes puntuales IRAS proyectadas sobre la región analizada. A partir del criterio de color propuesto por Junkes, Fürst & Reich (1992) para la selección de candidatos a YSOs:  $S_{100} \geq 20 \text{ Jy}$ ,  $1.2 \leq \frac{S_{100}}{S_{60}} \leq 6.0$ ,  $\frac{S_{100}}{S_{60}} \geq 1$ , y  $Q_{60} + Q_{100} \geq 4$ , donde  $S_\lambda$  y  $Q_\lambda$  son la densidad y la calidad del flujo IRAS en cada banda observada, respectivamente. Sólo 2 de las 30 fuentes IRAS observadas cumplen estas condiciones y pueden ser clasificadas como candidatas a protoestrellas.

Las fuentes MSX fueron clasificadas a partir del criterio de color propuesto por Lumsden et al. (2002). La selección de las fuentes fue realizada teniendo en cuenta su ubicación en el diagrama ( $F_{21}/F_8$ ,  $F_{14}/F_{12}$ ), donde  $F_\lambda$  denota el flujo en cada banda. De acuerdo a estos criterios, los candidatos a objetos estelares jóvenes de alta masa poseen  $F_{21}/F_8=2$  y  $F_{14}/F_{12}=1$ , mientras que las regiones HII compactas (CHII) presentan  $F_{21}/F_8=2$  y  $F_{14}/F_{12} < 1$ . Las estrellas evolucionadas ocupan la región donde  $F_{21}/F_8 \leq 2$  y  $F_{14}/F_{12} \leq 1$ . Se han encontrado 40 fuentes MSX proyectadas sobre el área, sin embargo ninguna de ellas satisface el criterio de clasificación de los MYSOs o de las CHII.

Las fuentes puntuales 2MASS fueron seleccionadas siguiendo el procedimiento empleado por Kerton et al. (2008), teniendo en cuenta que la absorción en el visual hacia Sh2-173 es aproximadamente  $4^m$ . Este método es un criterio de color basado en la ubicación de las estrellas de tipo espectral T Tauri (Kenyon & Hartmann 1995) y los objetos Herbig Ae/Be (Thé, de Winter & Perez 1994) en los diagramas  $JHK$  color-color (CC) y color-magnitud (CM), para la selección de candidatos a YSOs de masa baja e intermedia.

Considerando diferentes calidades fotométricas y sus posiciones en los diagramas CC y CM, las fuentes candidatas son separadas en cuatro grupos, denominados  $P1$ ,  $P1+$ ,  $P2$ , and  $P3$  (ver Tabla 8.4).

Las fuentes  $P1$  y  $P1+$  poseen buena calidad fotométrica en las tres bandas (ej. ph-qual = A, B, C o D). Las fuentes  $P2$  tienen magnitudes estimadas para  $H$  y  $K$  y cotas inferiores para la banda  $J$ . La

muestra  $P3$  contiene fuentes detectadas solamente en la banda  $K$  y cotas inferiores en las magnitudes de las bandas  $J$  y  $H$ . Dado que estas fuentes no poseen una buena fotometría en las bandas  $J$  y  $H$ , sus colores ( $J - H$ ) no serán considerados.

Se examinó una muestra de 23988 candidatos del catálogo 2MASS en busca de fuentes tipo  $P1$  o  $P1+$ , una muestra de 135 objetos buscando fuentes tipo  $P2$ , y de 134 candidatos a fuentes tipo  $P3$ . De las 23988 fuentes, sólo 81 y 10 fueron clasificadas como  $P1$  y  $P1+$ , respectivamente. De los 135 candidatos, 19 fueron identificados como fuentes  $P2$ , mientras que sólo 5 de los 134 candidatos fueron clasificados como fuentes  $P3$ . Así, un total de 115 fuentes 2MASS fueron clasificadas como candidatos a YSOs. Sin embargo, 2 de estas fuentes debieron ser excluidas de la muestra por tratarse de contaminación de galaxias en el catálogo 2MASS (i.e. galcontam=2). La Figura 8.9 muestra los diagramas color-color (CC) (panel superior) y color -magnitud (CM) (panel inferior) para los candidatos a YSOs proyectados sobre el gas molecular asociado a Sh2-173. El diagrama CM también muestra la posición de las estrellas excitatrices. Los vectores de enrojecimiento para una estrella de tipo temprana (O6-8 V) y otra de tipo tardía (M0 III) (Tokunaga 2000) son representados por dos líneas paralelas en el diagrama CC empleando los valores de extinción de Rieke & Lebofsky (1985). La ubicación de la secuencia principal a una distancia de  $\sim 2.2$  kpc está indicada por la línea continua en el diagrama CM. La ubicación de los candidatos a YSOs en el diagrama CC está de acuerdo con los modelos numéricos desarrollados por Robitaille et al. (2006).

La Figura 8.10 muestra la posición de los candidatos a YSOs con respecto a la distribución de emisión del  $^{12}\text{CO}$  en el rango de velocidades de  $-27.8$  a  $-49.4$  kms  $\text{s}^{-1}$ . Las fuentes IRAS, y las P1, P1+, P2, y P3 candidatas a YSOs están indicadas como cruces, círculos, cuadrados, diamantes, y triángulos, respectivamente. Como puede inferirse de la figura, 65 de los 115 candidatos a YSO aparecen proyectados sobre material molecular, de los cuales 46 están ubicados sobre las nubes moleculares relacionadas a Sh2-173 (nubes A y B).

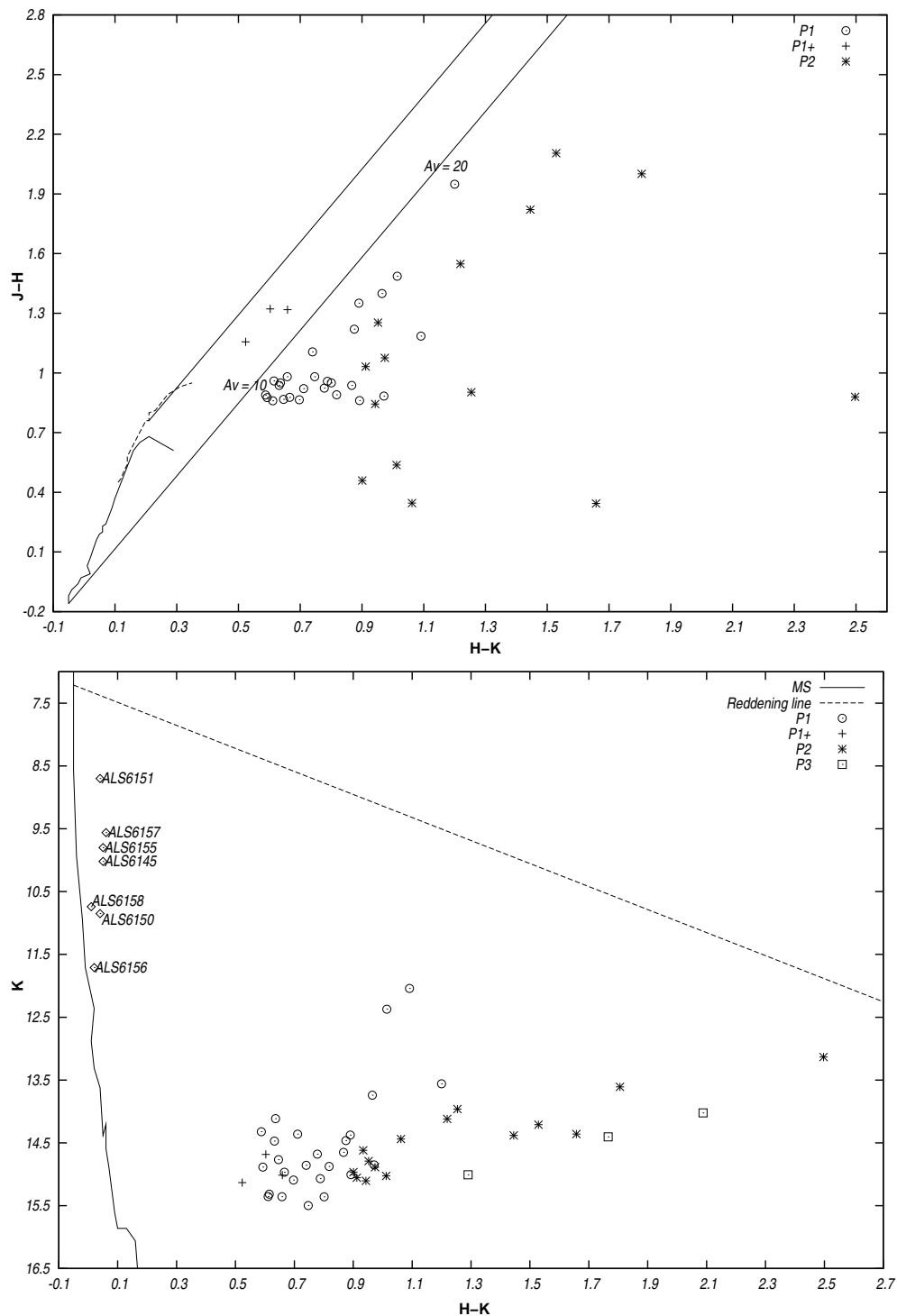
Se aprecia una evidente concentración de fuentes hacia las partes más brillantes de la emisión del CO asociado a Sh2-173. A partir de su posición relativa, se han separado en cuatro grupos: g1, g2, g3, y g4 (ver Fig. 8.10). Los grupos g1 y g2 contienen 8 y 20 fuentes 2MASS, respectivamente, y se ubican en la periferia de la nebulosa óptica, en particular sobre la PDR. El grupo g3 está conformado por fuentes ubicadas hacia longitudes Galácticas menores, sobre la nube A. Las fuentes del grupo g4 se ubican sobre la nube B.

Es importante mencionar que una inspección del cubo de datos del CO reveló que existe sólo una componente en velocidades en la dirección de la región bajo estudio. Este hecho sugiere fuertemente que los candidatos a YSO vistos en proyección sobre las nubes A y B están muy probablemente asociados a Sh2-173.

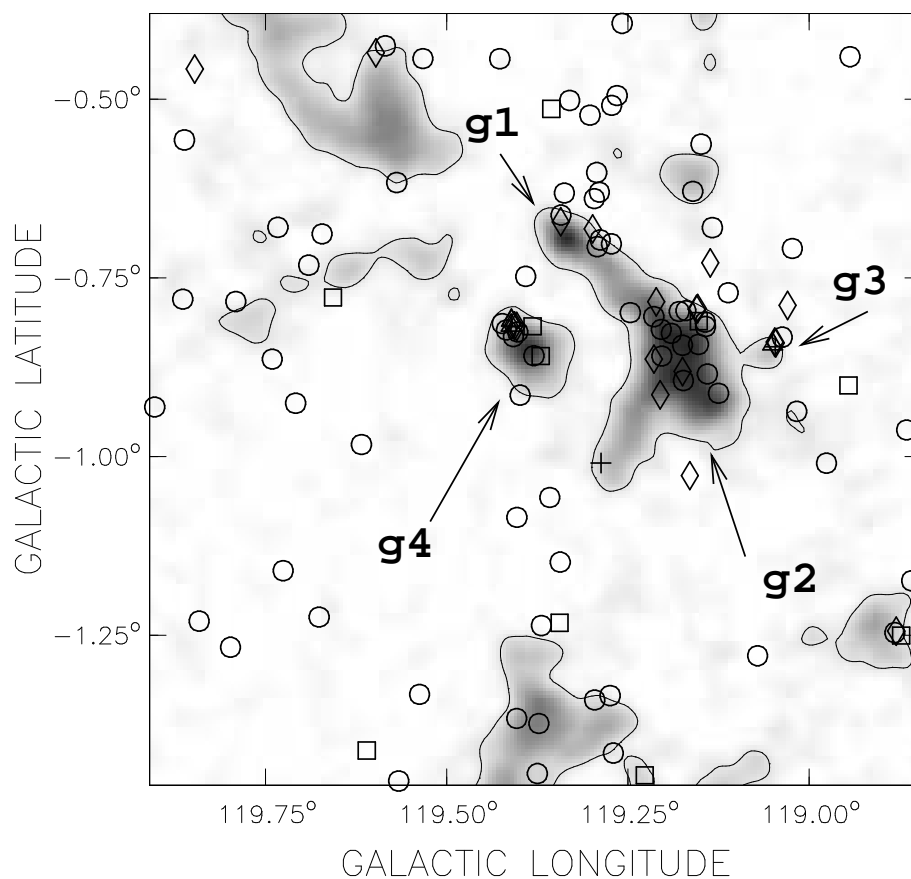
Resumiendo, a partir de distintos criterios infrarrojos de color y de la ubicación de la emisión molecular, se han identificado 46 candidatos a YSOs probablemente asociados a Sh2-173.

La presencia de una PDR es una clara prueba de la interacción entre la región HII y el gas molecular. De esta forma, la ubicación relativa de los candidatos a YSO con respecto a la PDR puede considerarse como una indicación del rol que la región HII está jugando en la formación de las nuevas estrellas. La probabilidad para que la formación de un YSO haya sido iniciada por la acción de una región HII es mayor cuanto más cerca se encuentra de la zona de influencia directa de la región HII.

La Figura 8.10 muestra que los grupos g1 y g2 están ubicados en las adyacencias de la PDR, mientras que el grupo g3 se halla más lejos, hacia longitudes galácticas menores.



**Figura 8.9:** Diagramas CC y CM de las fuentes 2MASS candidatas a YSO en la vecindad de Sh2-173. Las fuentes P1, P1+, P2, y P3 están indicadas por círculos, cruces, asteriscos, y cuadrados, respectivamente. *Panel superior:* Diagrama  $(H - K, J - H)$ . Se muestra la posición de las estrellas de secuencia principal enrojecidas y de las estrellas gigantes. Las curvas de enrojecimiento para estrellas MO III (línea superior) y para estrellas O6-8 V (línea inferior) también se indican. Los colores  $(J - H)$  correspondientes a las fuentes P2 son límites inferiores. *Panel inferior:* Diagrama  $(H - K, K)$ . La línea continua indica la posición de las estrellas en secuencia principal sin extinción, a una distancia de  $\sim 2.0$  kpc. Las posiciones de las estrellas OB relacionadas con Sh2-173, representadas por los diamantes, están indicadas por su correspondiente nombre. La curva de enrojecimiento para una estrella O3 está representada con una línea discontinua. Los colores  $(H - K)$  correspondientes a las fuentes P3 son límites inferiores.



**Figura 8.10:** Fuentes puntuales infrarrojas clasificadas como candidatos a YSOs superpuestas sobre la distribución del CO promediada entre los -27.8 y los -49.4  $\text{km s}^{-1}$ . Las fuente IRAS, P1, P1+, P2, y P3 se indican con cruces, círculos, cuadrados, diamantes, y triángulos, respectivamente. La ubicación de los cuatro grupos, g1, g2, g3, y g4, descritos en el texto también se indica.

## 8.5. El entorno a gran escala de Sh2-173

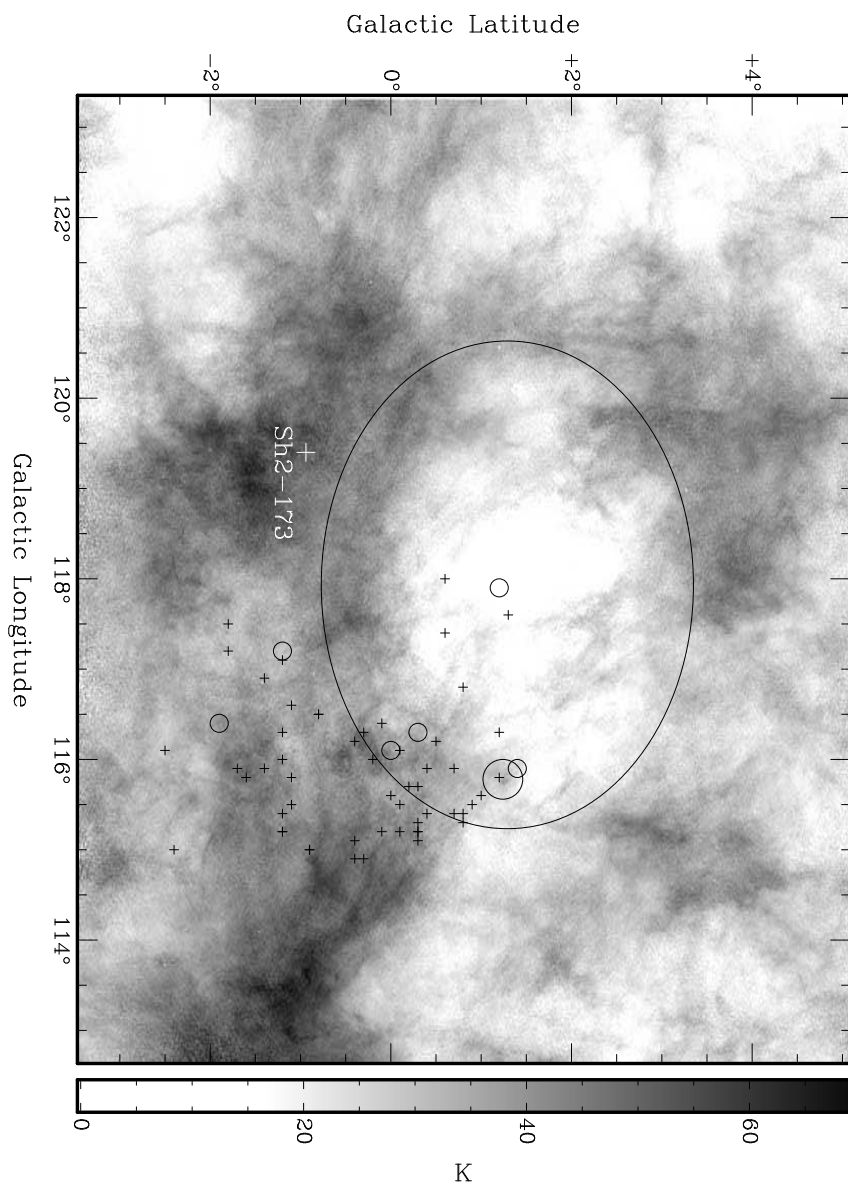
Sh2-173 está ubicada en el borde de una extensa cáscara de HI observada en el brazo espiral de Perseo (Fich 1986; Moore & Kiss 2003). Se inspeccionó el área en busca de la estructura de HI observada por Fich 1986, empleando datos del relevamiento CGPS con mejor resolución. La Figura 8.11 muestra la distribución de emisión del HI promediada en el rango de velocidades de -20 a -50 km s<sup>-1</sup>.

