



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

*Estudio multispectral de los procesos
físicos y químicos de la formación estelar*

Tesis presentada para optar por el título de

Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por *Lic. Mariela Celis Peña*

Director de tesis: Dr. Sergio Paron

Consejero de estudios: Dr. Rafael Ferraro

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)

Buenos Aires, 2019

*A mi familia, en especial a mi abuela
mi estrella en el cielo.*

Resumen

El estudio de cómo las estrellas se forman requiere de un abordaje integral a través de la investigación del medio interestelar y los diversos objetos que se encuentran en él. Para ello resulta necesario realizar estudios multiespectrales de la interrelación existente entre los procesos de formación estelar y el medio interestelar en general. No sólo basta con estudiar las nubes moleculares, estructuras gaseosas en donde nacen las estrellas, sino que es necesario considerar y entender la dinámica del medio y de los objetos astrofísicos que rodean a dicha nube o que se encuentran en su interior. Eventos expansivos como los que producen las regiones HII, vientos de estrellas de alta masa y remanentes de supernova, juegan un rol muy importante en la formación de estrellas. El objetivo de esta Tesis es estudiar en profundidad justamente dicho rol, junto a los diversos procesos físicos y químicos que se desencadenan a lo largo de las etapas tempranas de la formación de estrellas y de su evolución. Para ello se seleccionó una muestra heterogénea de regiones de formación estelar: **1.** la nube oscura R Coronae Australis, una región de formación de estrellas de baja e intermedia masa muy cercana a nuestro planeta (~ 130 pc); **2.** las estructuras en forma de pilar relacionadas a la región HII G46.5-0.2 ubicada a ~ 4 kpc; **3.** una región HII ultracompacta ubicada en el borde de la región HII G052.9-00.6 a una distancia de ~ 7.2 kpc; **4.** un complejo de regiones HII y gas molecular ubicados hacia un borde del Remanente de Supernova G18.8+0.3 a la distancia de ~ 14 kpc; y **5.** un caso extragaláctico, la burbuja N11 en la galaxia vecina Nube Mayor de Magallanes ubicada a ~ 50 kpc.

Combinando datos propios de varias líneas moleculares observadas con el telescopio Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE; Chile), del continuo de radio observado con el Jansky Very Large Array (JVLA; USA), y ópticos obtenidos con el Isaac Newton Telescope (INT; España) con datos multiespectrales de las más modernas bases de datos se investigaron las regiones enumeradas anteriormente. En general se estudió el gas molecular relacionado a todas estas estructuras

desde un punto de vista morfológico, cinemático y químico, en relación a su interacción con la radiación y con eventuales frentes de choque. En particular se estudió el gas molecular y el polvo interestelar en relación a procesos físicos y químicos generados en la formación estelar, y se analizaron los posibles agentes desencadenantes de esta formación.

Los estudios realizados hacia cuatro regiones de formación estelar galácticas, ubicadas a distintas distancias y con distintas condiciones físicas, junto al realizado hacia una de las más importantes regiones de formación estelar en una galaxia muy diferente a la nuestra, la Nube Mayor de Magallanes, permiten presentar, a lo largo de esta Tesis, un conjunto de resultados que aportan sustancialmente al estudio integral de la formación estelar. Entre otros puntos importantes, se ha encontrado evidencia de que procesos químicos similares pueden ocurrir en la formación de estrellas de baja y alta masa, mientras que los mecanismos que disparan la formación estelar parecen ser los mismos a lo largo de toda nuestra galaxia, e incluso en galaxias con medios interestelares distintos. En general se muestra, tal como se menciona más arriba, que para comprender los mecanismos de formación estelar es necesario entender al medio interestelar como un medio en permanente interacción y cambio.

Multispectral study of the physical and chemical processes of star formation

To study how stars form it is needed a comprehensive approach by investigating the interstellar medium and the different objects found in it. Thus it is necessary to carry out multiwavelength studies of the interrelation between the star forming processes and the interstellar medium. It is not enough to study only the molecular clouds, large gaseous structures where the stars are born, but it is necessary to consider and understand the dynamics of the environment and the astrophysical objects that surround the cloud or that are embedded in it. Expansive events such as those produced by HII regions, high mass star winds and supernova remnants, play a key role in the formation of stars. The objective of this Thesis is to study in depth such a role, together with the physical and chemical processes generated during the early stages of the formation of stars and their evolution. To do this, a heterogeneous sample of star forming regions was selected: **1.** the dark cloud R Coronae Australis, a region very close to our planet (~ 130 pc) in which stars of low and intermediate mass are forming; **2.** The pillar-like structures related to the HII region G46.5-0.2 located at ~ 4 kpc; **3.** an ultra-compact HII region located at the edge of the HII region G052.9-00.6 at a distance of ~ 7.2 kpc; **4.** a complex of HII region and molecular gas located towards a border of the Supernova Remnant G18.8+0.3 at the distance of ~ 14 kpc; and **5.** an extragalactic case, the N11 bubble in the neighboring galaxy Large Magellanic Cloud located at 50 kpc.

Combining data from several molecular lines observed with the Atacama Submillimeter Telescope Experiment telescope (ASTE, Chile), from the radio continuum emission observed with the Jansky Very Large Array (JVLA, USA), and optical data obtained with the Isaac Newton Telescope (INT Spain; with multiwavelength data from the most modern databases, the regions listed above were investigated. In general, the molecular gas related to all these structures was studied from a morphological, cinematic and chemical point of view, in relation to the

interaction with the radiation and possible shock fronts. In particular, molecular gas and interstellar dust were studied in relation to the physical and chemical processes generated in the star formation, and the possible triggering agents of this formation were analyzed.

The studies carried out towards four galactic star forming regions, located at different distances with different physical conditions, together with other performed towards one of the most important star forming regions in a galaxy very different as the Milky Way, the Large Magellanic Cloud, allowed us to present, a set of results that substantially contribute to the comprehensive study of star formation. Among other important points, evidence that similar chemical processes can occur in the formation of low and high mass stars has been found, while the mechanisms that trigger star formation appear to be the same throughout our galaxy, and even in galaxies with different interstellar mediums. In general it is shown, as mention above, that to understand the mechanisms of star formation it is necessary to understand the interstellar medium as a medium in permanent interaction and change.

Agradecimientos

En primer lugar agradezco a mi director Sergio por haberme apoyado, comprendido y guiado cada vez que lo necesité durante estos cinco años y por iniciarme en el hermoso camino de la investigación científica.

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

Al CONICET por haberme otorgado la beca Latinoamericana gracias a la cual pude llevar a cabo mi Doctorado.

A mis amigos Laura, Vanesa, Sol, Raúl, Omar y Federico por ser mis apoyos incondicionales en cada momento y por alegrar mis días mientras estuve aquí.

A mi familia porque a pesar de la distancia siempre me alentaron y apoyaron en cada paso que di, gracias por levantarme en todas las ocasiones que lo necesité.

*Cuando miras el cielo y fijas una estrella, si sientes escalofríos bajo la piel,
no te abrigues, no busques calor, no es frío, es solo amor.*

Kahlil Gibran

Indice general

1. Introducción	1
2. Medio Interestelar	5
2.1. Composición y fases del medio interestelar	5
2.2. Hidrógeno neutro	7
2.3. Gas ionizado	8
2.4. Gas molecular	10
2.4.1. Nubes moleculares	10
2.4.2. Moléculas y química en el MIE	13
2.5. Polvo interestelar	16
2.5.1. Hidrocarburos aromáticos policíclicos (HAPs)	18
3. Formación estelar y evolución de estrellas de alta masa	21
3.1. Núcleos moleculares	22
3.1.1. Equilibrio y colapso gravitacional de los núcleos	22
3.2. Discos de acreción y “outflows” moleculares	25
3.3. Formación de estrellas de alta masa	27
3.3.1. Fases en la formación de estrellas de alta masa	28
3.3.2. Evolución a lo largo de la fase embebida	29
3.4. Eventos disparadores de formación estelar	29

3.5. Pilares en los bordes de regiones HII	32
3.6. Diferencias entre la formación de estrellas de alta y baja masa	34
3.7. Características de las líneas moleculares en las regiones de formación estelar	36
4. Procesos de emisión y estimación de parámetros físicos	39
4.1. Transporte de radiación	39
4.2. Deducción de parámetros físicos del gas molecular	44
4.2.1. Masa virial	47
4.2.2. Densidades de columna a través de otras líneas y de otras moléculas	49
4.2.3. RADEX	50
4.3. Radiación debida al polvo interestelar	51
4.4. Emisión térmica de regiones de hidrógeno ionizado	54
4.4.1. Efectos de la presencia del viento estelar	56
4.5. Radiación sincrotrón proveniente de remanentes de supernova (RSNs) . . .	57
5. Telescopios, instrumentos y tratamiento de datos	59
5.1. Observaciones propias	59
5.1.1. Telescopio ASTE	59
5.1.2. El Very Large Array (VLA)	60
5.2. Bases de datos	62
5.2.1. Bases de datos del Telescopio Espacial Spitzer	62
5.2.2. Telescopio Espacial Herschel	62
5.2.3. ATLASGAL	64
5.3. Tratamiento de datos	65
6. Estudio del gas molecular hacia la nube oscura R Coronae Australis	67
6.1. Observaciones	68
6.2. Resultados	69
6.3. Conclusiones	72

7. El ambiente molecular hacia los pilares de la región HII G46.5-0.2	75
7.1. Observaciones y reducción de datos	77
7.1.1. Observaciones ópticas	77
7.1.2. Observaciones moleculares	77
7.1.3. Resultados	79
7.1.3.1. Identificando las estrellas que causan la excitación de G46	79
7.1.3.2. El ambiente molecular relacionado con los pilares	79
7.1.3.3. Evidencias de formación estelar en la región	88
7.1.4. Discusión	89
7.1.4.1. HCN y HNC en los pilares	92
7.1.4.2. Confirmando la formación estelar	92
7.2. Resumen y conclusiones	94
8. Estudio del gas molecular e ionizado en un precursor de una región HII ultracompacta (UC)	97
8.1. Observaciones y reducción de datos	99
8.1.0.1. Observaciones Moleculares	99
8.1.0.2. Observaciones en continuo de radio	100
8.2. Resultados	101
8.2.0.1. Gas molecular y polvo	101
8.2.0.2. Gas ionizado	107
8.3. Resumen y conclusiones	111
9. Estudio del gas molecular hacia el borde sur del RSN G18.8+0.3	113
9.1. Observaciones	114
9.2. Resultados y discusión	116
9.2.1. Regiones 1 y 1b	116
9.2.2. Región 2	121

9.2.3. Búsqueda de objetos estelares jóvenes	123
9.2.4. Resumen y conclusiones	124
10.Observaciones de las emisiones ^{12}CO y ^{13}CO J=3-2 hacia N11 en la Nube Mayor de Magallanes	127
10.0.1. Presentación de las subregiones analizadas en ^{13}CO J=3-2	129
10.1. Observaciones de ASTE y reducción de datos	131
10.2. Resultados	132
10.2.1. Mapas de los cocientes de línea	135
10.2.2. Análisis no-LTE	137
10.3. Discusión	140
10.3.1. Cocientes de líneas integradas	146
10.3.2. Contribución de la línea ^{12}CO J=3-2 al continuo a $870\ \mu\text{m}$	148
10.3.3. Estimaciones no-LTE	149
10.4. Resumen	149
11.Conclusiones	153
Bibliografía	159



Nebulosa de la Laguna. *Imagen: NASA/HUBBLE*

1. Introducción

Las estrellas juegan un papel muy importante en la evolución de la Galaxia que las contiene. Las estrellas de alta masa (canónicamente $M > 8 M_{\odot}$) son las fuentes principales de elementos pesados que serán devueltos al medio a través de las explosiones de supernovas que ellas experimentan al final de sus vidas, enriqueciendo al medio interestelar. Además mediante una combinación de los efectos de sus fuertes vientos estelares, “outflows”, regiones de hidrógeno ionizado (HII) y las propias explosiones de supernovas se convierten en las principales responsables en la inyección de turbulencias al medio interestelar de la Galaxia.

Las regiones donde se originan las estrellas son las llamadas nubes moleculares. Estas nubes, con temperaturas de $\sim 7 - 20$ K, son los objetos más grandes (tamaños de $\sim 5 - 80$ pc) y de mayor masa (masa $\sim 10^4 - 10^6 M_{\odot}$), que contiene la Galaxia. En particular las estrellas se forman dentro de los llamados núcleos moleculares densos, regiones de alta densidad dentro de estas nubes.

Durante el nacimiento de una estrella, el objeto central (la protoestrella) toma material de la nube molecular en la cual está inmersa, formando un disco de acreción a su

alrededor. Una clara manifestación de este proceso es la aparición de un poderoso viento altamente colimado que, al impactar en el medio circundante, crea un complicado sistema de ondas de choque cuya manifestación son los llamados flujos moleculares. La naturaleza de estos flujos, conocidos como “outflows”, aún no se encuentra bien comprendida, por lo que es muy necesario obtener una mayor cantidad de información observacional para avanzar en su estudio.

Una vez formada la estrella dentro de la nube molecular, la emisión de una enorme cantidad de fotones UV ioniza el medio neutro que la rodea, creando una región de hidrógeno ionizado llamada región HII. Debido a su alta presión, la región HII se expande creando un frente de choque que avanza sobre el medio circundante. Al día de hoy existe evidencia de que las regiones HII son agentes desencadenantes de formación estelar a través de varios mecanismos.

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

El objetivo de esta Tesis es investigar desde el punto de vista observacional algunas regiones de formación estelar en nuestra Galaxia y fuera de ella, y así aportar resultados originales que ayuden a responder algunas interrogantes aún abiertas.

En los primeros capítulos de este trabajo, se abordan las características generales de la física y química del MIE y se presentan los métodos utilizados para llevar a cabo la investigación aquí desarrollada.

En el Capítulo 2 se detallan las propiedades principales del MIE en nuestra Galaxia, haciendo hincapié en la distribución del gas atómico neutro, el gas ionizado, las propiedades de las nubes moleculares, la química del MIE y las propiedades del polvo interestelar. El Capítulo 3 aborda el estudio de la formación de estrellas, donde se detallan las etapas del inicio del proceso dentro de las nubes moleculares y cuáles son las diferencias entre la formación de estrellas de alta y baja masa. En el Capítulo 4, se estudian los procesos radiativos en el MIE y se deducen algunos parámetros físicos del gas molecular que son relevantes para el desarrollo de esta Tesis. En el Capítulo 5 se describen los instrumentos

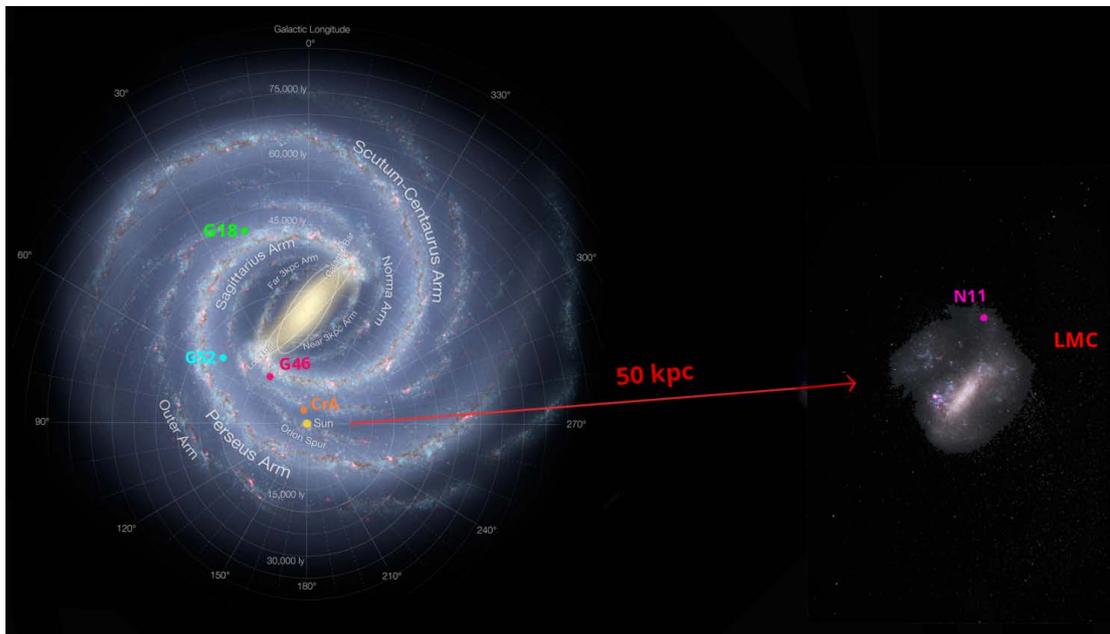


Figura 1.1: Esquema representativo de la ubicación espacial aproximada de las regiones estudiadas en esta Tesis.

y datos utilizados para llevar a cabo la investigación aquí presentada.

La Figura 1.1 presenta un esquema representativo de la ubicación espacial de la muestra seleccionada de regiones de formación estelar estudiadas en esta Tesis. La presentación de ellas ha sido ordenada desde la más cercana hasta la más lejana, dónde las cuatro primeras regiones se encuentran dentro de nuestra galaxia y la última región estudiada se encuentra fuera de ella, en la galaxia vecina Nube Mayor de Magallanes.