Se observa una extensa cavidad de HI centrada en  $(l, b) = (117^\circ.8, +1^\circ.5)$ , así como también la cáscara de HI que la encierra. Siguiendo la nomenclatura estándar para las supercáscaras Galácticas, se designó a esta estructura como GSH 117.8+1.5-35. Las posiciones de las estrellas pertenecientes a Cas OB5 (Garmany & Stencel 1992) se indican en la figura, mostrando que muchas de ellas se ven en proyección fuera de la gran cavidad de HI. En particular, dos de las estrellas O pertenecientes a la asociación se ven en proyección hacia otro mínimo menor de emisión del HI centrado en  $(l, b) = (117^\circ.3, -1^\circ.3)$ .

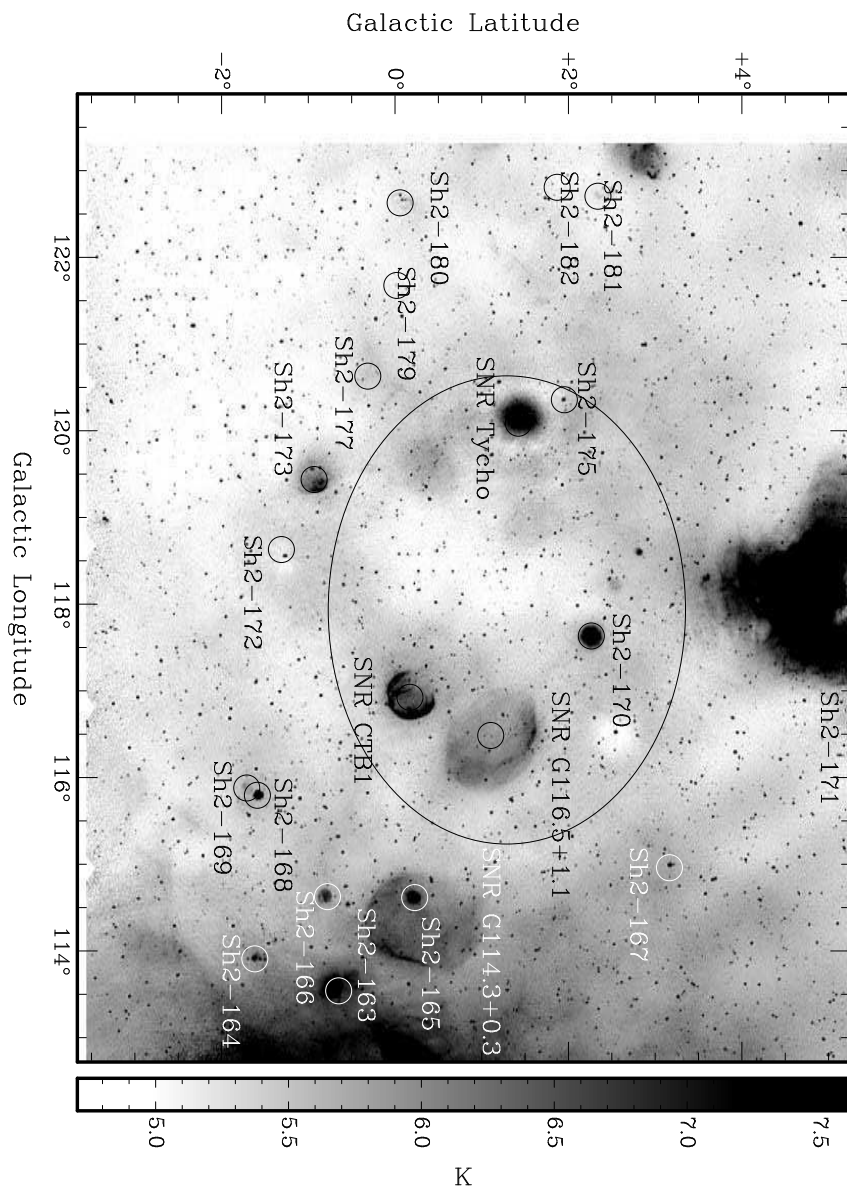
En la Figura 8.12 se muestra una imagen del continuo de radio a 1420 MHz de la misma región que en la Fig. 8.11. La elipse representa la posición de la cáscara de HI. Se observa un mínimo en la emisión del continuo de radio en coincidencia con la cavidad de HI, a pesar de que la presencia de dos RSNs, CTB 1 y G116.5+1.1, conspiran contra una detección clara. Numerosas regiones HII Sharpless están proyectadas sobre la gruesa cáscara de HI, y Sh2-173 es una de ellas. A partir de observaciones de la línea H $\alpha$ , Fich et al. (1990) concluyeron que muchas de las regiones HII mostradas en la Fig. 8.12, poseen velocidades radiales entre -32 y -55 km s<sup>-1</sup>, en coincidencia con la velocidad radial estimada para la supercáscara de HI. Sólo dos regiones HII, Sh2-171 y Sh2-167, poseen velocidades radiales fuera de ese rango, en -12 km s<sup>-1</sup> y -66 km s<sup>-1</sup>, respectivamente. Cazzolato & Pineault (2003) sugirieron que Sh2-180, Sh2-181, y Sh2-182, podrían estar asociadas a Cas OB7. Sh2-179 es una nebulosa planetaria (Kerber et al. 2003). Además de las regiones HII, se ven proyectadas en el área cuatro RSNs, G114.3+0.3, G116.5+1.1, CTB 1, y G120.2+01.4 (Tycho).

La imagen de HIRES a 60  $\mu$ m de la misma área se presenta en la Fig. 8.13. La emisión infrarroja presenta una distribución similar a la del continuo de radio. Un mínimo en la emisión a 60  $\mu$ m es evidente dentro de la supercáscara de HI (indicada por una elipse). Una de las principales diferencias entre esta imagen y la que se muestra en la Fig. 8.12 es la ausencia de los RSNs en las longitudes de onda del infrarrojo. Por otro lado, la emisión infrarroja asociada a las regiones HII es evidente.

Durante su expansión, las supercáscaras producen inestabilidades gravitacionales en el material de sus bordes, proveyendo el mecanismo físico necesario para la formación de los grumos moleculares e induciendo la formación estelar en su periferia (ej. McGray & Kafatos 1987; Elmegreen 1998). Existe evidencia observacional que confirma la importancia de la evolución de las supercáscaras en la creación de nuevas estrellas. Patel et al. (1998) analizaron el origen y la evolución de una burbuja en Cepheus concluyendo que la asociación Cep OB2 fue probablemente iniciada por la acción de una generación previa de estrellas de alta masa y sugirieron además, que una tercera generación de estrellas se ha formado recientemente como consecuencia de la evolución de la supercáscara. Oey et al. (2005) analizaron el complejo de formación estelar Galáctico W3/W4 y sugirieron que es consistente con un sistema jerárquico de tres generaciones: una supercáscara inició la formación de IC 1795 en W3, la cual a su vez disparó la formación estelar en su entorno. Los autores confirmaron este escenario a partir de la secuencia de edades mostrada por las diferentes generaciones. Arnal & Corti (2007) hallaron una nueva supercáscara (GS263-02+45) la cual posee a la asociación OB Bochum 7 ubicada en uno de sus bordes. Los autores concluyeron que la asociación podría haber nacido como consecuencia de la

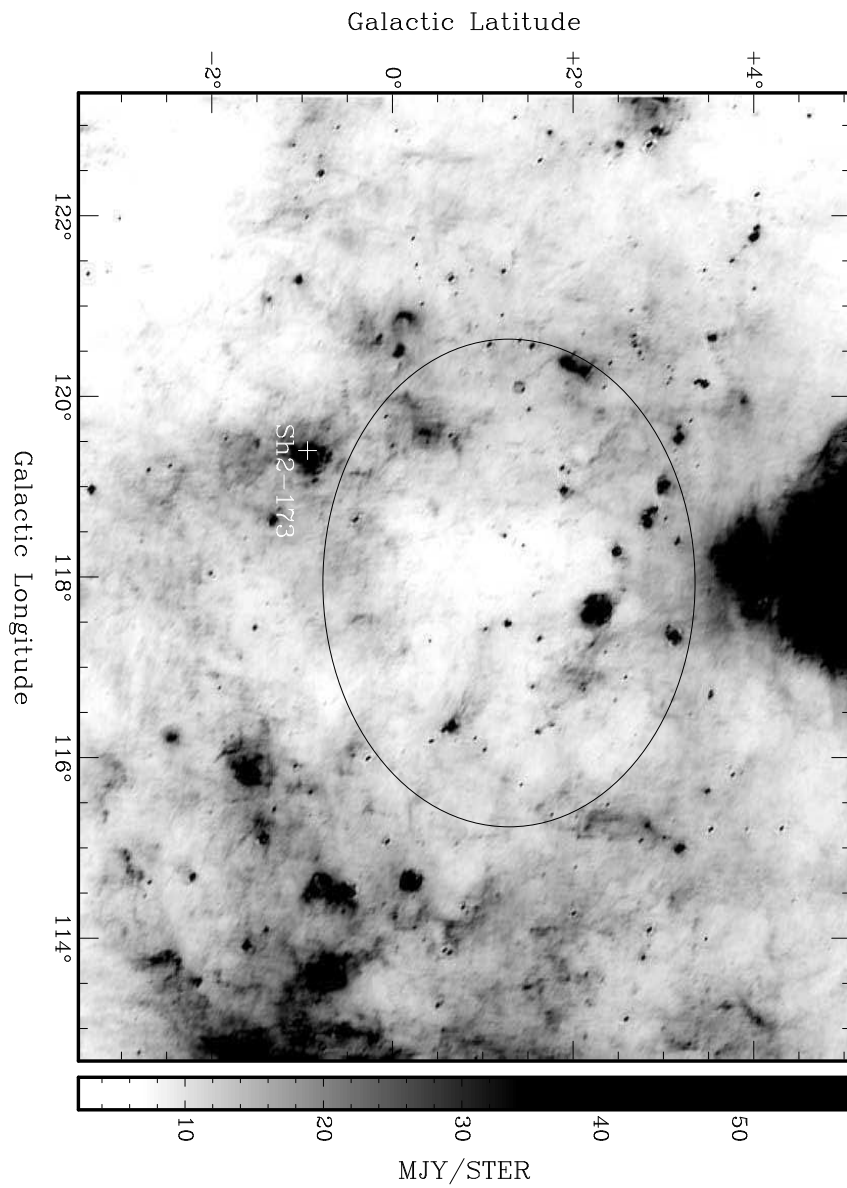


**Figura 8.11:** Distribución de emisión del HI promediada en el rango de velocidades de  $-20$  a  $-50$   $\text{km s}^{-1}$ . Los círculos pequeños y las cruces indican la posición de las estrellas de la asociación Cas OB5 de acuerdo a Garmany & Stencel (1992). Los círculos pequeños corresponden a estrellas O, mientras que las cruces representan la posición de las estrellas B. El círculo más grande indica la posición de WR 159. La elipse delinea la ubicación de la cáscara de HI.



**Figura 8.12:** Imagen del continuo de radio a 1420 MHz extraída del relevamiento CGPS. La elipse delinea la cáscara de HI presentada en la Fig.8.11. La posición de las regiones HII Sharpless y de los RSNs presentes en el área, se indican con círculos.





**Figura 8.13:** Distribución de emisión en el infrarrojo lejano a  $60 \mu\text{m}$  de la misma zona que en Fig.8.12 obtenida del HIRES IRAS. La elipse delinea la supercáscara de HII.

expansión de GS263-02+45.

GSH 117.8+1.5-35 es una supercáscara de HI en expansión que contiene numerosas regiones HII en su borde, y donde al menos una de ellas, Sh2-173, presenta evidencia de haber iniciado la formación de nuevas estrellas en su periferia (ver Sección 8.4); se analizó si en este caso podría tratarse de otro ejemplo de un sistema jerárquico de tres generaciones. Si éste fuera el caso, debería verse reflejado en la correspondiente secuencia de edades de los objetos en cuestión. A tal fin, se estimarán las edades para la región HII Sh2-173 y para la gran cáscara de HI GSH 117.8+1.5-35.

Dado que la estrella excitatriz principal de Sh2-173 es aún visible, puede estimarse una cota superior en la edad de dicha región HII. La duración del período de secuencia principal de una estrella O9 es de aproximadamente  $5 \times 10^6$  años (Schaerer & Koter 1997). Por otro lado, se estimó una cota inferior en la edad de Sh2-173 considerando el tiempo de cruce del sonido,  $t = R/c_i$ , donde  $c_i$  es la velocidad del sonido en el gas ionizado ( $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ ) y  $R$  es el radio de la región HII, obteniéndose un valor de  $\sim 0.5 \times 10^6$  años.

La edad de la región HII puede ser estimada de manera más precisa usando el modelo desarrollado por Dyson & Williams (1980) para una región HII en expansión en un medio uniforme mencionado en la Sección 6 del Capítulo 1. La expansión de una región HII es altamente dependiente de la densidad del gas de su entorno. Se supuso que la densidad ambiente original puede ser obtenida por la distribución de la masa total relacionada a la estructura (ionizada, atómica, y molecular) sobre una esfera de  $11 \pm 2$  pc de radio, lo cual resulta en  $n_o = 40 \pm 25 \text{ cm}^{-3}$ . De esta forma, se infiere que la región HII se ha estado expandiendo durante  $(0.1 - 1.0) \times 10^6$  años. Este rango para la edad dinámica, junto con las estimaciones de las cotas para la edad derivadas anteriormente, sugiere que la edad de Sh2-173 podría estar entre los  $0.5$  y  $1.0 \times 10^6$  años.

Por otro lado, una estimación aproximada para la edad de la supercáscara de HI GSH 117.8+1.5-35, puede ser obtenida usando un modelo simple para describir la expansión de una cáscara creada por la inyección continua de energía mecánica (Weaver et al. 1977). De esta forma, la edad dinámica de la estructura de HI puede ser estimada como  $t_{\text{din}} = 0.6 R [\text{pc}] / V_{\text{exp}} [\text{km s}^{-1}]$ , donde  $R$  es el radio de la cáscara y  $V_{\text{exp}}$  la velocidad de expansión. Para GSH 117.8+1.5-35, considerando  $R = 135 \pm 20$  pc (para una distancia de 2.2 kpc) y  $V_{\text{exp}} = 16 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ , una edad de  $(5 \pm 1) \times 10^6$  años es obtenida, la cual es suficientemente grande en comparación con la edad estimada para Sh2-173. Estos resultados son compatibles con la posibilidad de que la expansión de la supercáscara de HI GSH 117.8+1.5-35 haya iniciado la formación de las estrellas que luego resultaron ser excitatrices de la región HII Sh2-173.

Respecto del origen de la supercáscara, Fich (1986) sugirió que la cáscara de HI fue presumiblemente originada por la acción conjunta de numerosas estrellas de alta masa a través de sus vientos y/o explotando como supernovas. A partir de la ubicación de Cas OB5, Moor & Kiss (2003) relacionaron la supercáscara en expansión con la asociación de estrellas OB Cas OB5. Sin embargo, no llevaron a cabo ningún análisis energético para confirmar dicha posibilidad. En este trabajo se encara la pregunta, ¿son las estrellas de tipo O pertenecientes a la asociación Cas OB5 capaces de crear dicha supercáscara?

La primera condición que debe ser analizada es si la supercáscara de HI y Cas OB5 se encuentran a distancias comparables respecto al Sol. La velocidad sistémica adoptada para la supercáscara es  $-35 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que Humphreys (1976) asocia a Cas OB5 una velocidad  $V_{\text{LSR}} = -39.5 \text{ km s}^{-1}$ . Por otro lado, Garmany & Stencel (1992) determinaron para Cas OB5 un módulo de distancia  $\sim 11.5$  mag, lo cual resulta en una distancia de 2 kpc. Una inspección de los campos de velocidades radiales de la Galaxia derivados por Brand & Blitz (1993) sugiere para las velocidades sistémicas adoptadas una distancia de  $\sim 1.8$ -2 kpc. Así, se considerará una distancia de 2 kpc para Cas OB5 y

para GSH 117.8+1.5-35.

Una segunda condición que debería cumplirse es que la energía inyectada por las estrellas de alta masa sea suficiente para crear la supercáscara. La energía mecánica inyectada por las estrellas debería ser comparable a la energía cinética de la cáscara. Como puede verse en la Fig. 8.11, cuatro estrellas O (BD+62 2299 (O8), BD+61 2550 (O9.5II), BD+61 2559 (O9V), and HD 108 (O5 f)) y una estrella Wolf-Rayet (WR 159 (WN4)) aparecen proyectadas dentro del mínimo de emisión del HI. Todas estas estrellas de alta masa pertenecen a Cas OB5 (Garmany & Stencel 1992; Negueruela 2003).

La energía mecánica total liberada por las estrellas durante un tiempo  $t$  es  $E_M = (\Sigma 0.5 \dot{M} v_\infty^2) t$ , donde  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa y  $v_\infty$  la velocidad terminal de los vientos. Utilizando parámetros estimados por Howarth & Prinja (1989) para las estrellas de tipo espectral O y por Prinja, Barlow & Howarth (1990) para la estrella Wolf-Rayet, se obtuvo que la energía total liberada por los vientos estelares es aproximadamente  $E_w = 1.3 \times 10^{45} \text{ t [años] erg}$ .

La energía cinética total almacenada en la supercáscara es  $E_c = 0.5 M_{\text{casc}} V_{\text{exp}}^2$ , donde  $M_{\text{casc}}$  es la masa total en la cáscara y  $V_{\text{exp}}$  la velocidad de expansión. Se estimó la velocidad de expansión de la cáscara en  $16 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ . Se obtuvieron las masas atómica y molecular para la supercáscara. Los datos de CO empleados para la estimación de la masa molecular fueron obtenidos del Five College Radio Astronomical Observatory (FCRAO) CO Survey. La masa molecular fue calculada a partir de una imagen promedio que cubría el rango de velocidades entre  $-20$  y  $-50 \text{ km s}^{-1}$ . Esta imagen revela numerosas nubes moleculares esparcidas sobre el borde de la supercáscara. Adoptando para GSH 117.8+1.5-35, una distancia de 2 kpc, la masa total barrida es  $M_{\text{casc}} = (8 \pm 4) \times 10^5 M_\odot$ , lo cual es consistente con el valor estimado por Moor & Kiss (2005) de  $7.5 \times 10^5 M_\odot$ . Así, la energía cinética de la supercáscara es  $E_c = (2 \pm 1) \times 10^{51} \text{ erg}$ .

El modelo teórico de Weaver et al. (1977) estima que la eficiencia de conversión de la energía mecánica de los vientos  $E_M$  en energía cinética de la supercáscara  $E_c$  es aproximadamente un 20%. Esto implica que las estrellas de alta masa deberían haber estado actuando durante al menos  $8 \times 10^6$  años para crear la supercáscara. Este tiempo es mayor que el tiempo de vida medio de las estrellas de tipo espectral O y sugiere que las estrellas de alta masa de Cas OB5 no pudieron, solamente a través de sus vientos, haber generado la supercáscara y otras fuentes de inyección de energía deberían ser consideradas. Fich (1986) sugirió que los remanentes de supernova ubicados dentro de la supercáscara podrían haber participado activamente en su expansión. De los cuatro RSN ubicados en el área, G114.3+0.3 está ubicado fuera de la supercáscara de HI y además está ubicado a una distancia de  $\sim 700 \text{ pc}$  (Yar-Uyaniker, Uyaniker & Kothes 2004). Tycho se halla a unos 2.4 kpc (Lee, Koo & Tatematsu 2004), pero es un RSN joven ( $\sim 500$  años) y no pudo haber contribuido a la energía cinética de la cáscara. G114.3+0.3 y CTB1 están ubicados a una distancia de  $\sim 1.6 \text{ kpc}$  (Yar-Uyaniker et al. 2004). Así, suponiendo que existen dos RSNs posiblemente asociados a la supercáscara y que cada uno contribuye con  $10^{51} \text{ erg}$ , luego las estrellas masivas deberían haber actuado al menos  $5 \times 10^6$  años, lo cual es consistente con la edad dinámica estimada para la supercáscara.

Toda la evidencia presentada anteriormente sugiere que Sh2-173 es parte de un sistema jerárquico de tres generaciones. Los miembros de la asociación Cas OB5 habrían formado la supercáscara GSH 117.8+1.5-35, cuya expansión habría iniciado la formación de la región HII Sh2-173 entre otras, la cual a su vez está disparando la formación de nuevas estrellas en el material molecular circundante. El hecho de que Sh2-173 sea una de las numerosas regiones jóvenes HII ubicadas sobre el borde de la supercáscara. (ver Fig. 8.12) refuerza esta conclusión. Por ejemplo, Roger et al. (2004) estimaron una edad de  $(2.5 - 5) \times 10^5$  años para Sh2-170 y Kothes & Kerton (2002) determinaron que Sh2-168 es una joven región HII compacta.

El estudio de regiones de formación estelar en la periferia de las grandes estructuras en expansión, como son las supercáscaras, permite contrastar los modelos de formación estelar secuencial. Dado que las supercáscaras son, en general, estructuras más bien viejas, del orden de  $10^6$ - $10^7$  años, han tenido tiempo suficiente para formar estrellas de alta masa en sus bordes, las cuales a su vez pueden poseer su región HII asociada cuya expansión puede estar originando una tercera generación de estrellas.

## 8.6. Resumen

La región HII Sh2-173 ha sido analizada con el propósito de estudiar los fenómenos que tienen lugar durante la interacción entre las estrellas de alta masa y el medio interestelar, en particular la posible formación de nuevas estrellas que dicha interacción puede conllevar. Se estimaron los parámetros del gas ionizado asociado a la región HII a partir de la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz. Se detectó una cavidad de HI asociada a Sh2-173. La distribución de la emisión en el infrarrojo medio a  $8.3 \mu\text{m}$  muestra la presencia de una PDR que bordea la parte más brillante de la región HII. Se detectó material molecular asociado a Sh2-173 en un rango de velocidades comprendido entre  $-27.4$  y  $-40.6 \text{ km s}^{-1}$ . Aplicando diferentes criterios de colores se encontraron 46 candidatos a YSOs en la vecindad de Sh2-173, la mayoría de ellos proyectados sobre la emisión molecular.

Un análisis de la distribución a gran escala del HI muestra que Sh2-173 está ubicada en el borde de la supercáscara GSH 117.8+1.5-35 junto con otras regiones HII. Este resultado sugiere que Sh2-173 podría ser parte de un sistema jerárquico de tres generaciones. En este contexto, se estimaron edades dinámicas para Sh2-173 y para GSH 117.8+1.5-35 de aproximadamente  $(0.5-1.0) \times 10^6$  años y  $(4-6) \times 10^6$  años, respectivamente. La diferencia de edades obtenida para ambos objetos junto con su posición relativa, sugiere que las estrellas excitatrices de Sh2-173 pudieron haber sido originadas por la expansión de GSH 117.8+1.5-35 en el material molecular que rodeaba a la supercáscara.



## Capítulo 9

# Estudio en radio e infrarrojo del RSN TeV RX J1713.7-3946 (G347.3-0.5)

Los resultados presentados en este capítulo se publicaron en la revista *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 505, pág. 157, año 2009, bajo el título: “A joint spectro-imaging analysis of the XMM-Newton and HESS observations of the supernova remnant RX J1713.7-3946”.

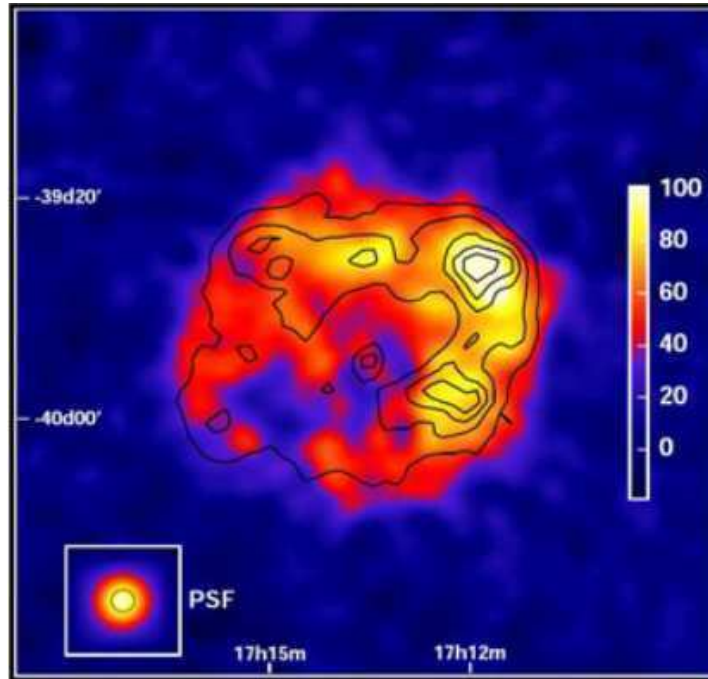
### 9.1. Introducción

RX J1713.7-3946 (también conocido como G347.3-0.5) es el RSN de tipo cáscara más brillante en rayos  $\gamma$  descubierto hasta el presente, por ello, es un excelente candidato para estudiar el origen de la emisión a altas energías asociada a un RSN. En este capítulo se presenta un estudio multi-longitud de onda de RX J1713.7-3946, realizado en colaboración con investigadores del Service d’Astrophysique, DAPNIA, CEA, Saclay (Francia) con el propósito de discernir el origen de la emisión a altas energías observada en dicho remanente. Mi contribución en este trabajo consistió en el estudio de la emisión en el otro extremo del espectro, en el rango de radio e infrarrojo.

Teniendo en cuenta que hasta el presente no existe ninguna evidencia observacional concluyente respecto del origen de la emisión TeV detectada en RX J1713.7-3946, este estudio multifrecuencia aporta nueva evidencia tendiente a identificar el mecanismo responsable de la emisión a altas energías presente en dicho remanente.

RX J1713.7-3946 fue descubierto en rayos X con el ROSAT All-Sky Survey (Pfeffermann & Aschenbach 1996). Posteriormente, a partir de una comparación entre densidades de columna estimada a partir de observaciones en rayos X y del HI (Cassam-Chenaï et al. 2004), así como de observaciones del gas molecular (Fukui et al. 2003) se estableció para este RSN, una distancia aproximada de 1 kpc. RX J1713.7-3946 es un remanente de tipo cáscara de  $\sim 70'$  en diámetro ( $\sim 20$  pc a 1 kpc) que presenta la emisión más brillante hacia la región Noroeste.

La región difusa de mayor intensidad del RSN ubicada hacia el Noroeste según las observaciones



**Figura 9.1:** Emisión en rayos gamma de RX J1713.7-3946 obtenida con el telescopio H.E.S.S. Los contornos negros representan la emisión en rayos X obtenida con ASCA.

realizadas con *ROSAT* y *ASCA*, es resuelta, por medio de observaciones de alta resolución angular realizadas con el telescopio espacial *Chandra*, en dos arcos brillantes superpuestos a una emisión difusa menos intensa .

RX J1713.7-3946 se encuentra en una compleja zona del cielo colindante con nubes moleculares ubicadas hacia la región más brillante del remanente (Moriguchi et al. 2005). Además la parte Oeste del RSN se observa en superposición con un complejo de regiones HII lejanas.

Con las observaciones de *Chandra* se descubrieron dos fuentes puntuales en el interior del RSN identificadas como: 1WGA J1714.4-3945 que se trata posiblemente de una estrella (Pfeffermann & Aschenbach 1996) y 1WGA J1713.4-3949 ubicada casi en el centro de RX J1713.7-3946, que no posee emisión óptica asociada y según Slane et al. (1999) es la fuente candidata a ser la estrella de neutrones relacionada con el remanente.

En rayos X la emisión está dominada por el continuo no térmico y hasta el presente no se han observado líneas de emisión (Koyama et al. 1997; Slane et al. 1999; Pannuti et al. 2003; Cassam-Chenaï et al. 2004). Estudios llevados a cabo por Cassam-Chenaï et al. (2004) y por Hiraga et al. (2005) con *XMM-Newton* mostraron una variación aproximada de 1.9 a 2.6 en el índice de fotones del remanente. Además, en dichos trabajos, se observó una correlación entre el flujo en rayos X y el índice de fotones en cada una de las regiones consideradas.

RX J1713.7-3946 presenta emisión débil en el continuo de radio. La primera imagen en radio fue presentada por Slane et al. (1999), a partir de observaciones a 843 MHz obtenidas con el MOST (Molonglo Observatory Synthesis Telescope). Posteriormente Ellison et al. (2001) y Lazendic et al. (2004), presentaron imágenes del remanente en el continuo de radio a 1.4 y 2.5 GHz obtenidas con el

ATCA (Australia Telescope Compact Array). En esas frecuencias, el RSN aparece como una nebulosa tenue con emisión difusa y numerosos filamentos, de los cuales los más brillantes son dos arcos ubicados hacia el Noroeste del mismo, que coinciden con las zonas más brillantes observadas en rayos X. Estos arcos se hallan muy cerca, en el plano del cielo, de la región HII G347.611+0.204, ubicada a una distancia  $\sim 6.6$  kpc (Russeil 2003; Conti & Crowther 2004), lo cual dificulta una determinación precisa del borde Oeste del RSN. Hacia el centro del RSN se observa una débil estructura en forma de anillo de aproximadamente  $30'$  de diámetro. Lazendic et al. (2004) estimaron el flujo a 1.4 GHz de la región Noroeste del RSN en  $\sim (6.7 \pm 2.0)$  Jy. Posteriormente Aharonian et al. (2006) estimaron la densidad de flujo total del remanente suponiendo que el flujo en la región noroeste correspondía a la mitad del valor del flujo total del remanente. Como puede verse, la determinación del flujo de RX J1713.7-3946 es aún un problema pendiente. Esto se debe al débil brillo intrínseco que presenta esta fuente, en particular en su mitad Este, a la limitada cantidad de datos disponibles en radio y a la posible superposición de la radiación sincrotrón asociada al RSN con la emisión térmica originada en regiones HII cercanas.

RX J1713.7-3946 también fue detectado a energías del orden de los TeV con el telescopio CANGAROO (Muraishi et al. 2000; Enomoto et al. 2002); pero no fue sino hasta su detección con el telescopio Cherenkov H.E.S.S. que se logró la primera imagen en rayos  $\gamma$  con buena resolución angular de la fuente (Aharonian et al. 2004). La morfología a gran escala del RSN en rayos  $\gamma$ , es muy similar a la observada en rayos X. En particular, se aprecia una notable coincidencia de las zonas más brillantes ubicadas en el Noroeste de la fuente. Debido a la buena resolución espacial de los telescopios H.E.S.S. ( $\sim 0.1^\circ$ ) ha sido posible realizar un estudio espectral detallado del remanente (Aharonian et al. 2006). En dicho estudio, no se encontró evidencia de variación del índice de fotones en el remanente, tampoco encontraron correlación entre el flujo y el índice de fotones en los rayos  $\gamma$ .

Respecto del mecanismo responsable de la emisión a altas energías observado en este remanente, hasta el presente no existen resultados concluyentes. A partir de un estudio basado en modelos de emisión multifrecuencia Ellison et al. (2001) concluyeron que el mecanismo responsable de la producción de emisión TeV en RX J1713.7-3946 sería Compton inverso, a pesar de que dicho resultado requiere de valores extremadamente bajos para los campos magnéticos. Posteriormente, Enomoto et al. (2002) sugirieron que la emisión TeV en el remanente provenía del decaimiento de piones neutros (modelo hadrónico), lo cual implicaba una densidad de partículas más alta que la observada en el interior del RSN en el trabajo de Slane et al. (1999). En este caso, la emisión TeV debería ser producida en regiones externas al RSN, más allá de su frente de choque. Además, la densidad estimada por Enomoto et al. (2002) para ajustar correctamente su modelo hadrónico, sólo era posible de hallar en el interior de una nube molecular cercana. Fukui et al. (2003), Cassam-Chenaï et al. (2004) y Moriguchi et al. (2005) demostraron la interacción de RX J1713.7-3946 con un complejo de nubes moleculares ubicado hacia el Oeste. Sin embargo, los modelos hadrónicos de Enomoto et al. (2002) son inconsistentes con las observaciones EGRET (Butt et al. 2001; Reimer & Pohl 2002). Los trabajos de Uchiyama et al. (2003) y Pannuti et al. (2003) descartan el mecanismo de Compton inverso debido a que se requieren factores de llenado de campos magnéticos extremadamente bajos. Finalmente, Lazendic et al. (2004) mostraron que los modelos sincrotrón/Compton inverso no pueden ser descartados si se considera la posibilidad de campos magnéticos espacialmente inhomogéneos e intensos sólo en pequeñas regiones. Sus observaciones requieren campos magnéticos de  $\sim 15 \mu\text{G}$  ocupando  $\sim 1\%$  del volumen de los electrones relativistas que emiten en Compton inverso. Concluyen que tanto el modelo leptónico como el hadrónico poseen dificultades. El Compton inverso requiere de un factor de llenado del campo magnético extremadamente pequeño, en tanto que el decaimiento del pión requiere de densidades ambientes extremadamente altas.

En este capítulo se presenta una estimación de la densidad de flujo total del remanente RX J1713.7-



3946 en el continuo de radio a 1.4 GHz.

## 9.2. Datos observacionales

Mi contribución en este proyecto fue la producción de imágenes en la banda de radio e infrarrojo.

- **Radio:** en este trabajo se re-analizaron las imágenes en el continuo de radio a 1.4 GHz con ATCA, obtenidas del trabajo de Lazendic et al. (2004). La resolución angular es  $\sim 46''$ . Se emplearon también datos en el continuo de radio a 1.4 GHz obtenidos del relevamiento en el continuo de radio del Hemisferio Sur Celeste (Testori et al. 2001) del IAR, cuya resolución angular es  $\sim 35.4'$ . Además se emplearon datos de la línea del hidrógeno neutro obtenidos del relevamiento Southern Galactic Plane Survey, que posee una resolución angular de  $1'$  y una resolución en velocidades de  $\sim 0.82 \text{ km s}^{-1}$ .
- **Infrarrojo:** se emplearon datos del GLIMPSE adquiridos con el Telescopio Espacial *Spitzer*-IRAC en las bandas 3.6, 4.5, 5.8 y  $8\mu\text{m}$ .
- **Nuevas observaciones en radio:** en este trabajo se presenta la primera imagen del RSN RX J1713.7-3946 en el continuo de radio a 327 MHz. Las observaciones fueron llevadas a cabo con el radio interferómetro de la India GMRT, en marzo de 2009 y calibradas y analizadas por el autor y las Dras. Elsa Giacani y Gabriela Castelletti.