En el Capítulo 6 se estudia la región Corona Australis que se encuentra a una distancia de 130 pc y es una de las regiones de formación estelar más cercanas al sol. Debido a su proximidad, esta región es un objetivo muy interesante para estudiar el gas molecular relacionado con los procesos de formación estelar. En el Capítulo 7 se estudia la región HII G46.5-0.2 que se encuentra a una distancia de 4 kpc y que en la dirección suroeste a unos $10'$, hay dos estructuras con forma de pilares que están apuntando hacia el borde abierto de G46. El Capítulo 8 presenta el estudio que se realizó hacia la fuente G052.9221-

00.4892 que se encuentra a 7.2 kpc, la cual es una región HII que está incrustada en una estructura con forma similar a un pilar ubicada en el borde de la burbuja de polvo infrarroja MWP1G052845-005363. En el Capítulo 9 se investigó el entorno del remanente de supernova G18.8+0.3 que se encuentra a una distancia de 14 kpc. Tiene una forma peculiar con bordes aplanados a lo largo del este y del sur, y está rodeado por gas molecular denso hacia esas direcciones sugiriendo que hay interacción entre sus frentes de choque y las nubes moleculares. Finalmente, en el Capítulo 10 se investigó la región HII N11 ubicada en la galaxia vecina la Nube Mayor de Magallanes, a 50 kpc de distancia. Esta región es un excelente escenario para estudiar las propiedades físicas de las nubes moleculares en condiciones diferentes a las que se encuentran en nuestra Galaxia. La Nube Mayor de Magallanes es un laboratorio único para estudiar, con una buena resolución espacial, la formación de estrellas en ambientes de baja metalicidad. Por último, en el capítulo final se presentan las conclusiones generales de esta Tesis.



NGC 602. *X-ray: NASA/CXC/Univ.Potsdam L.Oskinova et al; Optical: NASA/STScI; Infrared: NASA/JPL-Caltech*

2. Medio Interestelar

Se conoce como medio interestelar (MIE) al medio que contiene toda la materia que existe entre las estrellas dentro de una galaxia. El MIE es un medio complejo, mayormente compuesto por gas turbulento, que regula la dinámica de la galaxia y contiene regiones frías y densas donde se forman las estrellas. Podemos entender al MIE como el eslabón que une los ciclos de vida de las estrellas, ya que cuando una estrella muere los residuos de ésta enriquecen el medio y sirven como materia prima para formar futuras generaciones de estrellas.

2.1. Composición y fases del medio interestelar

El MIE es un medio de muy baja densidad, en promedio posee una partícula por cm^3 (Dyson et al., 1997), lo cual si lo comparamos con las $\sim 10^{23}$ moléculas por cm^3 de nuestra atmósfera, da cuenta que en promedio es un medio casi vacío. Sin embargo, al no ser un medio homogéneo, posee regiones con densidades superiores. En general en el MIE, podemos encontrar:

- *Gas*: El gas, que representa un 99% del MIE, está compuesto mayoritariamente por hidrógeno ($\sim 90\%$), por helio ($\sim 9\%$) y en menor medida por otros elementos más pesados como carbono, oxígeno, hierro, etc. El hidrógeno puede encontrarse neutro, tanto en su forma atómica (HI) como molecular (H_2), o ionizado (HII).
- *Polvo interestelar*: El polvo se encuentra en forma de granos con tamaños característicos de $1\ \mu m$, compuestos principalmente de carbono y silicio, y pueden estar rodeados por hielos moleculares. Los granos de polvo son muy importantes, ya que en sus superficies ocurre una química muy rica que contribuye a la formación de una gran cantidad de moléculas complejas.
- *Campos magnéticos*: El campo magnético posee un valor medio de $5\ \mu G$ en nuestra galaxia. Estos campos controlan gran parte de la dinámica del gas siendo una importante fuente de energía y de presión. Hay diversas formas para detectarlos, como por ejemplo a través de la polarización de la luz estelar, de la emisión continua en el infrarrojo lejano por la alineación de granos de polvo, la polarización lineal de la emisión de sincrotrón¹, entre otros.
- *Radiación*: El MIE es continuamente atravesado por radiación en distintas longitudes de onda. La principal, por las consecuencias que ésta provoca, es la radiación estelar la cual depende del tipo espectral de las estrellas emisoras. Por ejemplo estrellas tempranas de tipo OB producen radiación en el UV lejano, la cual es importante dado a su capacidad de ionizar y fotodisociar especies atómicas y moleculares.
- *Rayos cósmicos*: Son partículas de altas energías principalmente originadas en los núcleos activos de las galaxias que atraviesan el MIE. Los rayos cósmicos están constituidos principalmente por protones (86%), partículas α (11%), electrones (2%) y núcleos más pesados (1%). Tienen una densidad media de energía de $1\text{--}2\ \text{eV}/\text{cm}^3$, y su rango de energía va desde $10^6\ \text{eV}$ hasta más de $10^{20}\ \text{eV}$. Los rayos cósmicos contribuyen a la ionización del material neutro, favoreciendo así, la química

¹Radiación producida por una partícula moviéndose en un campo magnético a velocidades relativistas.

ión-neutro.

Las componentes gaseosas dan forma a las distintas fases del MIE, que de acuerdo a sus condiciones físicas las podemos clasificar según la Tabla 2.1.

Tabla 2.1: Fases del MIE y sus parámetros físicos, de [Lequeux \(2004\)](#).

Fase		Densidad [cm ⁻³]	Temperatura [K]	Masa [M _⊙]
Gas atómico neutro	HI frío	~ 20	~ 100	1.5 × 10 ⁹
	HI tibio	~ 0.25	~ 8000	1.5 × 10 ⁹
Gas molecular	H ₂	≥ 10 ³	<100	10 ⁹
Gas ionizado	Regiones HII	1 - 10 ⁴	~ 10 ⁴	5 × 10 ⁷
	Difuso	~ 0.03	~ 8000	10 ⁹
	Caliente	~ 6 × 10 ⁻³	10 ⁵ - 10 ⁶	10 ⁸

2.2. Hidrógeno neutro

A lo largo del disco galáctico hasta una distancia de ~ 35 kpc está distribuido el 90 % del hidrógeno neutro atómico (HI) y a distancias mayores (hasta un radio de ~ 60 kpc) la galaxia está rodeada por gas neutro más difuso y turbulento ([Kalberla et al., 2009](#)). En la Figura 2.1 se observa el HI distribuido en nuestra galaxia a través de la emisión de su línea a 21 cm.

Las inestabilidades térmicas provocan que el medio se disgregue en nubes densas en equilibrio de presión con su entorno (modelo clásico de dos fases de [Field et al. 1969](#)). Es así que el medio neutro frío forma nubes compactas con temperaturas típicas entre 80 y 100 K, y el medio neutro tibio tiene una distribución menos densa con temperaturas típicas de 8000 K.

En el trabajo de [McKee et al. \(1977\)](#) se propone que las explosiones de supernova provocan la formación de burbujas de gas caliente formándose cáscaras que se enfrían y fragmentan en las nubes de gas neutro y frío. En su modelo de las tres fases, la mayor

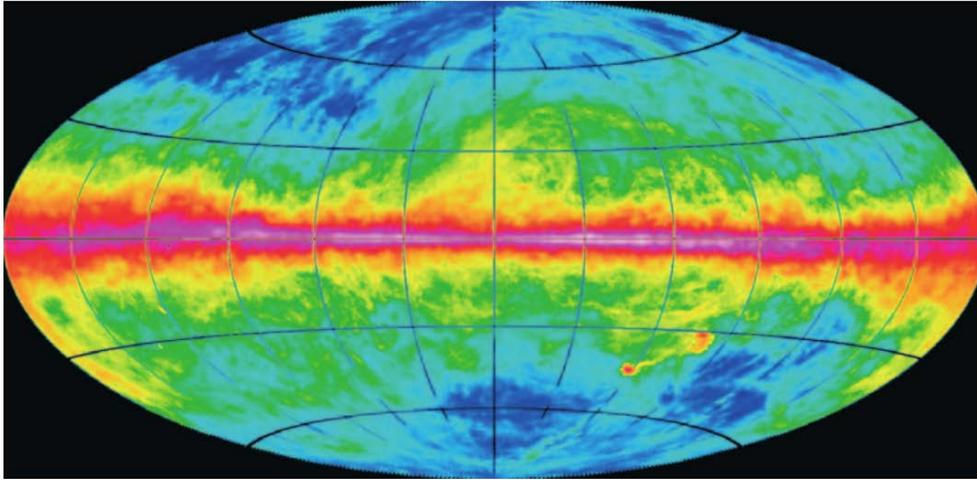


Figura 2.1: Distribución de HI en la Vía Láctea a partir de la emisión de la línea de 21 cm. Imagen tomada de Kalberla et al. (2005).

parte del MIE es gas ionizado caliente, y las nubes neutras frías están rodeadas por gas ionizado difuso, estando todas las fases en equilibrio de presión.