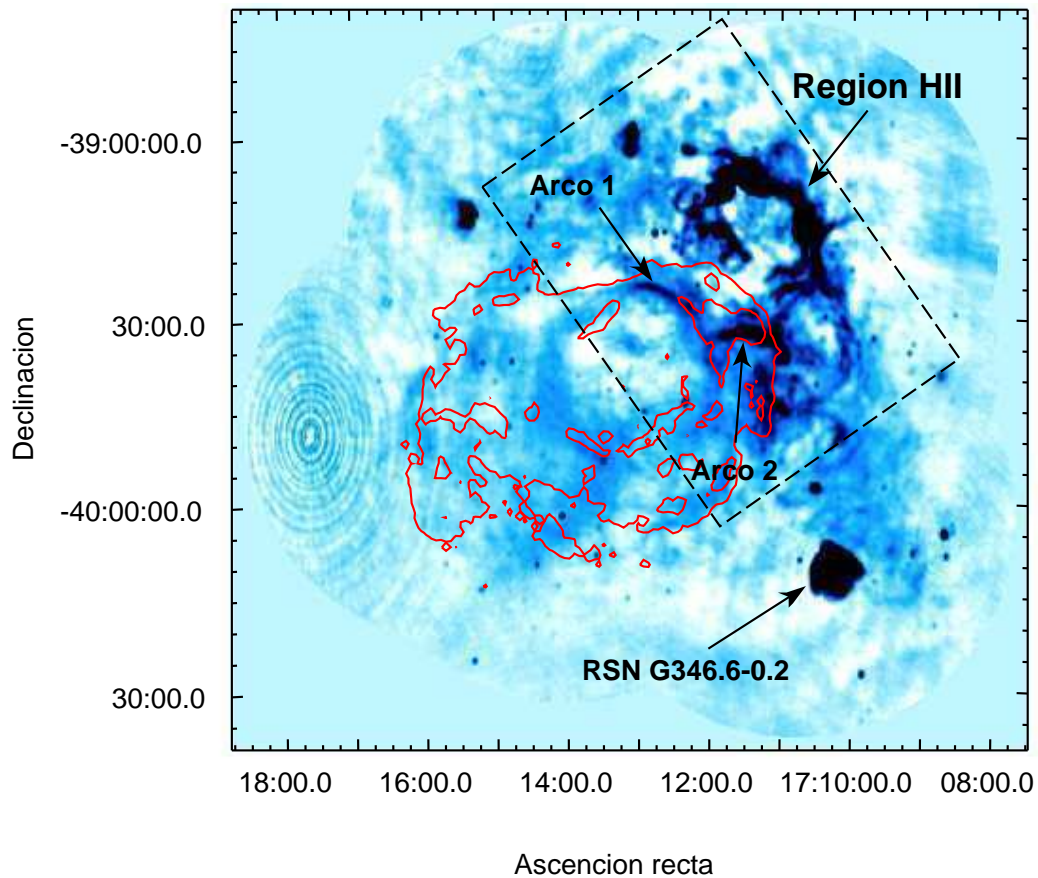
## 9.3. Estimación del flujo a 1.4 GHz de RX J1713.7-3946

En esta sección se presenta una estimación del flujo en el continuo de radio a 1.4 GHz para RX J1713.7-3946.

La Fig. 9.2 presenta una imagen de RX J1713.7-3946 en el continuo de radio a 1.4 GHz (Lazendic et al. 2004). La similitud morfológica entre la emisión en la banda de radio y las bandas de rayos X, en particular hacia la zona Noroeste del RSN, sugiere que la misma población de electrones podría ser la responsable de la emisión sincrotrón en ambas bandas.

Una estimación precisa de la densidad de flujo total del RSN en el continuo de radio es crucial en el estudio de los mecanismos responsables de la emisión a altas energías. En este trabajo, se re-analizaron las imágenes de mejor resolución disponibles en el continuo de radio a 1.4 GHz (Lazendic et al. 2004), con el propósito de realizar la primera medición “directa” de la densidad de flujo total de RX J1713.7-3946. A esta frecuencia, el interferómetro ATCA recobra la densidad de flujo exacta para estructuras menores a  $25'$  en tamaño. Por este motivo, para recuperar la información de estructuras de mayor tamaño, se requiere la combinación de la imagen interferométrica con otra obtenida a la misma frecuencia usando un telescopio de disco simple. A tal fin, se revisó una imagen de la región perteneciente al relevamiento en continuo de radio a 1.4 GHz realizado con la antena de disco simple del IAR (Testori et al. 2001). Sin embargo, para estos datos no fue posible obtener una buena imagen final debido al hecho de que el anillo de superposición de los datos interferométricos y de la antena simple, en el plano uv, resultó ser insuficiente. De esta manera, se optó por emplear ambas imágenes por separado para así obtener cotas en la determinación del flujo del RSN en el continuo de radio a 1.4 GHz. En primer lugar, a partir de la imagen de disco simple a 1.4 GHz se estimó la densidad de flujo total a partir del área delimitada por la emisión externa del RSN en rayos X obtenida de las

observaciones del *XMM-Newton*, pues la baja resolución de la imagen en radio no permite distinguir ningún rasgo característico del RSN. Esta estimación provee una cota superior para la densidad de flujo de RX J1713.7-3946, de aproximadamente 26 Jy con una incerteza del 10%. La incerteza incluye errores en la elección de la emisión del fondo.

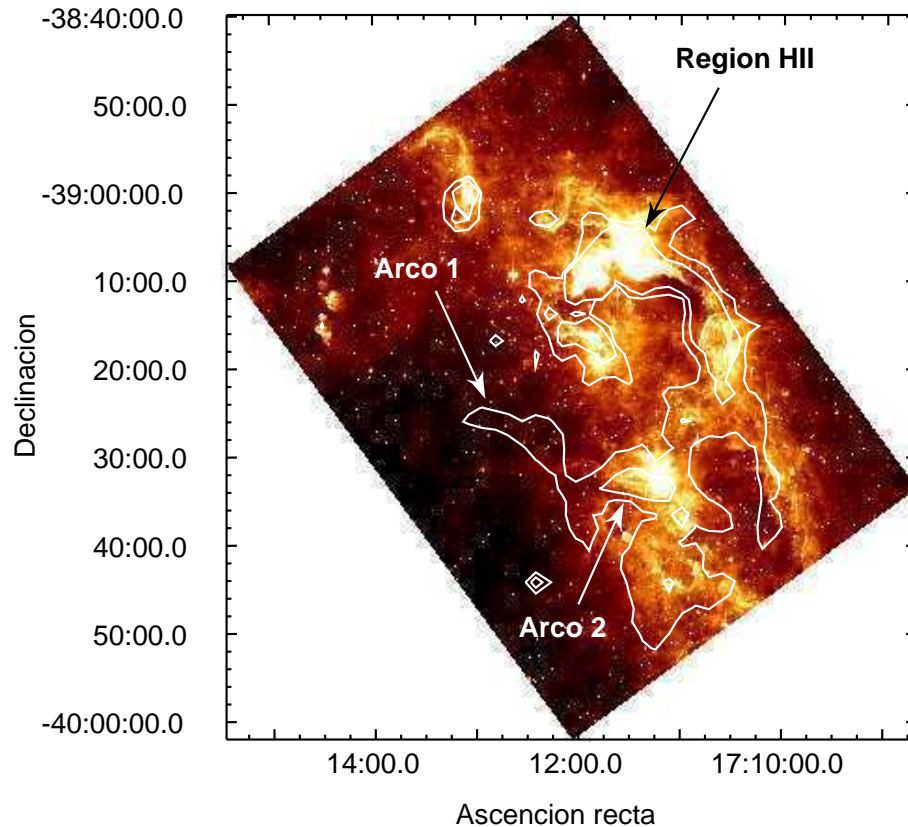


**Figura 9.2:** Distribución de la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz (Lazendic et al. 2004) del RSN RX J1713.7-3946 obtenida con el radiointerferómetro ATCA. El contorno rojo representa el borde externo de la emisión en rayos X en la banda 0.5-4.5 keV obtenida con el *XMM-Newton*. El rectángulo resalta la región analizada en el infrarrojo medio a  $8\mu\text{m}$ .

Por otro lado, se estimó un valor del flujo del continuo de radio a 1.4 GHz a partir de la imagen interferométrica obtenida con ATCA. En primer lugar, debe tenerse en cuenta que la región Noroeste de RX J1713.7-3946 contribuye, sin lugar a dudas, en un gran porcentaje al flujo total del remanente. Por ello, es crucial determinar si el “Arco 2” (ver Fig. 9.2) que se encuentra superpuesto en la línea de vista con emisión térmica de la región HII G347.611+0.204, pertenece efectivamente al remanente en cuestión. En otras palabras, resulta de fundamental importancia, discernir entre la naturaleza térmica y no térmica de dicha estructura en la determinación del flujo del remanente. Además la morfología del “Arco 2”, perpendicular al frente de choque del RSN, sugiere la posibilidad de que dicha estructura no esté asociada a RX J1713.7-3946.

Con el propósito de investigar la conexión del “Arco 2” con el RSN, se emplearon observaciones en distintas bandas del infrarrojo. La Fig. 9.3 muestra la distribución de emisión en el infrarrojo medio del *Spitzer-IRAC* a  $8\mu\text{m}$  en la dirección de RX J1713.7-3946, en donde se aprecia la ubicación de los

dos arcos más brillantes del RSN respecto de la distribución de la emisión térmica correspondiente al plano Galáctico entre la que se encuentra la región HII G347.611+0.204.



**Figura 9.3:** Distribución de la emisión infrarroja en  $8\mu\text{m}$  hacia la región Noroeste del RSN RX J1713.7-3946. Los contornos representan la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz.

La importancia de este estudio reside en el hecho de que esta banda está asociada principalmente a la emisión térmica de los pequeños granos de polvo interestelar y a los hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAHs), ambos componentes generalmente presentes en la periferia de las regiones HII.

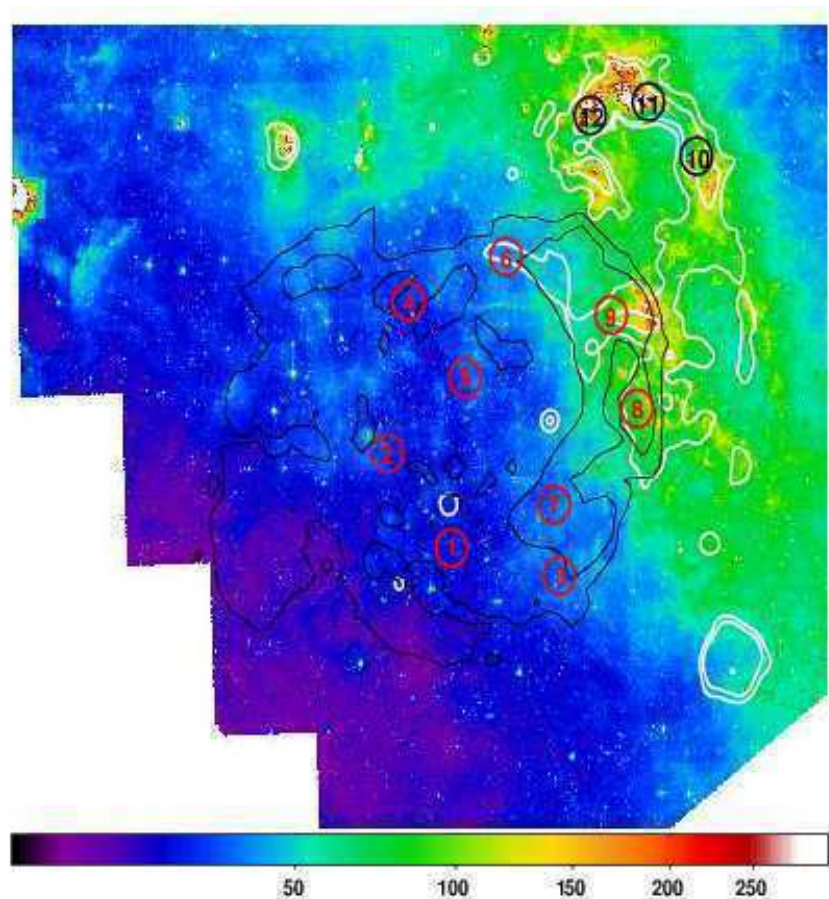
En la Fig. 9.3, la emisión más brillante corresponde a la posición de la región HII G347.611+0.204, también se observa la ausencia de emisión en la zona del RSN. De hecho, se aprecia un mínimo en la emisión a  $8\mu\text{m}$  en la región correspondiente al remanente. En particular, se observa la buena correlación morfológica entre el “Arco 2” observado en el continuo de radio a 1.4 GHz y una estructura filamentaria presente en la distribución de la emisión a  $8\mu\text{m}$ . Esta correspondencia sugiere un origen térmico para la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz del mencionado “Arco 2”. Por otro lado, puede verse como la emisión en continuo de radio asociada al “Arco 1” no posee emisión infrarroja a  $8\mu\text{m}$  significativa asociada.

Para investigar con mayor detalle la naturaleza del “Arco 2” se aplicó el criterio de color-color propuesto en el trabajo de Reach et al. (2006) basado en las bandas 3.6, 4.5, 5.8 y  $8\mu\text{m}$  del *Spitzer*-IRAC que permite discernir entre los diferentes mecanismos posibles de emisión infrarroja. La única posibilidad de que la emisión a  $8\mu\text{m}$  observada en la región del “Arco 2” esté asociada al RSN, es decir sea emisión no-térmica, es que dicha emisión corresponda a radiación sincrotrón en las bandas

del infrarrojo, un origen poco usual en los RSNs.

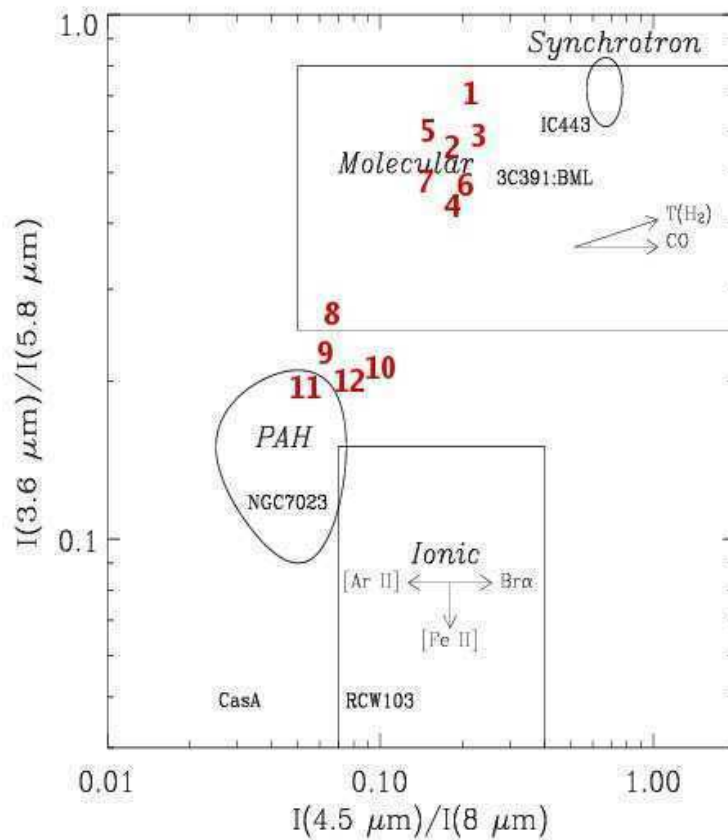
En la Fig. 9.4 se presenta la distribución de la emisión infrarroja a  $8\mu\text{m}$  extendida a toda la región ocupada por el RSN RX J1713.7-3946. Los contornos negros representan los límites en la emisión en rayos X de las observaciones realizadas con *XMM-Newton* y las regiones señaladas con números corresponden a las zonas analizadas con el criterio de color-color anteriormente citado. Las regiones fueron elegidas con el propósito de estudiar posibles diferencias en la emisión infrarroja entre las zonas de la región HII G347.611+0.204 y del RSN y a partir de ello observar el comportamiento de la emisión infrarroja asociada al “Arco 2” (“zona” 9).

De la aplicación del criterio se encontró que el “Arco 2” posee características de color compatibles con un origen asociado a los PAHs (ver Fig. 9.5). Estas macromoléculas suelen ser completamente disociadas en las cercanías de los RSNs. Por otro lado, no se detectó evidencia de emisión sincrotrón en las bandas del infrarrojo en ninguna de las regiones analizadas. Este resultado sugiere que el “Arco 2” está muy probablemente asociado a la emisión térmica de la región HII G347.611+0.204 ubicada más allá del RSN ( $\sim 6.6$  kpc), que se superpone en la línea de vista a la emisión de RX J1713.7-3946.



**Figura 9.4:** Distribución de la emisión a  $8\mu\text{m}$  en la región de RX J1713.7-3946 y su entorno. El contorno negro corresponde al borde externo de la emisión en rayos X observada con el *XMM-Newton*. Los contornos blancos en 0.01, 0.03, 0.04 y 0.06 Jy representan la emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz. Las regiones numeradas corresponden a las zonas analizadas según el criterio de color-color de Reach et al. (2006).