2.3. Gas ionizado

Este gas se encuentra compuesto por protones y electrones libres formando un plasma de hidrógeno ionizado. Como se muestra en la Tabla 2.1 la fase donde el gas se encuentra ionizado se puede subdividir en tres sub-fases: las regiones HII, el medio ionizado difuso y el medio ionizado caliente.

- *Regiones HII:* Estas regiones se forman alrededor de estrellas de alta masa de tipo espectral OB, cuyo flujo de radiación UV es muy intenso, el cual ioniza al hidrógeno formando una región bien definida de gas ionizado. Este gas posee densidades entre 10^2 – 10^4 cm^{-3} y temperaturas aproximadas de 10^4 K.
- *Medio Ionizado Difuso:* Gas ionizado que podría provenir del gas que escapa de las regiones HII o de la ionización de estrellas aisladas. Este gas ionizado difuso tiene mayor masa que las regiones HII, posee temperaturas típicas de $\times 10^4$ K y densidades entre 0.02 – 0.05 cm^{-3} .

- *Medio Ionizado Caliente*: También es llamado gas coronal y ocupa la mayor parte del volumen del MIE. Este gas se originaría en las burbujas interestelares y en los remanentes de supernova cuando se disipan y mezclan con el MIE. Posee densidades del orden de $\sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ y temperaturas entre $10^5 - 10^7 \text{ K}$.

Las regiones HII abarcan un gran rango de masas, tamaños y densidades, y aunque la masa total de gas ionizado que ellas aportan al MIE es muy pequeña, son objetos muy interesantes para el estudio de la interacción entre ondas de choque y el medio, formación y destrucción de moléculas y polvo, y procesos de formación estelar. En la Tabla 2.2 se listan distintos tipos de regiones HII, cuya clasificación responde principalmente a su estadio evolutivo, junto a sus respectivos parámetros físicos característicos. Las regiones HII que son más pequeñas y densas usualmente se encuentran en las zonas más internas de las nubes moleculares y serían una muestra inicial de estrellas de alta masa recién formadas. En el trabajo de Churchwell (2002) se sugiere que las regiones HII hipercompactas se forman en núcleos de gas molecular que son densos y calientes, y luego rápidamente evolucionan a regiones HII ultra-compactas. Por otro lado se tienen las regiones HII gigantes y super gigantes, las cuales son grandes estructuras de gas ionizado con baja densidad, y muy frecuentemente son agrupaciones de varias regiones HII que ya ionizaron gran parte de la nube en donde se generaron (Kurtz et al., 2002).

Tabla 2.2: Regiones HII y sus parámetros físicos (Kurtz et al., 2005).

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

2.4. Gas molecular

2.4.1. Nubes moleculares

En el MIE existen grandes reservorios gaseosos llamados nubes moleculares, que están constituidas principalmente por materia en estado molecular (mayormente H_2) junto a una componente sólida llamada polvo interestelar. Las nubes moleculares se pueden clasificar de varias maneras obedeciendo a su tamaño, densidad, condiciones físicas y ubicación. Debido a la inhomogeneidad que presentan y a su amplio rango de propiedades físicas, es más usual clasificarlas según su densidad:

- *Nubes interestelares difusas*: Nubes de más baja densidad ($\lesssim 10^2 \text{ cm}^{-3}$), tienen dimensiones típicas entre 1 y 3 pc, temperaturas $\lesssim 100 \text{ K}$ y están constituidas principalmente por hidrógeno neutro y polvo interestelar. Los granos de polvo son calentados por radiación UV y como el gas suele estar acoplado con los granos también se incrementa su temperatura. En las regiones difusas generalmente sólo se detectan moléculas diatómicas, ya que tienen una mayor resistencia a la fotodisociación respecto a otras moléculas más complejas.
- *Nubes moleculares gigantes*: Son las estructuras de mayor extensión en la galaxia (20 – 80 pc) y es en ellas donde se forman las estrellas de alta masa. En el interior de estas nubes hay núcleos densos donde se encuentran cúmulos de estrellas OB, los que contribuyen significativamente a la ionización del gas circundante generando las regiones HII. Los núcleos que se forman en la nube molecular tienen densidades del orden de 10^8 cm^{-3} , temperaturas de 2000 K y masas entre 50 y 1000 M_\odot .
- *Nubes frías–oscuras*: Son nubes compuestas casi exclusivamente por gas molecular y por un halo de hidrógeno neutro. Tienen temperaturas bajas ($\lesssim 20 \text{ K}$) debido al enfriamiento por las transiciones rotacionales del monóxido de carbono (CO) que se contraponen con el calentamiento que producen los rayos cósmicos y los colapsos gravitacionales. Estas nubes poseen gran cantidad de polvo interestelar que protege de la radiación a las moléculas, y también favorece a las cadenas químicas que

permiten la aparición de moléculas complejas.

Las nubes moleculares presentan estructuras jerárquicamente organizadas, es así que contienen estructuras densas, que a su vez poseen subestructuras como grumos y núcleos. En la Tabla 2.3 se presentan distintos tipos de nubes moleculares y algunas de sus propiedades físicas.

Tabla 2.3: Propiedades físicas de las nubes moleculares extraídas de Goldsmith (1987), Blitz et al. (1999) y Lequeux (2004).

Tipo de Nube	Tamaño [pc]	Densidad [cm ⁻³]	Masa [M _⊙]	Temperatura [K]
Difusa	1 – 3	$\lesssim 10^2$	~ 50	20 – 100
Nube molecular gigante	20 – 80	100 – 300	10 ⁴ –10 ⁶	7 – 15
Nube molecular	~ 5	~ 300	$\sim 10^4$	$\lesssim 20$
Grumo	~ 2	$\sim 10^3$	$\sim 10^3$	~ 10
Núcleo frío	~ 0.1	10 ⁴ –10 ⁵	~ 10	~ 10

Recientemente se han observado estructuras en forma de filamentos dentro de las nubes moleculares, las cuales se creen que son producidas por vientos estelares y turbulencia. En estos filamentos, la densidad del gas y el polvo aumentan y en ocasiones hay grumos brillantes que indican la formación de estrellas dentro de ellos. En muchos casos se pueden apreciar estructuras estriadas perpendiculares a ellos. Dichas estructuras suelen estar orientadas según el campo magnético en sus vecindades y dentro de los filamentos (Palmeirim et al., 2013).

Los filamentos se manifiestan en amplios rangos de tamaño ($\sim 0.1 - 100$ pc), masas ($\sim 1 - 10^5 M_{\odot}$) y masa lineal² ($\lesssim 1000 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$) (Hacar et al. 2013; Kainulainen et al. 2013; Kainulainen 2016; Abreu-Vicente et al. 2016). Los filamentos que tienen un valor de masa lineal más alto que los valores críticos de la autogravitación, el soporte termal y la no magnetización, es decir $\gg 16 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ (Ostriker, 2014), contienen reservorios de masa suficientemente grandes para que se formen estrellas de alta masa.

²Es la medida de la masa por unidad de longitud.

El principal obstáculo para estudiar la fragmentación de los filamentos es el desafío observacional. Los filamentos muestran fragmentación a baja escala ($\sim 1500 \text{ UA}^3$) y pueden ser de varios parsecs de largo. Esto significa que para obtener una observación completa de su estructura se requiere un mapeo de gran área con muy alta resolución angular.

En particular, los resultados del Telescopio Orbital Herschel confirman la presencia de filamentos a escala de parsecs en nubes moleculares cercanas, y sugieren que la estructura filamentaria observada está directamente relacionada con la formación de núcleos pre-estelares (André et al., 2010). Por ejemplo, en las nubes moleculares de Tauro, desde hace años se sugería la existencia de estructuras filamentosarias a gran escala (Schneider et al. 1979; Goldsmith et al. 2008), y las observaciones del telescopio Herschel demostraron que efectivamente estos filamentos están presentes (Men'Shchikov et al. 2010; Molinari et al. 2010; Arzoumanian et al. 2011). En la Figura 2.2, que muestra la emisión a $250 \mu\text{m}$, se tiene un ejemplo donde es posible apreciar los filamentos en la nube molecular de Tauro, y además en este caso también se aprecian estructuras estriadas perpendiculares a dichos filamentos.



Figura 2.2: Imagen de Herschel-SPIRE $250 \mu\text{m}$ de las regiones B211 y B213 de la nube molecular de Tauro.