Para estimar la distancia al “Arco 2” y confirmar el resultado del análisis anterior se aplicaron

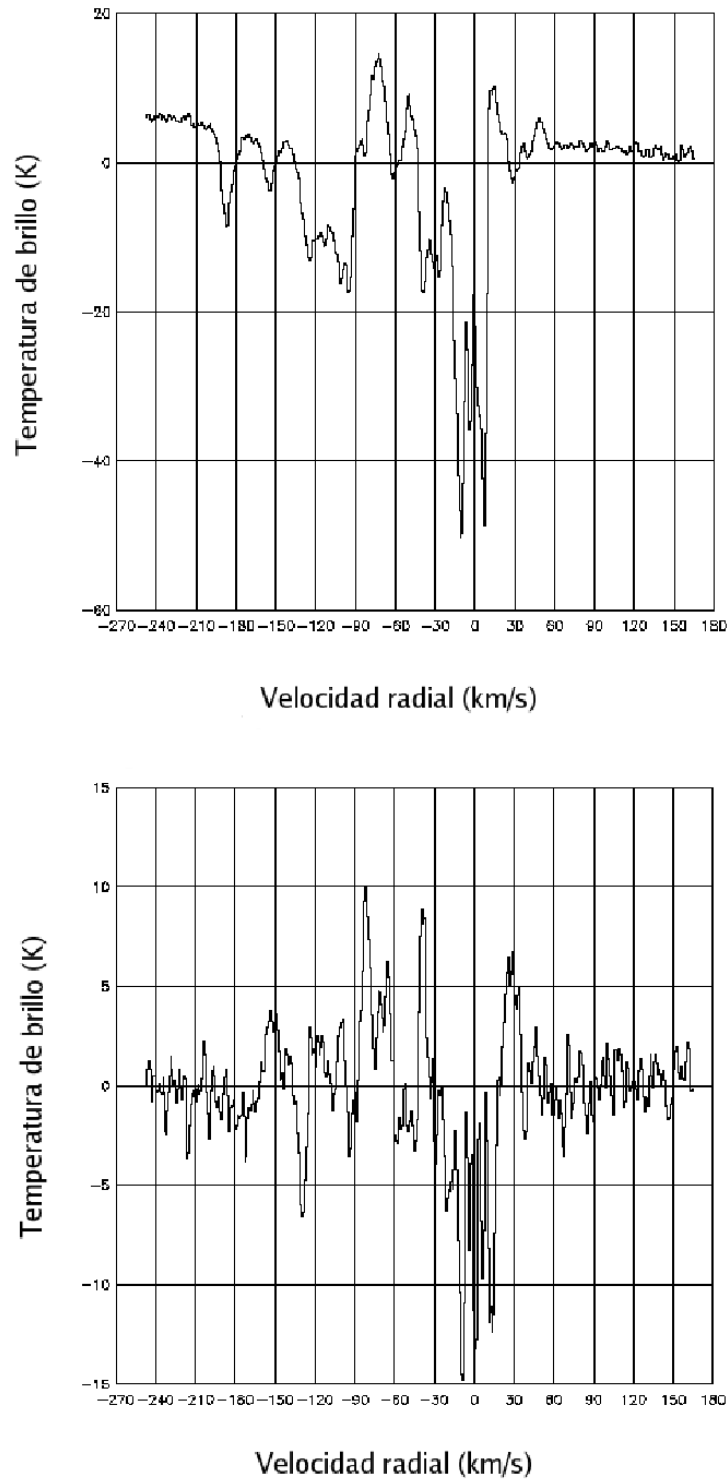


**Figura 9.5:** Diagrama color-color extraído del trabajo de Reach et al. (2006) en el que se presentan las distintas regiones asociadas a los diferentes mecanismos posibles de emisión infrarroja. Los números corresponden a las zonas señaladas en la Fig. 9.4 e indican el tipo de emisión asociada con cada región.

técnicas de absorción a partir de observaciones del HI en la región. Las observaciones del HI fueron obtenidas del relevamiento Southern Galactic Plane Survey. La Fig. 9.6 muestra los perfiles de absorción obtenidos sobre el “Arco 2” (*abajo*) y sobre la región HII G347.611+0.204 (*arriba*), considerando un modelo plano de rotación Galáctica (Brand & Blitz 1993) y adoptando un radio solar  $R_{\odot} = 7.6 \pm 0.3$  kpc y una velocidad tangencial  $\Theta_{\odot} = 214 \pm 7$  km s $^{-1}$ . Se consideraron sólo aquellos mínimos de absorción mayores, en módulo, que  $3\sigma \sim 5K$ . El perfil asociado al “Arco 2” es claramente más ruidoso debido a la menor intensidad de su emisión en el continuo de radio a 1.4 GHz.

En ambos perfiles se observan mínimos en torno a los 0 km s $^{-1}$  que corresponden a la absorción producida por el gas local. Por otro lado, la absorción más lejana que se observa en ambos perfiles se produce a los  $\sim -130$  km s $^{-1}$ , velocidad que, según el modelo de rotación Galáctica considerado, corresponde a dos distancias (debido a la ambigüedad que presenta este cuadrante), una distancia cercana que corresponde a  $\sim 6.7$  kpc y otra lejana a  $\sim 9.5$  kpc. En cualquier caso, este resultado ubica al “Arco 2” más allá del RSN y posiblemente a la misma distancia que la región HII G347.611+0.204.

Teniendo en cuenta los resultados anteriores, se estimó la densidad de flujo del RSN a partir de la imagen interferométrica de Lazendic et al. (2004). Utilizando el mismo criterio que con la ima-



**Figura 9.6:** *Arriba:* Perfil de absorción de HI hacia la región HII G347.611+0.204. *Abajo:* Perfil de absorción de HI hacia el "Arco 2". En ambos casos se consideraron sólo aquellos mínimos más allá de los  $3\sigma \sim 5$  K.

gen de disco simple, se empleó el contorno externo de la nueva imagen en rayos X obtenida con el *XMM-Newton* para definir los límites de RX J1713.7-3946. En este caso, como la estructura máxima recuperable en valor de flujo es  $25'$ , se corrigió “a mano” sumando la densidad de flujo mínima requerida para completar los negativos presentes en la imagen. El ruido de la imagen es aproximadamente  $0.7 \text{ mJy/beam}$  y el valor constante sumado para completar el flujo de las regiones negativas es  $1.2 \text{ mJy/beam}$ . Además se restó el flujo correspondiente a todas las fuentes puntuales de la región (de origen extragaláctico y/o regiones HII compactas) superpuestas a la emisión del RSN. Tales correcciones corresponden a  $\sim 1\%$  de la densidad de flujo total estimada. Finalmente, se restó el flujo correspondiente al “Arco 2” ( $\sim 1.5 \text{ Jy}$ ) debido a que dicha estructura no está relacionada con el RSN. De esta forma, se obtuvo una cota inferior en la densidad de flujo total de aproximadamente  $22 \text{ Jy}$ . Se concluye así, que la densidad de flujo de RX J1713.7-3946 en el continuo de radio a  $1.4\text{GHz}$  se encuentra entre  $22$  y  $26 \text{ Jy}$ .

#### 9.4. Breve discusión sobre la implicancia del nuevo valor de flujo a $1.4\text{GHz}$

En esta sección se describe brevemente la incidencia que las nuevas estimaciones del flujo en el continuo de radio y en rayos X tendrían en los últimos modelos de aceleración de partículas.

La densidad de flujo en el continuo de radio a  $1.4 \text{ GHz}$  que se derivó en este estudio para todo el remanente ( $22 \text{ Jy} \leq S \leq 26 \text{ Jy}$ ), es significativamente mayor que las densidades de flujo publicadas previamente.

En rayos X, la contribución de la región Noroeste equivale a  $\sim 20\%$  del flujo total en la banda de energía  $0.5\text{-}4.5 \text{ keV}$ . Si la relación de emisión sincrotrón en rayos X y en radio es más o menos constante a lo largo del remanente, el flujo en radio esperado para todo el remanente sería del orden de  $26 \text{ Jy}$  (Acero et al. 2009), lo cual es compatible con nuestra estimación.

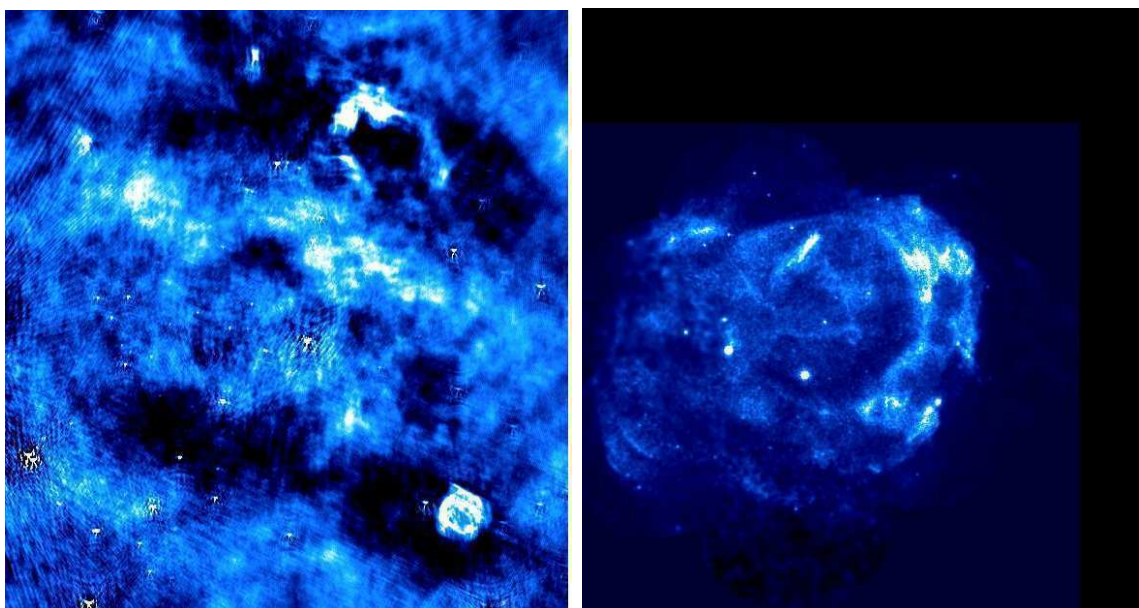
Tanaka et al. (2008) realizaron un estudio de la emisión no térmica del RSN RX J1713.7-3946 con el satélite de rayos X *Suzaku*. A partir de los espectros de la banda de rayos X, los autores encontraron que en la región de producción de emisión sincrotrón se da una rápida variabilidad en la emisión de rayos X lo cual implica valores medios de campo magnético del orden de los  $100 \mu\text{G}$ . Este elevado valor de campo magnético va en contra del modelo leptónico que requiere valores de campo magnético cercanos a los  $10 \mu\text{G}$ . Formalmente se podría sugerir que la emisión  $\gamma$  es producida por el mecanismo de Compton inverso en regiones de baja intensidad de campo magnético, lo cual implicaría inhomogeneidades en la distribución del campo. Sin embargo, la excelente correlación entre las emisiones X y  $\gamma$  observadas en este remanente, sugiere una distribución de campo magnético altamente homogénea. Así, según Tanaka et al. (2008) la producción de emisión  $\gamma$  en este remanente a través del Compton inverso, se convierte en un proceso extremadamente ineficiente, favoreciéndose el modelo hadrónico.

Por otro lado, la emisión en rayos X observada en RX J1713.7-3946 es compatible con modelos de emisión sincrotrón producida por electrones acelerados en un campo magnético del orden de los  $100 \mu\text{G}$  (Tanaka et al. 2008) y que consideran mecanismos hadrónicos para la emisión  $\gamma$ . Sin embargo, dichos modelos predicen una densidad de flujo para el continuo de radio a  $1.4 \text{ GHz}$  de aproximadamente  $34 \text{ Jy}$ , un valor muy superior a los  $6.7 \text{ Jy}$  estimados por Lazendic et al. (2004) hasta ese entonces. La nueva estimación de flujo, presentada en este trabajo, tiende a reducir la diferencia entre las mediciones y las predicciones de los modelos hadrónicos presentados en Tanaka et al. (2008).

Recientemente, Zirakashvili & Aharonian (2010) presentaron nuevos modelos de emisión a altas energías basados en un detallado tratamiento numérico de los procesos de aceleración por choques difusivos no lineales. Los autores concluyen que los datos en radio, rayos X y rayos  $\gamma$  disponibles, pueden ser explicados tanto por el mecanismo leptónico como por el hadrónico. Sin embargo, la forma espectral de la emisión  $\gamma$  se reproduce mejor con los modelos hadrónicos. Finalmente, Zirakashvili & Aharonian (2010) sugieren que la emisión  $\gamma$  podría tener origen en una contribución de ambos mecanismos.

## 9.5. Primera imagen del RSN RX J1713.7-3946 a 327 MHz

En la sección anterior se mencionó la importancia de un estudio multifrecuencia del RSN RX J1713.7-3946 en la determinación del mecanismo responsable de la producción de emisión a altas energías. Estimaciones de la densidad de flujo del RSN a bajas frecuencias permitirían realizar un estudio de variaciones locales del índice espectral, lo cual posibilitaría discernir entre un origen térmico y no-térmico del “Arco 2”. Además, la obtención de flujos a bajas frecuencias de radio, junto con los datos existentes en el continuo de radio a 1.4 GHz y en rayos X permitirá estimar el valor de los campos magnéticos en la región, parámetro fundamental para la distinción de los dos posibles mecanismos de emisión a altas energías.



**Figura 9.7:** *Izquierda:* Imagen en el continuo de radio a 327 MHz del RSN RX J1713.7-3946 obtenida con el GMRT. El tamaño del haz es aproximadamente  $\sim 19'' \times 10''$ . En el borde superior derecho se observa el complejo de regiones HII mencionado en secciones anteriores y en el borde inferior derecho se ve el RSN G346.6-0.2. *Derecha:* Imagen en rayos X de RX J1713.7-3946 a idéntica escala obtenida con el XMM-Newton (mostrada por comparación).

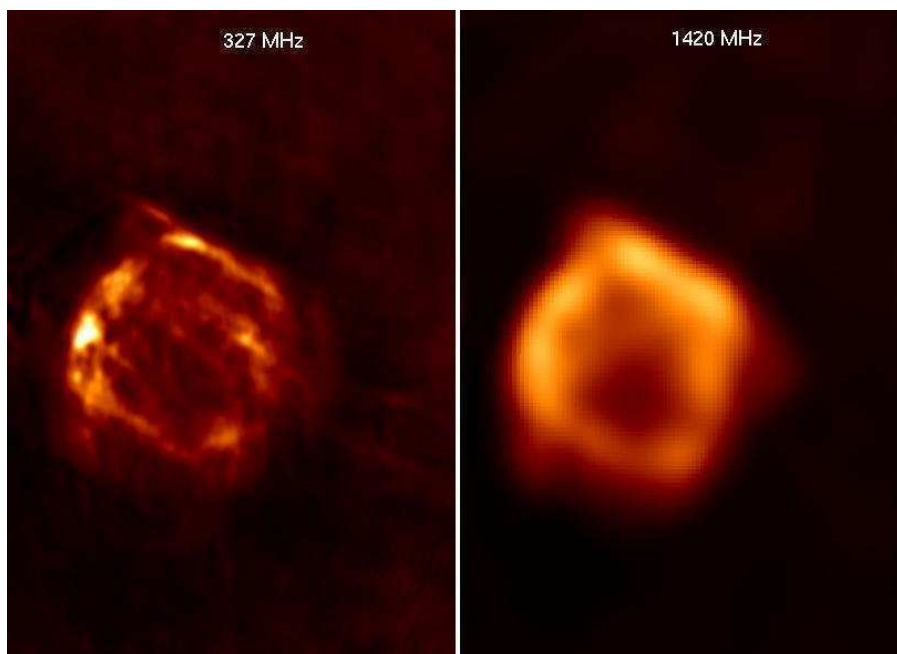
A tal fin, se realizaron observaciones de RX J1713.7-3946 en el continuo de radio a 327 MHz con el interferómetro GMRT. Después de aplicar a las observaciones los procesos de calibración habituales para los datos de bajas frecuencias de radio, la calidad de la imagen final está lamentablemente lejos de lo esperado. Si bien el tamaño del haz es el mejor obtenido en la banda de radio hasta el presente,  $\sim 19'' \times 10''$  y el ruido es bajo, la imagen presenta una pobre reconstrucción de las estructuras del RSN



RX J1713.7-3946 (ver Fig. 9.7) con muchos negativos (negro) imposibles de eliminar. Se probaron diferentes procedimientos alternativos de calibración a bajas frecuencias sin obtener ninguna mejora sustancial en la calidad de la imagen. Creemos que la pobre relación señal/ruido obtenida, con la consiguiente imposibilidad de una estimación precisa de la densidad de flujo total del RSN que esto implica, está relacionada con un insuficiente tiempo de observación debido a problemas técnicos de las antenas ocurridos durante el periodo de adquisición de datos.

La calidad de la calibración realizada de los datos del GMRT está confirmada por dos hechos:

- la excelente recuperación de fuentes puntuales en la imagen,
- la muy buena imagen obtenida para el RSN G346.6-0.2, ubicado al Sudoeste de RX J1713.7-3946 (ver Fig. 9.8). G346.6-0.2 es un RSN brillante y más pequeño por lo cual se precisa menor tiempo de observación para obtener una buena imagen del mismo.



**Figura 9.8:** *Izquierda:* Imagen del RSN G346.6-0.2 en el continuo de radio a 327 MHz obtenida a partir de nuestras observaciones. La resolución angular es  $\sim 19'' \times 10''$ . *Derecha:* Imagen en el continuo de radio a 1420 MHz obtenida de Lazendic et al. (2004). La resolución angular es  $\sim 46'' \times 36''$ .

La Fig. 9.8 muestra una imagen del RSN G346.6-0.2 en el continuo de radio a 327 MHz obtenida a partir de nuestras observaciones (*izquierda*) y una imagen en el continuo de radio a 1420 MHz (*derecha*) obtenida de Lazendic et al. (2004). Puede apreciarse la mejor calidad de la imagen a bajas frecuencias de radio que muestra en detalle la estructura filamentaria del remanente, característica que no se aprecia en la imagen a 1420 MHz.

Sin embargo, probablemente debido a que dicho RSN se halla en el borde del campo de observación y a pesar de las correcciones realizadas para soslayar dicho problema, no se logra recuperar el flujo esperado a esta frecuencia. Considerando que G346.6-0.2 posee un valor de densidad de flujo de  $\sim 8$  Jy a 1 GHz y que un valor típico para el índice espectral de los RSN es  $\alpha = -0.5$ , se esperaría un valor de la densidad de flujo de 14 Jy a 327 MHz, mientras que a partir de nuestra imagen se obtiene un

valor inferior de  $\sim 12$  Jy. Este hecho confirma que los datos con que se cuenta hasta el presente no reúnen aún la calidad suficiente para aportar resultados concluyentes a la estimación de la densidad de flujo.

## 9.6. Resumen

Se presenta una nueva estimación del flujo en el continuo de radio a 1.4 GHz para el RSN RX J1713.7-3946 y la primera imagen del RSN a bajas frecuencias en el continuo de radio a 327 MHz.

Si bien los modelos teóricos de emisión a altas energías aún no han determinado el mecanismo responsable de la emisión  $\gamma$  en este remanente, la nueva estimación del flujo presentada en este capítulo, considerablemente mayor a estimaciones previas de otros autores, refuerza la posibilidad de un origen hadrónico para la emisión TeV observada en RX J1713.7-3946.

Por otro lado, la obtención de la primera imagen de RX J1713.7-3946 a bajas frecuencias en radio, hubiera permitido aportar información novedosa para los modelos teóricos de emisión a altas energías. Sin embargo, la pobre calidad de la imagen obtenida hizo imposible cualquier estimación del flujo del RSN a 327 MHz y el estudio debe continuar con más observaciones.