Dado que la materia en las nubes moleculares está compuesta principalmente por

³Unidad Astronómica = $\sim 1.5 \times 10^{11} \text{ m}$ ($4.8 \times 10^{-6} \text{ pc.}$)

moléculas, a continuación haremos una descripción de las bases de cómo se forman las moléculas en el MIE.

2.4.2. Moléculas y química en el MIE

A pesar de que el MIE posee en general densidades muy bajas, tal como se mencionó anteriormente, existen regiones con densidades relativamente altas ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) en donde ocurre una química muy compleja. Muchas de las moléculas existentes en el MIE son orgánicas y están presentes en todas las etapas que van desde el nacimiento estelar hasta su muerte, pasando por la formación planetaria.

La química responsable de la existencia de moléculas en el MIE a grandes rasgos está basada en tres tipos de reacciones:

Reacciones en las superficies de los granos de polvo: estos granos son los que permiten la existencia del hidrógeno molecular actuando como catalizadores de átomos de hidrógeno, ocurriendo la siguiente reacción básica:

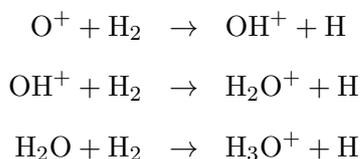


En las nubes más frías, los átomos y moléculas se congelan en las superficies de los granos de polvo, formando mantos de hielo en los cuales ocurren procesos químicos de gran interés. Un ejemplo de esto son los átomos de O, C y N que interactúan con el H en las capas de hielo y producen H_2O , CH_4 y NH_3 .

Los procesos químicos que ocurren en la superficie de los granos de polvo dependen de la temperatura, composición, radiación y de las propiedades físicas de sus superficies. Los procesos de mayor importancia son:

- Migración sobre la superficie a través de efecto túnel cuántico.
- Absorción de un radical o un átomo desde el gas.
- Reacción con otro átomo u otra molécula adsorbida.
- Eyección o evaporación del producto molecular a la fase gaseosa.

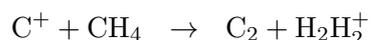
genera la siguiente cadena:



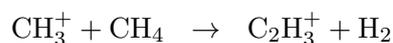
Después de ésta cadena de reacciones, el H_3O^+ puede interactuar con un electrón y/o radiación para formar OH o H_2O . Como las nubes moleculares son básicamente neutras (por cada ión hay un electrón) las interacciones con los electrones suelen ser bastante comunes.

Para producir eficientemente moléculas carbonadas e hidrocarbonadas (orgánicas) en las nubes frías-oscuras, ocurren tres tipos de reacciones de fase gaseosa:

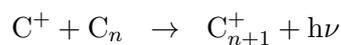
- reacciones de inserción de C, como por ejemplo:



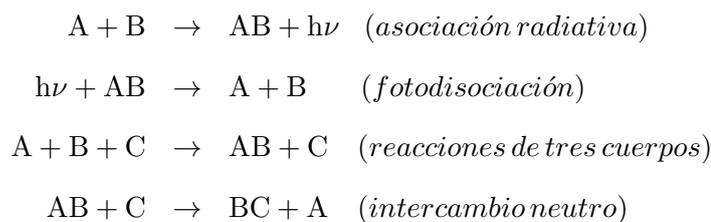
- reacciones de condensación, como por ejemplo:



- reacciones de asociación radiativa, como por ejemplo:



Reacciones de química neutra: Para que este tipo de reacciones ocurran se necesitan energías altas y distancias muy pequeñas. Las reacciones pueden ser básicamente cuatro:



En ambientes típicos interestelares la importancia de las reacciones de química neutra son opacadas frente a las reacciones en la superficies de granos de polvo y las reacciones ión-molécula. Por el contrario, en ambientes de altas densidades (ejemplo capas externas de estrellas, atmósferas planetarias, etc), las reacciones de química neutra toman un rol importante.

Las reacciones químicas que se mencionaron más arriba son responsables de la existencia de una gran cantidad de moléculas en el MIE. Hoy en día se han detectado más de 200 tipos de moléculas (Tabla 2.4). Su detección se da gracias a técnicas de espectroscopía, como por ejemplo los vastos estudios espectroscópicos hacia la nube molecular de Orión (Figura 2.5).

2.5. Polvo interestelar

La masa de polvo es sólo un centésimo de la masa del gas en el MIE, pero a pesar de esto el polvo juega un papel fundamental en numerosos procesos físicos y químicos del medio, en la evolución de nubes moleculares, en la formación estelar y en el balance de energía de la galaxia.

Los granos de polvo interestelares tienen un núcleo de carbono y silicio el cual puede estar inmerso en hielo de materiales volátiles (como H_2O , CO_2 , entre otros) condensados en sus superficies (Ver Figura 2.6). Los tamaños de los granos de polvo van de los 5 \AA hasta los 5000 \AA . Los modelos de emisión del polvo consideran a los granos como si fueran partículas esféricas, pero las observaciones de polarización debido al polvo sugieren que estos granos tendrían formas más complejas.

El polvo se origina principalmente en los vientos estelares fríos de estrellas de la rama asintótica gigante (AGB), estrellas gigantes rojas y nebulosas planetarias. Luego son varios los procesos que ayudan a su crecimiento y destrucción: acreción de átomos, iones y moléculas o foto-absorción de átomos y moléculas en la superficie, foto-erosión por radiación UV, colisiones grano-grano y destrucción por frentes de choque de supernovas.

Algunos procesos importantes que involucran al polvo interestelar son:

2 atoms	3 atoms	4 atoms	5 atoms	6 atoms	7 atoms	8 atoms	9 atoms	10 atoms	11 atoms	12 atoms	>12 atoms
H ₂	C ₃ ⁺	c-C ₃ H	C ₅ ⁺	C ₂ H	C ₆ H	CH ₃ C ₃ N	CH ₃ C ₄ H	CH ₃ C ₅ N	HC ₉ N	c-C ₆ H ₆ ⁺	C ₆₀ ⁺
AlF	C ₂ H	<i>i</i> -C ₃ H	C ₄ H	<i>i</i> -H ₂ C ₄	CH ₂ CHCN	HC(O)OCH ₃	CH ₃ CH ₂ CN	(CH ₃) ₂ CO	CH ₃ C ₆ H	<i>n</i> -C ₃ H ₇ CN	C ₇₀ ⁺
AlCl	C ₂ O	C ₃ N	C ₄ Si	C ₂ H ₄ ⁺	CH ₃ C ₂ H	CH ₃ COOH	(CH ₃) ₂ O	(CH ₃ OH) ₂	C ₂ H ₅ OCHO	<i>i</i> -C ₃ H ₇ CN	C ₆₀ ⁺ [*]
C ₂ ⁺	C ₂ S	C ₃ O	<i>i</i> -C ₃ H ₂	CH ₃ CN	HC ₃ N	C ₇ H	CH ₃ CH ₂ OH	CH ₃ CH ₂ CHO	CH ₃ OC(O)CH ₃	C ₂ H ₅ OCH ₃ [?]	c-C ₆ H ₅ CN 2018
CH	CH ₂	C ₃ S	c-C ₃ H ₂	CH ₃ NC	CH ₃ CHO	C ₆ H ₂	HC ₇ N	CH ₃ CHCH ₂ O 2016			
CH ⁺	HCN	C ₂ H ₂ ⁺	H ₂ CCN	CH ₃ OH	CH ₃ NH ₂	CH ₂ OHCHO	C ₆ H	CH ₃ OCH ₂ OH 2017			
CN	HCO	NH ₃	CH ₄ ⁺	CH ₃ SH	c-C ₂ H ₄ O	<i>i</i> -HC ₆ H ⁺	CH ₃ C(O)NH ₂				
CO	HCO ⁺	HCCN	HC ₃ N	HC ₃ NH ⁺	H ₂ CCHOH	CH ₂ CHCHO (?)	C ₆ H ⁻				
CO ⁺	HCS ⁺	HCNH ⁺	HC ₂ NC	HC ₂ CHO	C ₆ H ⁻	CH ₂ CCHCN	C ₃ H ₆				
CP	HOC ⁺	HNCO	HCOOH	NH ₂ CHO	CH ₃ NCO	H ₂ NCH ₂ CN	CH ₃ CH ₂ SH (?)				
SiC	H ₂ O	HNCS	H ₂ CNH	C ₅ N	HC ₅ O 2017	CH ₃ CHNH	CH ₃ NHCHO ? 2017				
HCl	H ₂ S	HOCO ⁺	H ₂ C ₂ O	<i>i</i> -HC ₄ H ⁺		CH ₃ SiH ₃ 2017	HC ₇ O 2017				
KCl	HNC	H ₂ CO	H ₂ NCN	<i>i</i> -HC ₄ N							
NH	HNO	H ₂ CN	HNC ₃	c-H ₂ C ₃ O							
NO	MgCN	H ₂ CS	SiH ₄ ⁺	H ₂ CCNH (?)							
NS	MgNC	H ₃ O ⁺	H ₂ COH ⁺	C ₅ N ⁻							
NaCl	N ₂ H ⁺	c-SiC ₃	C ₄ H ⁻	HNCHCN							
OH	N ₂ O	CH ₃ ⁺	HC(O)CN	SiH ₃ CN 2017							
PN	NaCN	C ₃ N ⁻	HNCNH								
SO	OCS	PH ₃	CH ₃ O								
SO ⁺	SO ₂	HCNO	NH ₄ ⁺								
SiN	c-SiC ₂	HOCN	H ₂ NCO ⁺ (?)								
SiO	CO ₂ ⁺	HSCN	NCCNH ⁺								
SiS	NH ₂	H ₂ O ₂	CH ₃ Cl 2017								
CS	H ₃ ⁺ (*)	C ₃ H ⁺									
HF	SiCN	HMgNC									
HD	AlNC	HCCO									
FeO ?	SiNC										
O ₂	HCP										
CF ⁺	CCP										
SiH ?	AlOH										
PO	H ₂ O ⁺										
AlO	H ₂ Cl ⁺										
OH ⁺	KCN										
CN ⁻	FeCN										
SH ⁺	HO ₂										
SH	TiO ₂										
HCl ⁺	C ₂ N										
TiO	Si ₂ C										
ArH ⁺	HS ₂ 2017										
N ₂	HCS 2018										
NO ⁺ ?	HSC 2018										

Figura 2.4: Lista de moléculas identificadas en el MIE hasta octubre de 2018 (I. Physikalisches Institut: www.astro.uni-koeln.de/cdms/molecules).

- En sus superficies se depositan átomos y moléculas, formando un manto de hielo rico en reacciones químicas. Luego, el calentamiento puede evaporar el manto de hielo y en consecuencia nuevas moléculas enriquecen al MIE (ver Figura 2.6).

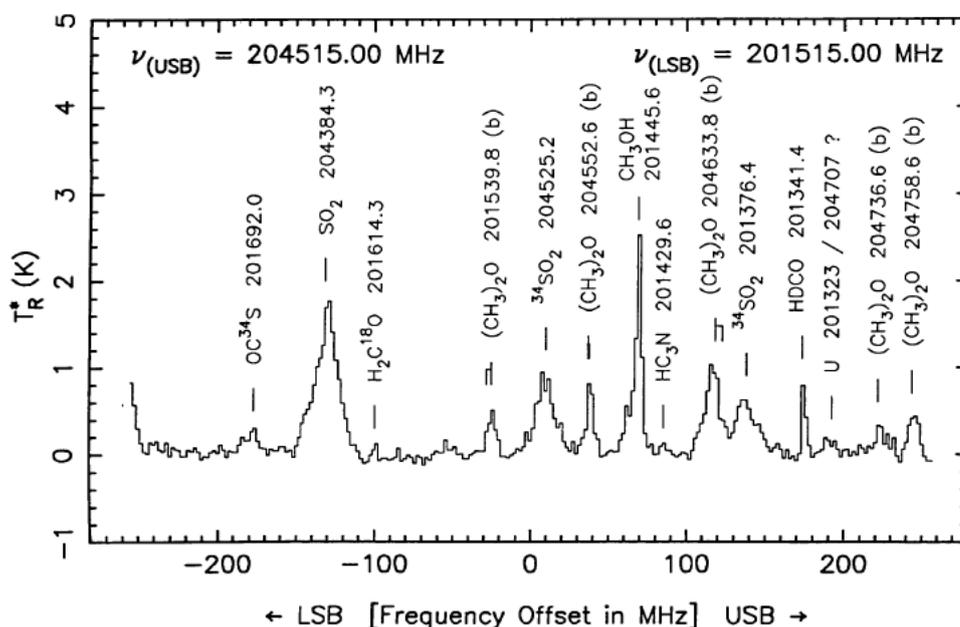


Figura 2.5: Detección de algunas moléculas a través de estudios espectroscópicos en la nube molecular de Orion (Jewell et al. 1989).

- Aproximadamente la mitad de la energía emitida por las estrellas de la galaxia en UV, visible e infrarrojo cercano, es absorbida por el polvo, luego éste se calienta y re-emite en longitudes de onda más largas (infrarrojo medio y lejano). La otra mitad de la energía emitida por las estrellas es dispersada o no es afectada por el polvo.
- Los granos de polvo que son irradiados por radiación UV pueden emitir electrones a través del efecto foto-eléctrico, los cuales aportan al calentamiento del MIE.
- La radiación de las estrellas que es dispersada por el polvo origina las nebulosas de reflexión, que son regiones extendidas alrededor de estrellas brillantes.

2.5.1. Hidrocarburos aromáticos policíclicos (HAPs)

Los HAPs son las moléculas más grandes que existen en el MIE, con tamaños entre 4 y 10 Å. El elemento químico base de los HAPs es el carbono, y como el carbono puede tener

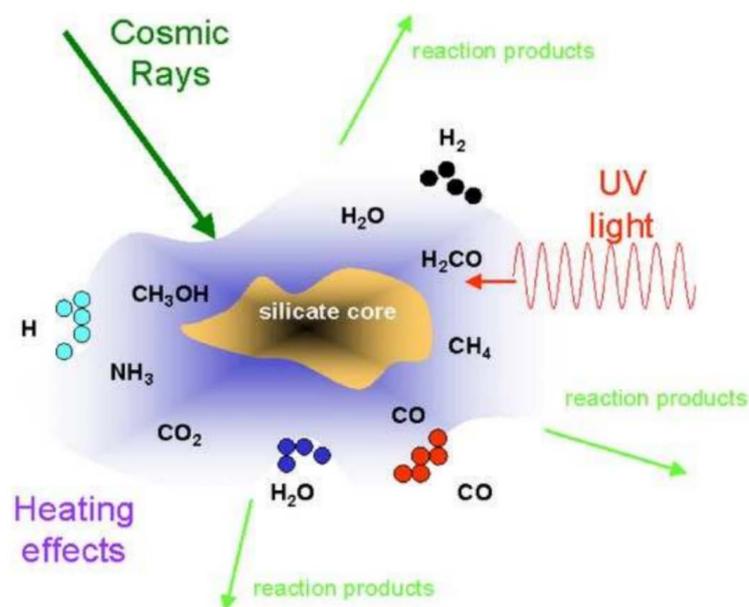


Figura 2.6: Estructura de un grano de polvo interestelar y algunos procesos físicos y químicos que ocurren en su superficie (Srama et al. 2009).

cuatro enlaces químicos, fácilmente forma moléculas complejas. Los átomos de carbono se pueden organizar en un anillo plano hexagonal (anillo bencénico, Figura 2.7) donde cada carbono se enlaza a tres átomos cercanos (configuración aromática). El anillo de benceno sirve como base para moléculas más grandes, cuando varios de estos anillos están juntos se les llaman policíclicas. Si la base de estas moléculas es el hidrógeno, se las llama hidrocarburos aromáticos policíclicos (HAPs) (ver Figura 2.8).

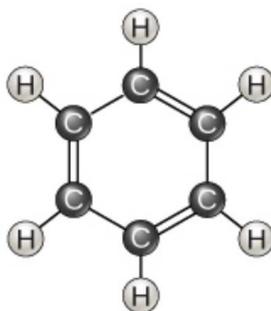


Figura 2.7: Estructura química del Benceno.

Generalmente los HAPs se forman en las eyecciones de estrellas evolucionadas y son llevados al MIE a través de sus vientos estelares. Los HAP pueden crecer por coagulación y acreción, y pueden ser destruidos por campos de radiación intensos, choques fuertes y partículas energéticas. Al igual que otras moléculas, los HAPs se congelan en los mantos congelados de los granos de polvo y pueden llegar a propiciar la formación de moléculas más complejas aún. Los HAPs se detectan en las regiones de foto-disociación (interfase entre el gas ionizado y el gas molecular en regiones HII) donde son excitados por la radiación UV de estrellas de alta masa y re-emiten principalmente en el infrarrojo medio a través del proceso de fluorescencia.