## Capítulo 10

# Estudio del MIE en torno a la fuente de rayos gamma HESS J1837-069

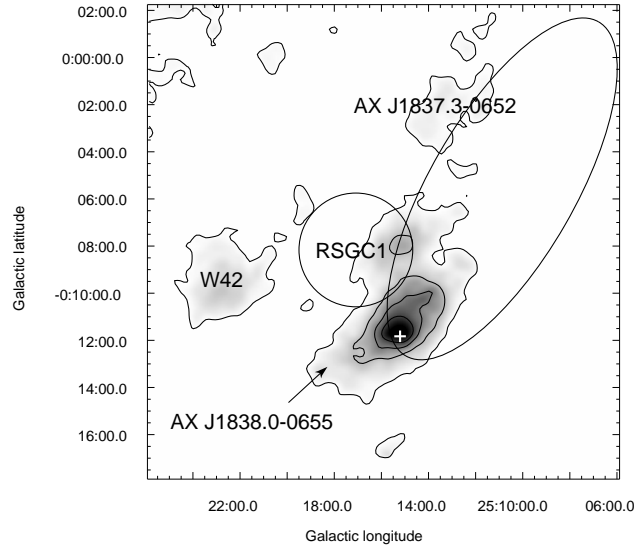
Un adelanto del trabajo descrito en este capítulo se publicó en el Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, vol 51, pág. 201, año 2008, bajo el título: “Study of the interstellar medium around the gamma-ray source HESS J1837-069”.

### 10.1. Introducción

En este capítulo se presenta un estudio del medio interestelar entorno a la fuente de rayos  $\gamma$  HESS J1837-069 basado en la transición J=1–0 del  $^{13}\text{CO}$ . Se descubrieron dos nubes moleculares en las cercanías de la fuente TeV y se estimaron los parámetros físicos del gas molecular. A partir del análisis de los espectros del  $^{13}\text{CO}$ , se encontró evidencia de gas molecular perturbado en ambas nubes. Se analiza la posible relación entre estas estructuras moleculares y la emisión a altas energías en esta región.

### 10.2. La fuente HESS J1837-069

La fuente TeV HESS J1837-069 es una de las primeras fuentes extendidas ( $\sim 7' \times 3'$  en tamaño) detectadas por H.E.S.S. Las fuentes que presentan más probabilidades de estar asociadas con dicha emisión TeV, son dos fuentes extendidas de rayos X: AX J1838.0-0655 y AX J1837.3-0652 ubicadas en proyección cerca del borde de la elongada región de emisión TeV (ver Fig. 10.1). Observaciones realizadas con *Chandra*, *INTEGRAL*, RXTE y Suzaku han revelado que AX J1838.0-0655 alberga en su interior un pulsar, PSR J1838-0655, cuyo período de rotación es de 70 ms. El objeto compacto se encuentra inmerso en una nebulosa extendida detectada en rayos X, con una dimensión aproximada de  $1' \times 1'$  y cuyas propiedades morfológicas y espectrales se asemejan a aquellas observadas en las nebulosas de viento alimentada por un pulsar (NVP; Bamba et al. 2003; Malizia et al. 2005; Gotthelf & Halpern 2008; Anada et al. 2008). Con respecto a la fuente AX J1837.3-0652, observaciones en la banda de los rayos X muestran la presencia de una nebulosa similar a la detectada en la fuente AX J1838.0-0655



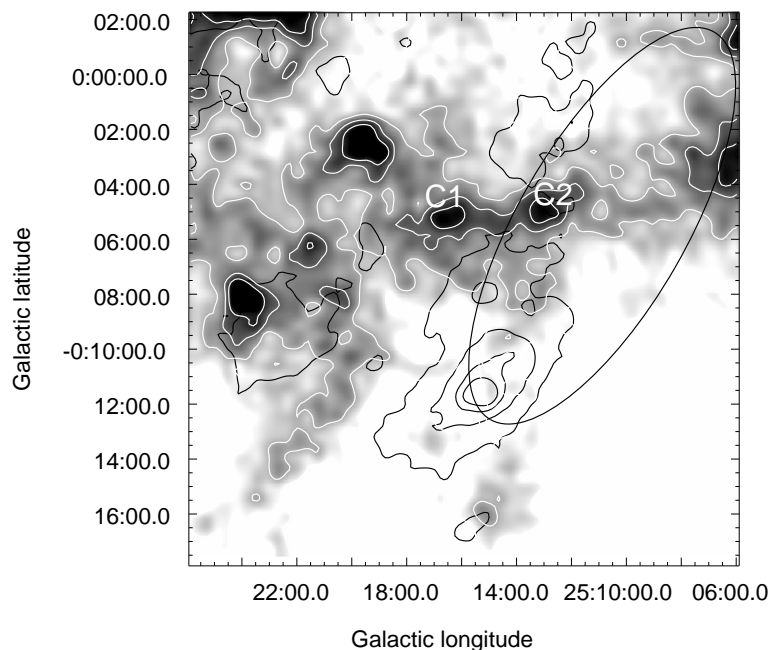
**Figura 10.1:** Las fuentes de rayos X AX J1838.0-0655 y AX J1837.3-0652 se muestran en escala de grises y contornos. La cruz blanca representa la posición del pulsar PSR J1838-0655. La extensión de la fuente HESS está indicada con la elipse negra. El círculo negro representa la posición del cúmulo de estrellas gigantes rojas (RSGC1). La región de formación estelar W42 también se indica.

pero, a diferencia de esta última, la fuente puntual ubicada en su centro presenta una intensidad muy débil (Gotthelf & Halpern; 2008). En este caso, no se detectaron pulsaciones en la fuente compacta. Estos objetos se encuentran ubicados en una región de la Galaxia muy compleja. La Fig. 10.1 muestra que AX J1838.0-0655 se encuentra adyacente al cúmulo de estrellas gigantes rojas, (RSGC1, según su sigla en inglés) ubicado a una distancia de  $\sim 6.6$  kpc (Figer et al. 2006; Davies et al. 2008) y cerca de la región de formación estelar W42 catalogada por Russeil 2003. Gotthelf & Halpern (2008) propusieron que ambas fuentes de rayos X AX J1838.0-0655 y AX J1837.3-0652 se hallan ubicadas a la misma distancia que el cúmulo RSGC1. Los autores, además sugieren que un mecanismo plausible para la emisión a energías de los TeV detectada hacia la fuente HESS J1837-069 podría ser producto del efecto Compton inverso a través de colisiones entre los fotones del medio ambiente (originados en RSGC1) y los electrones relativistas acelerados por la recientemente descubierta NVP asociada a AX J1838.0-0655. Sin embargo, otra componente posible para la emisión  $\gamma$  en cuestión, propuesta para otras fuentes de altas energías (ej. Aharonian 2001, Tian et al. 2007), podría ser el decaimiento del pión neutro producido por las colisiones inelásticas entre los protones acelerados por la NVP y el material denso del entorno. En este capítulo se presenta un estudio del medio interestelar en torno a HESS J1837-069 en busca de evidencia de material denso perturbado, a partir de un análisis de la transición  $J=1-0$  de la molécula del  $^{13}\text{CO}$ .

### 10.3. Datos y Resultados

Los datos moleculares de la línea del  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  fueron extraídos del Galactic Ring Survey. La resolución angular es  $46''$ , la resolución en velocidad es  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  y el ruido es  $\sim 0.4 \text{ K}$ . Después de una detallada inspección de la base de datos del CO sobre el rango entero de velocidades, se encontró que

el intervalo de velocidades comprendido entre 90 y 110  $\text{km s}^{-1}$  es el único que presenta gas molecular probablemente asociado con HESS J1837-069.

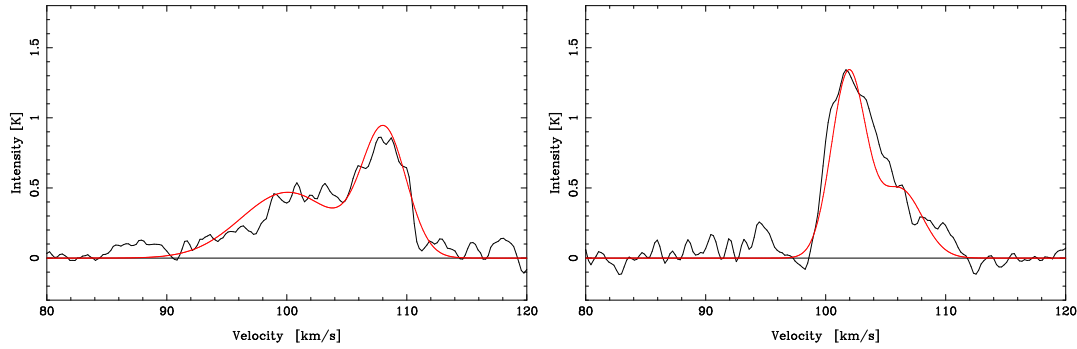


**Figura 10.2:** Distribución integrada de la emisión del  $^{13}\text{CO}$  (1-0) en el intervalo de velocidades comprendido entre 90 y 110  $\text{km s}^{-1}$ . Los contornos blancos representan la emisión a 3, 4, 6, y 8 K. Los contornos negros representan la emisión en rayos X obtenida del relevamiento *ASCA*. Las posiciones de la nube 1 y de la nube 2 están indicadas con C1 y C2, respectivamente. La extensión de la fuente HESS J1837-069 está representada con una elipse negra.

La Fig. 10.2 muestra la distribución del  $^{13}\text{CO}(1-0)$  integrada entre 90 y 110  $\text{km s}^{-1}$ . Allí pueden observarse dos condensaciones de gas molecular, nube 1 (C1) y nube 2 (C2), centradas en  $(l,b)=(25^\circ 25, 0^\circ 08)$  y  $(l,b)=(25^\circ 12, 0^\circ 08)$ , respectivamente. Estas nubes están ubicadas entre las dos fuentes de rayos X mencionadas, AX J1837.3-0652 y AX J1838.0-0655 (contornos negros) y caen sobre el borde Este de la fuente HESS. La Fig. 10.3 presenta los espectros promediados correspondientes a la emisión del  $^{13}\text{CO}(1-0)$  de la nube 1 y de la nube 2, izquierda y derecha, respectivamente. De esta figura resulta evidente la presencia de “alas espectrales” con una componente “corrida hacia el azul” en la nube 1 y una componente “corrida hacia el rojo” en el caso de la nube 2. Esta propiedad podría estar indicando movimientos turbulentos en el gas. En base a nuestras observaciones de CO, adoptando  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  como la velocidad sistémica para ambas nubes moleculares y usando el modelo de rotación Galáctica de Fich et al (1989), se obtuvieron distancias cinemáticas de  $\sim 6 \text{ kpc}$  y  $\sim 9 \text{ kpc}$ . Teniendo en cuenta la coincidencia en posición con las fuentes de rayos X, la RSG y la región de formación estelar W42, se adoptó la distancia de 6 kpc como la más probable para estas nubes moleculares.

En la Tabla 10.1 se presentan los parámetros físicos de ambas condensaciones de gas derivadas a partir de los datos de CO. En estas estimaciones se asumió equilibrio termodinámico local, un valor estándar de 10 K para la temperatura de excitación y la relación  $N(^{13}\text{CO})/N(\text{H}_2) \sim 10^5$  (Dickman et al. 1986) para la relación de abundancias entre el  $^{13}\text{CO}$  y el  $\text{H}_2$ .

Gotthelf & Halpern (2008) propusieron que el origen de la emisión a tan altas energías de la fuente



**Figura 10.3:** Espectros promediados correspondientes a la emisión del  $^{13}\text{CO}(1-0)$  de la nube 1 (*panel izquierdo*) y de la nube 2 (*panel derecho*). Se incluyen los ajustes gaussianos para resaltar las “*alas espectrales*”.

**Tabla 10.1:** Parámetros físicos de la nube 1 (C1) y de la nube 2 (C2) extraídos a partir de la línea  $^{13}\text{CO } J=1-0$ . Columna 1: Estructura molecular, Columna 2: Temperatura de brillo promedio, Columna 3: Velocidad central de la línea, Columna 4: Ancho en velocidad de la línea, Columna 5: Radio lineal de la nube, Columna 6: Densidad columnar del  $\text{H}_2$ , Columna 7: Masa total, y Columna 8: Densidad volumétrica.

	$T(^{13}\text{CO})$ [K]	$v_c$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$\Delta v$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	Radio [pc]	$N(\text{H}_2)$ [ $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ]	Masa [ $10^4 M_\odot$ ]	Densidad [ $10^2 \text{ cm}^{-3}$ ]
C1	0.8	108.1	7	10	2.6	3.9	3.2
C2	0.9	102.1	5	10	2.1	3.2	2.6

HESS proviene de los electrones acelerados de la NVP a través del mecanismo Compton inverso. Teniendo en cuenta la presencia de gas molecular perturbado en la región, se investiga si la emisión  $\gamma$  puede tener un origen hadrónico. Para ello, a partir de la ecuación 2.25 se calcula la densidad de materia que se necesitaría para explicar la emisión  $\gamma$  detectada en la región. Considerando los valores de  $E_{min}=0.2 \text{ TeV}$ ,  $\Gamma=2.27$  y  $F_\gamma(E \geq 0.2 \text{ TeV})=30.4 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  obtenidos por Aharonian et al. (2005) para esta fuente, una eficiencia de aceleración para los hadrones de 3% y una energía del RSN de  $10^{51}$  ergios, se obtuvo una densidad aproximada de  $500 \text{ cm}^{-3}$ . Dado que la mayor densidad ambiente registrada en el gas molecular de la región es  $\sim 320 \text{ cm}^{-3}$  se sugiere que el mecanismo hadrónico por sí solo no puede explicar la emisión TeV observada en la región.

## 10.4. Resumen

Se descubrieron dos nubes moleculares con signos de perturbación, posiblemente asociadas a la fuente HESS J1837-069. Se estimaron las densidades para ambas nubes en  $\sim 2.6$  y  $3.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ .

A partir del flujo catalogado en rayos  $\gamma$  para la fuente HESS, se determinó que la densidad ambiente en la zona no es suficiente para explicar, a través del mecanismo hadrónico, la emisión  $\gamma$  de HESS J1837-069. Este resultado está de acuerdo con el trabajo de Gotthelf & Halpern (2008).

# Capítulo 11

## Conclusiones

El estudio de la acción de las estrellas de alta masa y de las supernovas sobre el medio interestelar brinda información de gran importancia para la comprensión de numerosos fenómenos astrofísicos. En esta tesis se investigaron dos aspectos claves vinculados a estos objetos celestes: la formación estelar inducida por la expansión de restos de supernovas y regiones HII y el origen de la aceleración y propagación de los rayos cósmicos en sus alrededores. Este capítulo resume las principales conclusiones del estudio, así como los trabajos a futuro.

### 11.1. Formación estelar en la periferia de los RSNs y de las regiones HII

En este trabajo se estudió la formación estelar en la periferia del RSN W44 y de tres regiones HII, G034.8-0.7, G45L y Sh2-173. En todos los casos se dan condiciones favorables para iniciar el nacimiento de estrellas, ya que tanto W44 como las regiones HII estudiadas poseen en su entorno gas molecular con evidencia de interacción con choques y las nubes moleculares analizadas presentan estructura interna con densidades superiores a los  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  en algunas de sus partes. Mas aún, la búsqueda primaria de objetos enrojecidos, candidatos a protoestrellas, seleccionados por su color en el infrarrojo, mostró que existe una marcada concentración de estos objetos en zonas donde el gas molecular muestra signos de perturbación por choques.

#### 11.1.1. El RSN W44 y la región HII G034.8-0.7

En el caso del RSN W44 y la región HII colindante G034.8-0.7, se realizó un estudio detallado de dos de los objetos candidatos a objetos estelares jóvenes más interesantes de la zona. Para el primero de ellos, IRAS 18542+0114, se encontró evidencia de “outflows” moleculares y a partir de un análisis de la distribución espectral de energía se determinó que la fuente infrarroja es un objeto estelar joven de alta masa que se encuentra al final de su fase de acreción. En el caso del segundo objeto, IRAS 18544+0112, se determinó que se trata de una protoestrella más evolucionada que se encuentra en la etapa previa a la formación de una región HII ultracompacta. La edad del RSN W44 descarta la posibilidad de que pudiera haber iniciado la formación de estos objetos protoestelares. Sin embargo, estimaciones basadas en modelos dinámicos para la expansión de las regiones HII, sugieren que las observaciones y los parámetros estimados son compatibles con la posibilidad de que la región HII



G034.8-0.7 haya iniciado la formación de las fuentes IRAS.

### 11.1.2. La región HII ultracompacta G45.45+0.06

El estudio del entorno de la región HII ultracompacta G45.45+0.06 reveló la presencia de una nueva región HII más extensa (denominada G45L en este trabajo) en cuyo borde Sudeste está evolucionando G45.45+0.06. Se encontró evidencia de interacción entre G45L y el gas molecular a su alrededor con numerosas fuentes enrojecidas candidatas a objetos estelares jóvenes en su periferia. A partir de una estimación de la edad de G45L se sugiere que la expansión de dicha región HII podría haber iniciado la formación de las estrellas que ahora están generando la región HII ultracompacta G45.45+0.06.

### 11.1.3. La región HII Sh2-173

El estudio de Sh2-173 reveló que esta región HII está iniciando formación de estrellas de masa baja e intermedia en el material molecular de su periferia y que a su vez está evolucionando junto con otras regiones HII en un borde de la supercáscara de material neutro y molecular GSH 117.8+1.5-35. A partir de consideraciones morfológicas y estimaciones de edades se sugiere que Sh2-173 constituye el segundo paso de un sistema jerárquico de tres generaciones de estrellas.

### 11.1.4. Conclusiones generales y trabajos futuros

A partir de los resultados obtenidos en esta tesis se concluye que las regiones HII presentan en su periferia condiciones ambientales más propicias para la búsqueda de formación estelar que los entornos de los RSNs. Los estudios de formación estelar en torno a las regiones HII presentados en esta tesis confirman los resultados teóricos y observacionales existentes hasta el presente. Respecto al RSN W44, no existe evidencia de que dicho remanente esté iniciando formación estelar en sus bordes, pues las edades estimadas para los dos objetos estelares jóvenes IRAS 18542+0114 e IRAS 18544+0112 son mayores que la edad del RSN. De hecho, debido a que el tiempo de vida de un RSN es del orden de  $10^5$  años, es muy difícil establecer una inequívoca relación entre la expansión del frente de choque de un RSN y los objetos candidatos a protoestrellas que se formarían en su periferia. No obstante el resultado negativo encontrado en este caso, es importante continuar la búsqueda de formación estelar inducida por RSNs, ya que éstos juegan un papel muy importante en los procesos de disrupción de las nubes moleculares. Como en general es previsible que los procesos de formación estelar sean más lentos que el tiempo de vida de un RSN, hay que continuar este estudio con la búsqueda de candidatos a protoestrellas en sus etapas más tempranas de evolución en la periferia de los RSNs más viejos. Otro camino de búsqueda consiste en identificar regiones de formación estelar en los bordes de cáscaras de material gaseoso que presenten evidencia de que una explosión de supernova ha ocurrido en su interior, (como puede ser por ejemplo la presencia cercana de un pulsar), aunque el RSN propiamente dicho ya haya desaparecido. Adicionalmente, el estudio de la interacción de los RSN con las nubes moleculares a su alrededor, analizando en particular las condiciones físicas de los grumos moleculares, resulta de gran interés para comprender las etapas previas a la formación estelar propiamente dicha.

Los resultados de esta tesis permitirán realizar búsquedas más precisas de las regiones más propicias para el estudio de formación de estrellas de alta masa, permitiendo responder la pregunta abierta al presente si las estrellas de alta masa se forman igual que las de baja masa o involucran otros procesos. A continuación se mencionan algunos estudios observacionales previstos para el futuro.

- **Observaciones de líneas moleculares de las regiones de formación estelar de alta masa** Más allá de un estudio previo de las regiones extensas que albergan los grumos moleculares candidatos a formar estrellas de alta masa en su interior, en esta tesis se demuestra la importancia de realizar un estudio a pequeña escala de las concentraciones moleculares densas que posean fuentes infrarrojas embebidas identificadas como candidatas a protoestrellas de alta masa. Estas observaciones deben realizarse en varias líneas moleculares, como por ejemplo el  $^{12}\text{CO}$  J=3-2 y el  $\text{HCO}^+$  J=4-3, trazadoras de “outflows” moleculares y de gas molecular de alta densidad, respectivamente, con resoluciones lineales superiores a las decimas de parsecs. El propósito es extender el estudio comenzado en esta tesis para contrastar las observaciones con los diferentes modelos de formación estelar que existen en la actualidad. Para ello se solicitarán turnos de observación en los mejores telescopios submilimétricos del mundo.
- **Observaciones en el infrarrojo cercano:** Gemini es un observatorio astronómico que consta de dos telescopios de aproximadamente 8 metros de diámetro ubicados, uno en Hawaii y otro en Chile. Empleando espectrómetros de alta resolución, estos telescopios posibilitarán llevar a cabo un estudio fotométrico más preciso, en la banda del infrarrojo cercano comprendida entre 1 y 5  $\mu\text{m}$ , de los objetos previamente identificados como candidatos a protoestrellas localizados en el interior de los grumos moleculares. Estas observaciones permitirán descartar algunos objetos candidatos a protoestrellas e incluir otros, eliminando de esta manera gran parte de la contaminación de objetos enrojecidos presentes en los diagramas color-color. Además permitirá identificar estrellas excitatrices no catalogadas para las regiones HII en expansión.
- **Observaciones en el infrarrojo lejano:** se solicitarán turnos de observación en distintos telescopios milimétricos y submilimétricos (ej. IRAM, ASTE y APEX) en las bandas del infrarrojo lejano correspondientes a la emisión térmica del polvo frío, típica de regiones de formación estelar menos evolucionadas, con el propósito de:
  - (1) realizar estudios más precisos de los objetos protoestelares a partir de los modelos de distribuciones espectrales de energía,
  - (2) identificar y caracterizar los grumos moleculares en estado previo al colapso en los bordes de RSNs viejos y/o en reciente colapso en la periferia de las regiones HII, en estados evolutivos muy tempranos.

El telescopio de 30 metros IRAM (España) es de particular interés para este estudio pues es uno de los telescopios milimétricos más grandes y sensibles que existen en la actualidad. Está equipado con receptores que operan a 0.8, 1, 2 y 3 mm. La espectroscopía de alta resolución que posibilita este instrumento, permite estudiar con gran detalle las regiones de formación estelar que ocurren en las nubes moleculares gigantes. Estas observaciones permitirán contrastar con mayor precisión los modelos de “collect and collapse”, discriminando entre formación estelar iniciada por la expansión de un frente de choque y los procesos de compresión de grumos moleculares preexistentes.

## 11.2. Aceleración de partículas en RSNs:

### 11.2.1. EL RSN RX J1713.7-3946

El RSN RX J1713.7-3946 es el remanente más brillante del cielo en emisión  $\gamma$ , sin embargo hasta el presente, a pesar de numerosos estudios, no ha podido determinarse si la emisión TeV observada

en este remanente obedece a un origen hadrónico o leptónico. La nueva estimación de la densidad de flujo en el continuo de radio a 1.4 GHz para RX J1713.7-3946 de  $24 \pm 2$  Jy, presentada en esta tesis, obtenida a partir de datos de radio e infrarrojos, refuerza la posibilidad de que el mecanismo hadrónico sea el responsable de la emisión  $\gamma$  en dicho remanente.

Además, se presenta la primera imagen del RSN RX J1713.7-3946 a bajas frecuencias en el continuo de radio a 327 MHz. A pesar del minucioso proceso de calibración realizado de los datos, no se logró una imagen satisfactoria del remanente por lo que no se pudo realizar una estimación confiable de la densidad del flujo de RX J1713.7-3946 a 327 MHz.

### 11.2.2. La fuente HESS 1837-068

El estudio del medio interestelar en la vecindad de un RSNs con emisión  $\gamma$  asociada, puede aportar información valiosa tendiente a determinar el mecanismo responsable de la aceleración de partículas a altas energías en ese remanente. En particular, el mecanismo hadrónico necesita de un entorno con densidad suficientemente alta que actúe de blanco para los protones acelerados en el RSN. En esta tesis se analizó el gas molecular en los alrededores de la fuente HESS 1837-068. Se descubrieron dos nubes moleculares con signos de perturbación posiblemente relacionadas con la fuente HESS y se estimaron sus densidades en  $\sim 2.6$  y  $3.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ . A partir del flujo  $\gamma$  de HESS 1837-068 se analizó la posibilidad de que dicha emisión a alta energía fuera originada por procesos hadrónicos. Los resultados encontrados permiten excluir este último proceso como el origen de la emisión  $\gamma$  en acuerdo con Gotthelf & Halpern (2008) que propusieron un origen leptónico para dicha emisión.

### 11.2.3. Conclusiones generales y trabajos futuros

Una completa comprensión de los procesos de emisión  $\gamma$  asociados a RSNs sólo puede ser alcanzada a través de estudios multifrecuencia, investigando el espectro desde las bandas de radio hasta las altas energías. A continuación se describen algunos trabajos observacionales para el futuro.

- **Nuevas observaciones del RSN RX J1713.7-3946 en el continuo de radio a bajas frecuencias.**

Se prevé realizar nuevas observaciones en el continuo de radio a bajas frecuencias con el propósito de:

- (1) realizar un estudio de las variaciones locales del índice espectral en el remanente, lo cual permitirá discernir entre las contribuciones térmicas y no térmicas e investigar variaciones en el espectro de la energía de las partículas a lo largo del RSN,
- (2) a partir del espectro global desde las bandas de radio a bajas frecuencias y las bandas de rayos X, será posible estimar el índice espectral y la frecuencia de corte del espectro, para acotar el valor de la intensidad del campo magnético, parámetro crucial en la distinción entre los dos posibles orígenes de la emisión TeV.

Para ello se solicitarán nuevos turnos en el radiointerferómetro de la India GMRT

Se prevé extender dicho estudio a otros RSNs candidatos a aceleradores de rayos cósmicos.

# Bibliografía

- Acero, F. et al; 2009, A&A, 505, 157A
- Adams, F. C.; Shu, F. H.; 1985, ApJ, 296, 655A
- Aharonian, F; Drury, L; Voelk, H; 1994, A&A, 285, 645A
- Aharonian, F.; 2001, Space Sci. Rev. 99, 187
- Aharonian, F. A., et al.; 2004, Nature, 432, 75
- Aharonian, F., et al.; 2005, Science, 307, 1938
- Aharonian, F., et al.; 2006, ApJ, 636, 777
- Aharonian, F., et al.; 2006, A&A, 449, 223
- Aharonian, F., et al.; 2007, ApJ, 661, 236A
- Alfvén, H.; Herlofson, N.; 1950, PhRv, 78, 616A
- Allen, L.; Calvet, N.; D'Alessio, P.; Merin, B.; Hartmann, L.; Megeath, S.; Gutermuth, R.; Muzerolle, J.; Pipher, J.; Myers, P.; Fazio, G.; 2004, ApJS, 154, 363A
- Anada, T., Ebisawa, K., Dotani, T., Bamba, A.; 2009, PASJ, 61S, 183A
- Anderson, L. D., Bania, T. M., Jackson, J. M., Clemens, D. P., Heyer, M., Simon, R., Shah, R. Y., & Rathborne, J. M.; 2009, ApJS, 181, 255
- Andre, Philippe; Ward-Thompson, Derek; Barsony, Mary; 1993, ApJ, 406, 122A
- Arce, H. G.; Shepherd, D.; Gueth, F.; Lee, C.-F.; Bachiller, R.; Rosen, A.; Beuther, H.; 2007, prpl.conf, 245A
- Arnal, E. M., & Corti, M.; 2007, A&A, 476, 255
- Arthur, J.; Henney, W.; 2003, RMxAC, 15A
- Arthur, S. J.; Kurtz, S.; Franco, J.; Albarrn, M.; 2004, ApJ, 608, 282A
- Baade, W; Zwicky, F; 1934, PhRv, 46, 76B
- Bachiller, R.; 1996, ARA&A, 34, 111
- Ball, R. et al; 1996, AJ, 112, 1645B
- Bamba, A., Ueno, M., Koyama, K., & Yamauchi, S. 2003, ApJ, 589, 253
- Baraffe, I.; Chabrier, G.; Allard, F.; Hauschildt, P. H.; 2002, A&A, 382, 563B
- Baring, M. G.; Summerlin, E. J.; 2005, AIPC, 781, 207B

- Bate, M. R.; Bonnell, I. A.; Clarke, C. J.; Lubow, S. H.; Ogilvie, G. I.; Pringle, J. E.; Tout, C. A.; 2000, MNRAS, 317, 773B
- Bertoldi, F; McKee, C.; 1992, ApJ, 395, 140B
- Bessell, M. S., & Brett, J. M.; 1988, PASP, 100, 1134
- Blitz, L., Fich, M., & Stark, A. A.; 1982, ApJS, 49, 183
- Blitz, Leo; 1993, Nature,364, 757B
- Blum, R. D., & McGregor, P. J.; 2008, AJ, 135, 1708
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F.; 1978, ApJ, 224, 132
- Bonnor, W. B.; 1956, MNRAS, 116, 351B
- Brand, J; Blitz, L; 1993, A&A, 275, 67B
- Briceño, C.; Hartmann, L.; Hernandez, J.; Calvet, N.; Vivas, A.; Furesz, G.; Szentgyorgyi, A.; 2007, ApJ, 661, 1119B
- Burton, M; Jayawardhana, R; Bourke, T; 2005, Obs, 125, 328M
- Butt, Y. M., Torres, D. F., Combi, J. A., Dame, T., & Romero, G. E.; 2001, ApJL, 562, L167
- Cassam-Chenaï, G., Decourchelle, A., Ballet, J., Sauvageot, J.-L., Dubner, G., & Giacani, E.; 2004, A&A, 427, 199
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, A&A, 471, 537
- Caswell, J. L., Murray, J. D., Roger, R. S., Cole, D. J., & Cooke, D. J.; 1975, A&A, 45, 239
- Cazzolato, F., & Pineault, S.; 2003, AJ, 125, 2050
- Cernicharo, J.; 2004, ApJ, 608L, 41C
- Cesaroni, R.; 2005, IAUS, 227, 59C
- Cesaroni, R.; Galli, D.; Lodato, G.; Walmsley, C. M.; Zhang, Q.; 2007, prpl.conf, 197C
- Chaisson, E. J.; 1976, fras.conf, 259C
- Chan, G., & Fich, M.; 1995, AJ, 109, 2611
- Cherchneff, I.; Barker, J.; Tielens, A.; 1992, ApJ, 401, 269C
- Chevalier, R. A.; 1999, ApJ, 511, 798C
- Choi, M., Evans, N. J., II, & Jaffe, D. T.; 1993, ApJ, 417, 624
- Churchwell, Ed; 2002, ARA&A, 40, 27C
- Churchwell, E., et al.; 2006, ApJ, 649, 759
- Churchwell, E., et al.; 2007, ApJ, 670, 428
- Codella, C., Lorenzani, A., Gallego, A. T., Cesaroni, R., & Moscadelli, L.; 2004, A&A, 417, 615

- Comerón, F.; Schneider, N.; Russeil, D; 2005, *A&A*, 433, 955C
- Condon, J. J., Broderick, J. J., Seielstad, G. A., Douglas, K., & Gregory, P. C.; 1994, *AJ*, 107, 1829
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B., & Broderick, J. J.; 1998, *AJ*, 115, 1693
- Conti, P. S., & Crowther, P. A.; 2004, *MNRAS*, 355, 899
- Cox, P.; Mezger, P. G.; 1989, *A&ARv*, 1, 49C
- Cox, D.; Shelton, R. ; Maciejewski, W.; Smith, R.; Plewa, T.; Pawl, A.; 1999, *ApJ*, 524, 179C
- Cutri, R. M., et al.; 2003, The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive. <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator>.
- Cyganowski, C. J., et al.; 2008, *AJ*, 136, 2391
- Davies, B., Figer, D. F., Law, C. J., Kudritzki, R.-P., Najarro, F., Herrero, A., & MacKenty, J. W. 2008, *ApJ*, 676, 1016
- de Geus, E. J.; 1992, *A&A*, 262, 258D
- Deharveng, L.; Zavagno, A.; Salas, L.; Porras, A.; Caplan, J.; Cruz-González, I.; 2003, *A&A*, 399, 1135D
- Deharveng, L., Zavagno, A., & Caplan, J.; 2005, *A&A*, 433, 565
- Diaz-Miller, R.; Franco, J.; Shore, S. N.; 1998, *ApJ*, 501, 192D
- Dickman, R. L.; 1978, *ApJS*, 37, 407D
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
- Digel, S. W.; Hunter, S. D.; Mukherjee, R.; 1995, *ApJ*, 441, 270D
- Douglas, J.Ñ., Bash, F.Ñ., Bozayan, F. A., Torrence, G. W., & Wolfe, C.; 1996, *AJ*, 111, 1945
- Draine, B. T.; Lee, H. M.; 1984, *ApJ*, 285, 89D
- Draine, B.; 1990, *ASSL*, 161, 483D
- Dyson, J. E., & Williams, D. A.; 1980, New York, Halsted Press, 1980. 204 p.
- Ebert, R.; 1955, *ZA*, 37, 217E
- Egan, M. P., et al.; 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 5114, 0
- Eisenhauer, F., et al.; 2005, *ApJ*, 628, 246
- Ellison, D. C., Slane, P., & Gaensler, B. M.; 2001, *ApJ*, 563, 191
- Ellison, D. C.; Patnaude, D. J.; Slane, P.; Blasi, P.; Gabici, S.; 2007, *ApJ*, 661, 879E
- Elmegreen, B. G., & Lada, C. 1977, *ApJ*, 214, 725

- Elmegreen, B. G.; 1998, *Origins*, 148, 150
- Elmegreen, B. G., 2000, *ApJ*, 539, 342E
- Enomoto, R., et al. ; 2002, *Nature*, 416, 823
- Evans, N. J., 1999, *A&A*, 37, 311
- Ezawa, H., Kawabe, R., Kohno, K., & Yamamoto, S.; 2004, *procsPie*, 5489, 763
- Falle, S.; 1981, *MNRAS*, 195, 1011F
- Fazio, G. G., et al.; 2004, *ApJS*, 154, 10
- Feldt, M., Stecklum, B., Henning, T., Hayward, T. L., Lehmann, T., & Klein, R.; 1998, *A&A*, 339, 759
- Ferreira, J.; Pelletier, G.; 1995, *A&A*, 295, 807F
- Fich, M.; 1986, *ApJ*, 303, 465
- Fich, M., Blitz, l., & Stark, A. 1989, *ApJ*, 342, 272
- Fich, M., Dahl, G. P., & Treffers, R. R.; 1990, *AJ*, 99, 622
- Figer, D. F., Mackenty, J. W., Robberto, M., Smith, K., Najarro, F., Kundritzki, R. P., & Herrero, a. 2006, *ApJ*, 643, 1166
- Foster, T., & Routledge, D.; 2003, *ApJ*, 598, 1005
- Fukui, Y., et al.; 2003, *PASJ*, 55, L61
- Fürst, E., Reich, W., Reich, P., & Reif, K.; 1990, *A&AS*, 85, 691
- Garay, G., Rodriguez, L. F., Moran, J. M., & Churchwell, E.; 1993, *ApJ*, 418, 368
- Garmany, C. D., & Stencel, R. E.; 1992, *A&AS*, 94, 211
- Georgelin, Y. M.; 1975, Ph.D. Thesis,
- Gerola, H.; Seiden, P. E.; 1978, *ApJ*, 223, 129G
- Giacani, E. B., Dubner, G. M., Kassim, N. E., Frail, D. A., Goss, W. M., Winkler, P. F., & Williams, B. F.; 1997, *AJ*, 113, 1379
- Giveon, U., Becker, R. H., Helfand, D. J., & White, R. L.; 2005, *AJ*, 129, 348
- Giveon, U., Becker, R. H., Helfand, D. J., & White, R. L.; 2005, *AJ*, 130, 156
- Gotthelf, E. V., & Halpern, J. P. 2008, *ApJ*, 681, 515
- Gregersen, E. M., Evans, N. J., II, Mardones, D., & Myers, P. C.; 2000, *ApJ*, 533, 440
- Grenier, I. A., & Lebrun, F.; 1990, *ApJ*, 360, 129
- Grevesse, N., Lambert, D. L., Sauval, A. J., van Dishoeck, E. F., Farmer, C. B., & Norton, R. H.; 1991, *A&A*, 242, 488