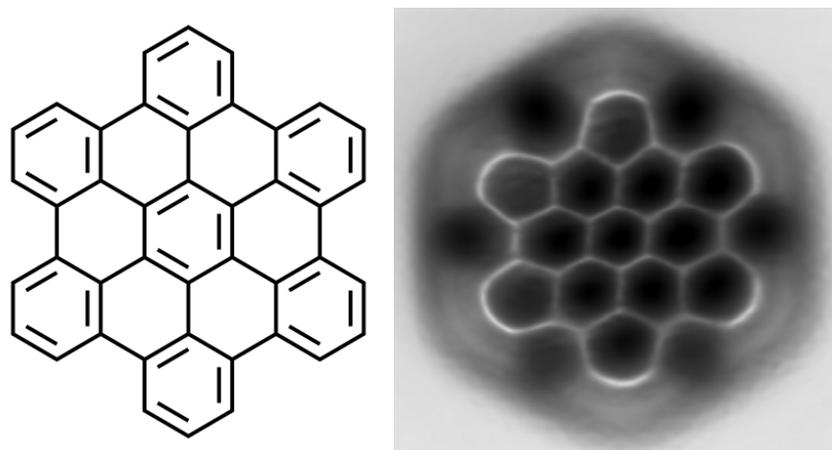


Figura 2.8: *Izquierda:* Esquema de un hidrocarburo aromático policíclico (hexabenzocoroneno) donde los átomos de carbono están representados por los vértices de los hexágonos y se infieren los átomos de hidrógeno. *Derecha:* Imagen del hexabenzocoroneno obtenida con un microscopio de fuerza atómica (de https://en.wikipedia.org/wiki/Polycyclic_aromatic_hydrocarbon).



LH 95. Imagen: ESA/Hubble

3. Formación estelar y evolución de estrellas de alta masa

Si bien durante las últimas décadas se ha avanzado notablemente en el estudio de la formación estelar, aún subsisten diversas cuestiones abiertas que necesitan ser tratadas en profundidad. Entre ellas resulta importante definir de mejor manera las diferencias y similitudes entre procesos de formación de estrellas de alta y baja masa, así como las consecuencias que éstos tienen en el MIE circundante.

Es importante destacar que para tener un panorama amplio sobre los procesos de formación estelar es necesario considerar el medio y los objetos astrofísicos que rodean a la nube molecular madre o que se encuentran dentro de ella. De esta manera es necesario abordar el interrogante de qué objetos y eventos pueden provocar el colapso del gas molecular, principalmente aquellos relacionados con las estrellas de alta masa. Hoy en día, está bastante aceptado que la turbulencia juega un rol central en la generación de estrellas (Mac Low et al., 2004).

Al comparar la velocidad térmica promedio de las moléculas ($1 - 10 \text{ km s}^{-1}$) con las velocidades mucho mayores observadas para las nubes moleculares ($10 - 100 \text{ km s}^{-1}$), Von Weizsäcker (1951) concluyó que en general las nubes moleculares muestran caracte-

rísticas de turbulencia y compresión. Ciertamente, siendo el MIE altamente compresible, los fluidos supersónicos pueden crear perturbaciones en la densidad, y de esta manera desencadenar eventos de colapso gravitacional.

La turbulencia interna del gas fragmenta a la nube molecular, y en consecuencia se pueden formar núcleos autogravitantes, que eventualmente colapsarán para formar estrellas. Por lo tanto es importante estudiar la física y química de dichos núcleos y entender cómo se generan.

3.1. Núcleos moleculares

3.1.1. Equilibrio y colapso gravitacional de los núcleos

Por la acción de la gravedad los núcleos moleculares pueden pasar de estar en un estado de equilibrio a colapsar. La forma en que lo hacen es el punto más controversial dentro del estudio de la formación estelar. Existen dos enfoques opuestos sobre ello, los cuales se deben a la existencia de incertezas en la intensidad del campo magnético, en la importancia de los movimientos turbulentos, y en los tiempos de vida del gas molecular. Dichos enfoques son:

- *Modelo quasi-estático*: Este modelo propone que las nubes están cerca al equilibrio virial y que su evolución hacia la formación estelar es aproximadamente quasi-estática, ya que tienen vidas relativamente largas ($\sim 10^7$ años según estimaciones de Mouschovias et al. 2006) y se encuentran gravitacionalmente ligadas (ej. Larson 1981). Los campos magnéticos contribuyen a la estabilidad de la nube provocando un equilibrio contra el colapso gravitacional. Bajo esta situación donde los campos magnéticos dominan, las nubes moleculares sólo pueden evolucionar por los efectos de la gravedad, y de esta manera a través del proceso de “difusión ambipolar” se crea una deriva de partículas neutras desacopladas de las partículas cargadas del plasma hacia el interior del núcleo molecular. Cuando este núcleo acumula una cantidad de masa suficiente, entonces empezará a colapsar y formará estrellas (Mestel et al.

1956; Mouschovias et al. 1999). La formación de estrellas a través de este proceso es bastante lenta, tomando varias veces el tiempo dinámico de la nube.

- *Modelo dinámico:* En este modelo se sugiere que las nubes son objetos dinámicos que evolucionan y forman estrellas. Esta otra visión, opuesta y más reciente a la anterior, 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 de la nube (Mac Low et al., 1998), así que las ondas hidromagnéticas no pueden equilibrar a la gravedad sin una fuente de continuo reabastecimiento. Si además los campos magnéticos son lo suficientemente débiles, la evolución de la nube y la formación estelar se transforma en un proceso rápido que ocurre 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, con tiempos de vida de $(3 - 5) \times 10^6$ años (Vazquez-Semadeni et al., 2003). La formación estelar está regida por la interacción entre la gravedad y la turbulencia propia de la nube. Existe la posibilidad de que este mecanismo, al ser más rápido, sea el responsable de la generación de las estrellas de alta masa.

Si se compara la densidad inicial en un núcleo molecular con la densidad promedio de estrellas, se verá que existe una diferencia de 20 órdenes de magnitud. El valor de la densidad típica de tales núcleos es de $\sim 10^{-20}$ g cm⁻³, mientras que la densidad promedio de una estrella como nuestro Sol es del orden de 1 g cm⁻³. Este cambio en la densidad no se logra con fuerzas externas sino a través del colapso autogravitacional 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 10⁷ K. Las fases para que esto ocurra son:

- *Fase de caída libre:* en el centro de una nube molecular existen densidades menores a 10⁻¹³ g cm⁻³, el colapso del gas es isotérmico y el material cae a escalas de tiempo de caída libre. En el centro la densidad crece más rápidamente que 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:* si la densidad en el centro del núcleo sobrepasa los 10^{-13} g cm⁻³, el colapso deja de ser isotérmico ya 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 mayores a 1000 K la mayoría de los granos de polvo se han evaporado provocando la pérdida del enfriador natural del sistema.
- *Fase de opacidad:* si se han alcanzado temperaturas de alrededor de 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. Con esto se lleva a cabo una segunda contracción de la esfera debido a que la presión interna no es suficiente para frenar el colapso gravitacional. Luego que es alcanzada una densidad de 10^{-2} g cm⁻³ la fracción de ionización del hidrógeno crece lo suficiente como para reestablecer los valores del primer exponente adiabático. Los ciclos de contracciones detallados anteriormente pueden suceder varias veces debido a la ionización del He y átomos con Z más alto. En el centro ha quedado un núcleo de aproximadamente $0.01 M_{\odot}$.
- *Fase de acreción:* El núcleo que se ha formado en el centro se vuelve ópticamente grueso y empieza a acretar materia, formando de esta manera un disco de acreción. Es en esta etapa donde 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.

En la Figura 3.1 se aprecian en un esquema las etapas desde la nube molecular hasta la formación de una protoestrella. En primera instancia, se tiene una nube molecular que empieza a colapsar y la radiación escapa libremente. Luego se van formando núcleos

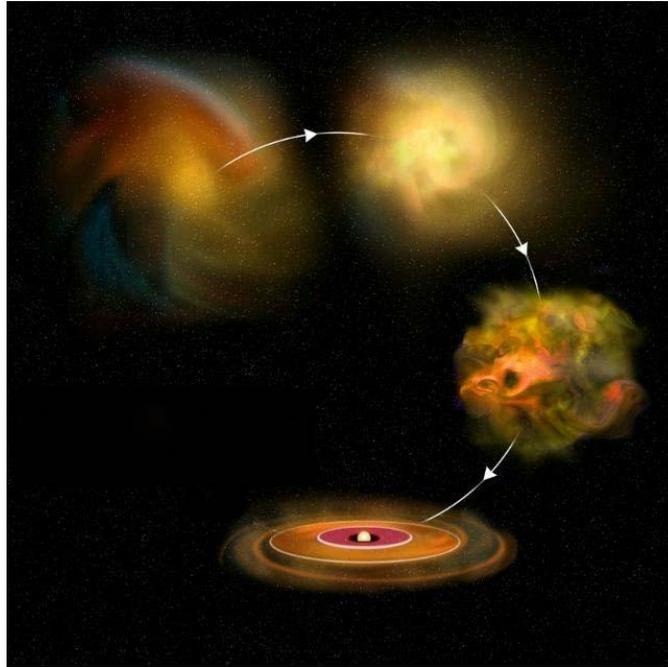


Figura 3.1: Esquema de las etapas por las cuales se forma una protoestrella.

densos (precursores estelares) y opacos a la radiación, lo cual hace que se caliente. Finalmente, ese núcleo empieza a acretar material y provoca que su superficie se caliente, empezando a emitir radiación. El nacimiento de la protoestrella tiene lugar cerca del final de la fase adiabática cuando el núcleo se hace ópticamente grueso a la radiación e ingresa a la fase de acreción.