- Guan, X.; Wu, Y.; Ju, B.; 2008, MNRAS, 391, 869G
- Hanson, M. M., Howarth, I. D., & Conti, P. S.; 1997, ApJ, 489, 698
- Hartmann, J; 1904, ApJ, 19, 268H
- Hartmann, R.; *Accretion Processes in Star Formation*, 2nd edn (Cambridge Astrophysics Series 32, Cambridge, UK, 2000)
- Hartmann, Lee; Ballesteros-Paredes, Javier; Bergin, Edwin A.; 2001, ApJ, 562, 852H
- Hatchell, J., Thompson, M. A., Millar, T. J., & MacDonald, G. H.; 1998, A&AS, 133, 29
- Hausman, M. A.; 1981, ApJ, 245, 72H
- Herbst, W.; Assousa, G. E.; 1977, ApJ, 217, 473H
- Heyer, M. H., Brunt, C., Snell, R. L., Howe, J. E., Schloerb, F. P., & Carpenter, J. M.; 1998, ApJS, 115, 241
- Hillas, A. M; 2005, JPhG, 31R, 95H
- Hiraga, J. S., Uchiyama, Y., Takahashi, T., & Aharonian, F. A.; 2005, A&A, 431, 953
- Hiramatsu, M., Hayakawa, T., Tatematsu, K., Kamegai, K., Onishi, T., Mizuno, A., Yamaguchi, N., & Hasegawa, T.; 2007, ApJ, 664, 964
- Hoare, M. G.; Kurtz, S. E.; Lizano, S.; Keto, E.; Hofner, P.; 2007, prpl.conf, 181H
- Hoffman, I. M., Goss, W. M., Brogan, C. L., & Claussen, M. J.; 2005, ApJ, 627, 803
- Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & van Langevelde, H. J.; 1998, ApJ, 502, 315
- Hosokawa, Takashi; Inutsuka, Shu-ichiro; 2005, ApJ, 623, 917H
- Howarth, I; Prinja, R; 1989, ApJS, 69, 527H
- Hughes, V. A., & MacLeod, G. C.; 1994, ApJ, 427, 857
- Humphreys, R. M.; 1976, ApJ, 206, 114
- Hunter, C.; 1977, ApJ, 218, 834H
- Jackson, J. M., et al; 2006, ApJS, 163, 145
- Jeans, J. H.; 1902, RSPTA, 199, 1J
- Jenkins, E. B.; Savage, B. D; 1974, ApJ, 187, 243J
- Johnstone, D., Boonman, A. M. S., & van Dishoeck, E. F.; 2003, A&A, 412, 157
- Junkes, N., Fuerst, E., & Reich, W.; 1992, A&A, 261, 289
- Kennicutt, R.; 2005, IAUS, 227, 3K
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L.; 1995, ApJS, 101, 117



- Kerber, F., Mignani, R. P., Guglielmetti, F., & Wicenec, A.; 2003, *A&A*, 408, 1029
- Kerton, C. R., Arvidsson, K., Knee, L. B. G., & Brunt, C.; 2008, *MNRAS*, 385, 995
- Kessel-Deynet, O.; Burkert, A.; 2003, *MNRAS*, 338, 545K
- Kiss, C., Moór, A., & Tóth, L. V.; 2004, *A&A*, 418, 131
- Klessen, R.; 2003, *astro.ph*, 1381K
- Kobayashi, N., Yasui, C., Tokunaga, A. T., & Saito, M.; 2008, *ApJ*, 683, 178
- Kolpak, M. A., Jackson, J. M., Bania, T. M., Clemens, D. P., & Dickey, J. M.; 2003, *ApJ*, 582, 756
- Kothes, R., & Kerton, C. R.; 2002, *A&A*, 390, 337
- Kothes, R., & Dougherty, S. M.; 2007, *A&A*, 468, 993
- Koyama, K.; Petre, R.; Gotthelf, E. V.; Hwang, U.; Matsuura, M.; Ozaki, M.; Holt, S. S.; 1995, *Nature*, 378, 255K
- Koyama, K.; Kinugasa, K.; Matsuzaki, K.; Nishiuchi, M.; Sugizaki, M.; Torii, K.; Yamauchi, S.; Aschenbach, B.; 1997, *PASJ*, 49L, 7K
- Kuchar, T. A., & Clark, F. O.; 1997, *ApJ*, 488, 224
- Kumar, M. S., & Grave, J. M. C.; 2007, *A&A*, 472, 155
- Kurtz, S.; Cesaroni, R.; Churchwell, E.; Hofner, P.; Walmsley, C. M.; 2000, *prpl.conf*, 299K
- Kurtz, S.; 2005, *IAUS*, 227, 111K
- Lada, C. J.; Wilking, B. A.; 1984, *ApJ*, 287, 610L
- Lada, C. J.; 1985, *ARA&A*, 23, 267L
- Lada, C. J.; 1987, *IAUS*, 115, 1L
- Lang, K. R.; 1978, *afcp.book*, L
- Larson, R.; 1969, *MNRAS*, 145, 271L
- Larson, R. B.; 1981, *MNRAS*, 194, 809L
- Latter, William B.; 1991, *ApJ*, 377, 187L
- Lazendic, J. S.; Slane, P. O.; Gaensler, B. M.; Reynolds, S. P.; Plucinsky, P. P.; Hughes, J. P.; 2004, *ApJ*, 602, 271L
- Lee, J.-J., Koo, B.-C., & Tatematsu, K.; 2004, *ApJL*, 605, L113
- Lee, Hsu-Tai; Chen, W. P.; 2007, *ApJ*, 657, 884L
- Le Page, V.; Snow, T.; Bierbaum, V.; 2003, *ApJ*, 584, 316
- Leung, C. M., & Brown, R. L.; 1977, *ApJL*, 214, L73

- Lockman, F. J.; 1989, ApJS, 71, 469
- Lumsden, S. et al.; 2002, MNRAS, 336, 621L
- Luna, A., Bronfman, L., Carrasco, L., & May, J.; 2006, ApJ, 641, 938
- Mac Low, Mordecai-Mark; Klessen, Ralf S.; Burkert, Andreas; Smith, Michael D.; 1998, PhRvL, 80, 2754M
- Mac Low, M.; 2003, LNP, 614, 182M
- Mac Low, M., Klessen, R. S., 2004, RvMP, 76, 125M
- Malizia, A., et al. 2005, ApJ, 630, L157
- Malkov, M. A.; O'C Drury, L; 2001, RPPh, 64, 429M
- Malkov, M. A.; Diamond, P. H.; Sagdeev, R. Z.; 2005, ApJ, 624L, 37M
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J.; 2005, A&A, 436, 1049
- Martins, F., & Plez, B.; 2006, A&A, 457, 637
- Mathis, J; 1990, ARA&A, 28, 37M
- Matthews, H. E., Goss, W. M., Winnberg, A., & Habing, H. J.; 1977, A&A, 61, 261
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., Green, A. J., Haverkorn, M., & Strasser, S.; 2005, ApJS, 158, 178
- McCray, R., & Kafatos, M.; 1987, ApJ, 317, 190
- McKee, C. F.; Ostriker, J. P.; 1977, ApJ, 218, 148M
- McKee, C.; Hollenbach, D.; Seab, G.; Tielens, A.; 1987, ApJ, 318, 674M
- McKee, C.; Zweibel, E.; 1992, ApJ, 399, 551M
- McKee, C.; Tan, J.; 2003, ApJ, 585,850M
- McKee, C. F.; Ostriker, J. P.; 2007, ARA&A, 45, 565M
- Melioli, C.; de Gouveia Dal Pino, E. M.; de La Reza, R.; Raga, A., 2006, MNRAS, 373, 811M
- Menten, K. M.; Pillai, T.; Wyrowski, F.; 2005, IAUS, 227, 23M
- Mestel, L.; Spitzer, L., Jr.; 1956, MNRAS, 116, 503M
- Mezger, P. G.; Henderson, A. P.; 1967, ApJ, 147, 471M
- Milam, S.Ñ., Savage, C., Brewster, M. A., Ziurys, L. M., & Wyckoff, S.; 2005, ApJ, 634, 1126
- Minier, V. et al; 2005, A&A, 429, 945M
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., & Palla, F.; 1996, A&A, 308, 573
- Moor, A., & Kiss, C.; 2003, Communications of the Konkoly Observatory Hungary, 103, 149

- Moriarty-Schieven, G. et al; 1995, ApJ, 455, 190M
- Moriguchi, Y., Tamura, K., Tawara, Y., Sasago, H., Yamaoka, K., Onishi, T., & Fukui, Y.; 2005, ApJ, 631, 947
- Morisset, C., Stasińska, G., & Peña, M.; 2005, MNRAS, 360, 499
- Mouschovias, T.; Ciolek, G.; 1999, osps.conf, 305M
- Mouschovias, Telemachos Ch.; Tassis, Konstantinos; Kunz, Matthew W.; 2006, ApJ, 646, 1043M
- Muraishi, H., et al.; 2000, A&A, 354, L57
- Myers, P. C.; Mardones, D.; Tafalla, M.; Williams, J. P.; Wilner, D. J.; 1996, ApJ, 465L, 133M
- Nakano, T.; Nakamura, T.; 1978, PASJ, 30, 671N
- Negueruela, I; 2003, A&A, 408, 689N
- Oey, M. S., Watson, A. M., Kern, K., & Walth, G. L.; 2005, AJ, 129, 393
- Ogino, S. Tomisaka, K.; Nakamura, F.; 1999, PASJ, 51, 637O
- Öpik, E. J.; 1953, IrAJ, 2, 219O
- Ortega, M. E., Cichowolski, S., Castelletti, G., & Dubner, G.; 2007, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 50, 189
- Paladini, R., Burigana, C., Davies, R. D., Maino, D., Bersanelli, M., Cappellini, B., Platania, P., & Smoot, G.; 2003, A&A, 397, 213
- Pannuti, T. G., Allen, G. E., Houck, J. C., & Sturmer, S. J.; 2003, ApJ, 593, 377
- Patel, Nimesh A.; Goldsmith, Paul F.; Heyer, Mark H.; Snell, Ronald L.; Pratap, Preethi; 1998, ApJ, 507, 241P
- Penston, M. V.; 1969, MNRAS, 144, 425P
- Petruk, O.; 2001, A&A, 371, 267P
- Pfeffermann, E., & Aschenbach, B.; 1996, Roentgenstrahlung from the Universe, 267
- Pineault, S; 1998, AJ, 115, 2483P
- Porter, Troy A.; Moskalenko, Igor V.; Strong, Andrew W.; 2006, ApJ, 648L, 29P
- Preibisch, T.; Zinnecker, H.; 2007, IAUS, 237, 270P
- Price, S. D., Egan, M. P., Carey, S. J., Mizuno, D. R., & Kuchar, T. A. 2001, AJ, 121, 2819
- Prinja, R; Barlow, M; Howarth, I; 1990, ApJ, 361, 607P
- Pudritz, R. E.; Ouyed, R.; Fendt, Ch.; Brandenburg, A.; 2007, prpl.conf, 277P
- Radhakrishnan, V., Brooks, J. W., Goss, W. M., Murray, J. D., & Schwarz, U. J.; 1972, ApJS, 24, 1

- 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., et al.; 2006, AJ, 131, 1479
- Reimer, O., & Pohl, M.; 2002, A&A, 390, L43
- Rengelink, R. B., Tang, Y., de Bruyn, A. G., Miley, G. K., Bremer, M.Ñ., Roettgering, H. J. A., & Bremer, M. A. R.; 1997, AApS, 124, 259
- Reynolds, S. P.; 1988, gera.book, 439R
- Rho, J., Petre, R., Schlegel, E. M., & Hester, J. J.; 1994, ApJ, 430, 757
- Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J.; 1985, ApJ, 288, 618
- Robitaille, T.; Whitney, B.; Indebetouw, R.; Wood, K.; Denzmore, P.; 2006, ApJS, 167, 256R
- Robitaille, T.; Whitney, B.; Indebetouw, R.; Wood, K.; 2007, ApJS, 169, 328R
- Roger, R. S.; Dewdney, P. E.; 1992, ApJ, 385, 536R
- Roger, R. S., McCutcheon, W. H., Purton, C. R., & Dewdney, P. E.; 2004, A&A, 425, 553
- Russeil, D.; 2003, A&A, 397, 133
- Russeil, D., Adami, C., & Georgelin, Y. M.; 2007, A&A, 470, 161
- Saigo, K.; Hanawa, T.; 1998, ApJ, 493, 342S
- Schaerer, D., & de Koter, A. 1997, AJ, 322, 598
- Seab, C. G.; Shull, J. M.; 1983, ApJ, 275, 652S
- Seta, M., et al.; 1998, ApJ, 505, 286
- Sharpless, S.; 1959, ApJS, 4, 257
- Shepherd, D. S.; Churchwell, E.; 1996, ApJ, 472, 225S
- Shklovskii, I. S.; 1953, QB475, S45
- Shu, F. H.; 1977, ApJ, 214, 488S
- Shu, F.; Adams, F.; Lizano, S.; 1987, ARA&A, 25, 23S
- Simon, R., Jackson, J. M., Clemens, D. P., Bania, T. M., & Heyer, M. H.; 2001, ApJ, 551, 747
- Skrutskie, M. F., et al.; 2006, AJ, 131, 1163
- Slane, P., Gaensler, B. M., Dame, T. M., Hughes, J. P., Plucinsky, P. P., & Green, A.; 1999, ApJ, 525, 357
- Smith, R. C.; Kirshner, R.; Blair, W.; Winkler, P.; 1991, ApJ, 375, 652S
- Spitzer, L.; 1978, ppim.book S

- Sridharan, T. K., Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., & Wyrowski, F.; 2002, ApJ, 566, 931
- Sridharan, T. K.; Williams, S. J.; Fuller, G. A.; 2005, ApJ, 631L, 73S
- Stahler, S.; 1988, ApJ, 332, 804S
- Stahler, S. W.; Palla, F.; Ho, P. T. P.; 2000, prpl.conf, 327S
- Stahler, S; Palla, F; 2005, fostbook, S
- Stil, J. M., et al.; 2006, AJ, 132, 1158
- Swings, P.; Rosenfeld, L.; 1937, ApJ, 86, 483S
- Tanaka, T., et al.; 2008, ApJ, 685, 988
- Taylor, A. R., et al.; 1998, JRASC, 92, 319
- Terebey, S.; Shu, F. H.; Cassen, P.; 1984, ApJ, 286, 529T
- Testori, J. C., Reich, P., Bava, J. A., Colomb, F. R., Hurrel, E. E., Larrarte, J. J., Reich, W., & Sanz, A. J.; 2001, A&A, 368, 1123
- The, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R.; 1994, A&AS 104, 315
- Tian, W. W., Li, Z., Leahy, D. A., & Wang, Q. D. 2007, ApJ, 657, L25
- Tokunaga, A. T.; 2000, Allen's Astrophysical Quantities, 143
- Tomisaka, K.; 1996, PASJ, 48L, 97T
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., & Takahashi, T.; 2003, A&A, 400, 567
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M.; 1996, ApJ, 460, 914
- van der Tak, F. F. S.; Menten, K. M.; 2005, A&A, 437, 947V
- van Dishoeck, E. F., Glassgold, A. E., Guelin, M., Jaffe, D. T., Neufeld, D. A., Tielens, A. G. G. M., & Walmsley, C. M.; 1992, Astrochemistry of Cosmic Phenomena, 150, 285
- Vanhala, H.; Cameron, A. G. W.; 1998, ApJ, 508, 291V
- van Zadelhoff, G.-J., van Dishoeck, E. F., Thi, W.-F., & Blake, G. A.; 2001, A&A, 377, 566
- Vázquez-Semadeni, E.; Ballesteros-Paredes, J.; Klessen, R. S.; 2003, ApJ, 585L, 131V
- von Weizsäcker, C. F. 1951; ApJ, 114, 165
- Watson, C., et al.; 2008, ApJ, 681, 1341
- Weaver, H.; Williams, D. R.; Dieter, N. H.; Lum, W. T.; 1965, Nature, 208, 29W
- Weaver, H., & Williams, D. R. W.; 1973, A&AS, 8, 1
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R.; 1977, ApJ, 218, 377
- Weinreb, S; 1963, Nature, 200, 829W

- Werner, M. W., et al.; 2004, ApJS, 154, 1
- White, R.; Long, K.; 1991, ApJ, 373, 543W
- Whitworth, A.; Summers, D.; 1985, MNRAS, 214, 1W
- Wilner, D. J., Ho, P. T. P., & Zhang, Q.; 1996, ApJ, 462, 339
- Wolszczan, A., Cordes, J. M., & Dewey, R. J.; 1991, ApJL, 372, L99
- Woltjer, L.; 1972, ARA&A, 10, 129W
- Wood, D. O. S., Churchwell, E., & Salter, C. J.; 1988, ApJ, 325, 694
- Wu, Y., Wei, Y., Zhao, M., Shi, Y., Yu, W., Qin, S., & Huang, M.; 2004, A&A, 426, 503
- Wuchterl, G.; Tscharnuter, W. M.; 2003, A&A, 398, 1081W
- Yar-Uyaniker, A., Uyaniker, B., & Kothes, R.; 2004, ApJ, 616, 247
- Zavagno, A.; Deharveng, L.; Brand, J.; Massi, F.; Caplan, J.; Comerón, F.; Lefloch, B; 2005, IAUS, 227, 346Z
- Zavagno, A.; Deharveng, L.; Comerón, F.; Brand, J.; Massi, F.; Caplan, J.; Russeil, D; 2006, A&A, 446, 171Z
- Zhou, S.; 1992, ApJ, 394, 204
- Zinnecker, H.; Yorke, H. W.; 2007, ARA&A, 45, 481Z
- Zirakashvili, V.Ñ., & Aharonian, F. A.; 2010, ApJ, 708, 965
- Zuckerman, B.; Evans, N. J., II; 1974, ApJ, 190, 35Z