3.2. Discos de acreción y “outflows” moleculares

En la etapa de acreción, la rotación de las nubes moleculares distorsiona las trayectorias de caída del material, y cuando el momento angular del gas es suficientemente grande, dicho material 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 et al., 1995). La energía del disco de acreción, que adquiere su material directamente del gas molecular de su entorno y lo entrega al objeto central

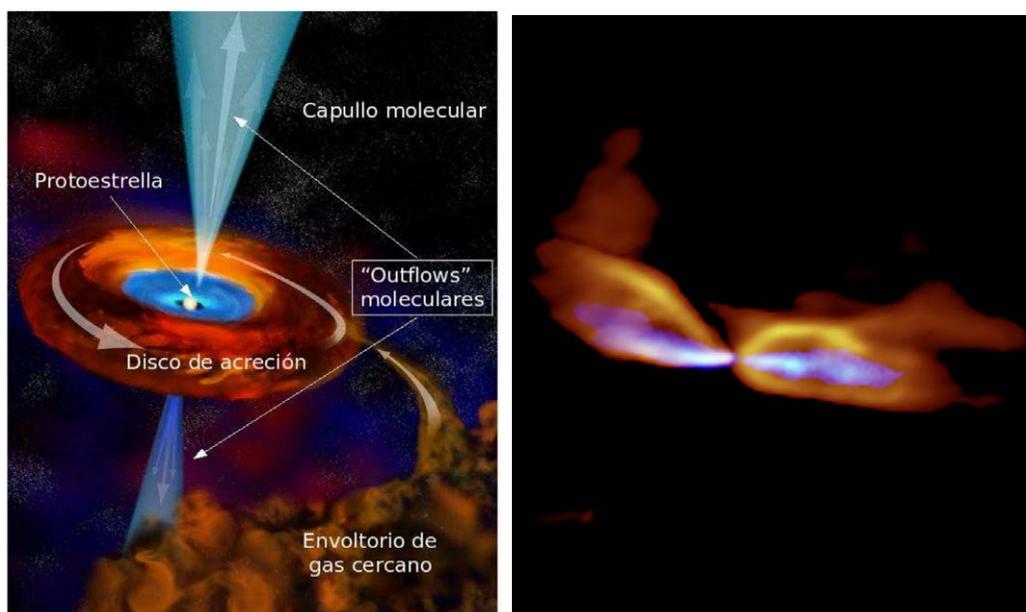


Figura 3.2: *Izquierda:* Esquema de un sistema protoestelar embebido dentro del “capullo” de gas molecular. *Derecha:* Imagen de la protoestrella MMS5/OMC-3 obtenida con Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA). La protoestrella se encuentra en el centro, y los “outflows” son eyectados hacia el este y el oeste (izquierda y derecha). Créditos: ALMA (ESO/NAOJ/NRAO), Matsushita et al.

en formación, genera un disco de viento (Pudritz et al. 2007; Bjerkeli et al. 2016) cuyas partículas de gas son colimadas magnéticamente colisionando con el material molecular del medio circumestelar local (ver Figura 3.2 - izquierda). Así, las moléculas del entorno son aceleradas y se generan estructuras semejantes a lóbulos denominadas “outflows” moleculares, que se prolongan mucho más allá de los núcleos densos y son observados 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 (ej. Beuther et al. 2002; Arce et al. 2006). La acreción a mayor tasa se corresponde con “outflows” de mayor masa, que en general, suelen ocurrir durante las fases iniciales de la formación estelar. En la Figura 3.2 - derecha se puede observar una imagen real de una estrella en formación observada con el Atacama Large Millimeter Array (ALMA), la cual posee los respectivos “outflows”.

Por otro lado, las partículas del viento proveniente del disco 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”. Estos chorros de partículas son observados en distintas bandas del óptico y del infrarrojo. Los primeros en identificarlos fueron los astrónomos Herbig y Haro en la década de 1940, por lo cual se los suele denominar como objetos HH (ver Figura 3.3).

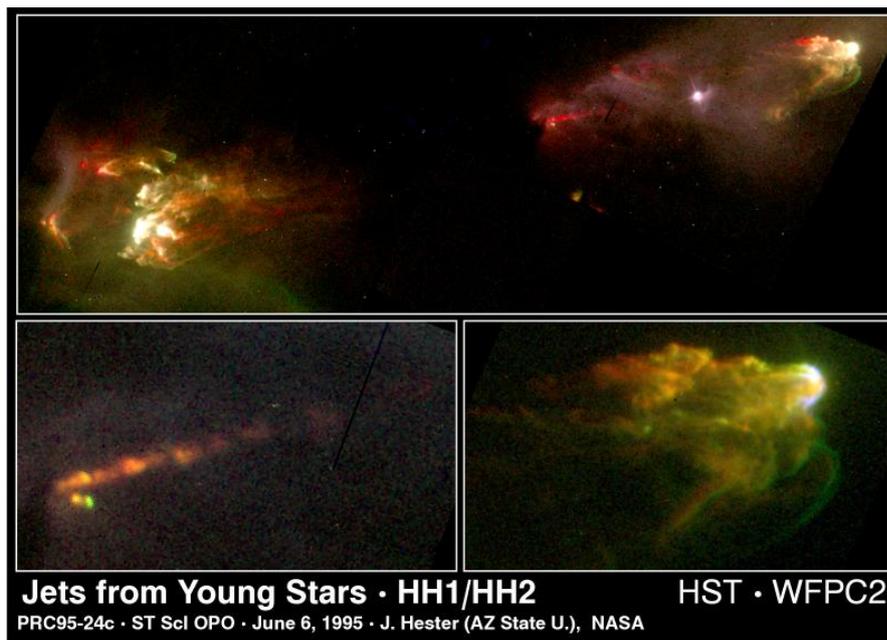


Figura 3.3: Los objetos HH1 y HH2 se encuentran a un año luz de diferencia, colindando simétricamente una estrella joven que está expulsando material a lo largo de su eje polar.

3.3. Formación de estrellas de alta masa

Las estrellas de gran masa ($\gtrsim 8 M_{\odot}$), evolucionan rápidamente, de hecho las fases importantes de su evolución temprana duran muy poco tiempo ($\sim 10^5$ años) en comparación con las estrellas de masa baja e intermedia ($\sim 10^6 - 10^7$ años). La elevada extinción del polvo hace difícil observarlas, y como suelen formarse en grupos, la interacción entre ellos complica aún más su estudio.

Las estrellas de gran masa sólo se forman en el interior de las nubes moleculares gigantes (GMC) (McKee et al., 2003), ya que es allí donde se dan las condiciones necesarias

para la formación de núcleos con suficiente masa.

3.3.1. Fases en la formación de estrellas de alta masa

Siguiendo las fases ya mencionadas en la Sección 3.1.1 aplicadas a las estrellas de gran masa podemos resumir:

- *Compresión*: formación de núcleos fríos y densos de gas molecular, inducidos por la fragmentación de la nube (Mac Low et al., 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*: colapso gravitacional inhomogéneo de cierta fracción de los núcleos con masas del orden de $10^{-3} M_{\odot}$ (Bate et al., 2000) para formar “embriones” estelares ópticamente gruesos y soportados por presión interna.
- *Acreción*: aumento de material en 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 aún acretando material y evolucionando hacia la SP.
- *Disrupción*: cambio/destrucción 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.

Es importante mencionar que todas las fases descriptas anteriormente pueden estar ocurriendo simultáneamente dentro de una misma nube molecular gigante.

3.3.2. Evolución a lo largo de la fase embebida

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 et al. (2005) y Tak et al. (2005), basados en observaciones del infrarrojo medio han mostrado que esta fase embebida puede ser subdividida en varios tipos de objetos que representan distintos estadios evolutivos:

- *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 fue realizada por Sridharan et al. (2005).
- *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.
- *Regiones HII hipercompactas y ultracompactas* (Kurtz et al. 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.
- *Regiones HII compactas y clásicas* (Mezger et al., 1967): el gas ionizado se expande como un todo y quebranta la nube molecular madre, revelando la población estelar, tanto de alta como de baja masa, hasta ese momento embebidas en el polvo.

3.4. 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, por lo cual este tipo de estrellas muy probablemente requieran de agentes externos. A continuación se repasan los más importantes:

- Numerosas observaciones de poblaciones estelares muestran que algunos subgrupos de asociaciones OB tienen a su alrededor estrellas de baja masa coetáneas con la formación de la asociación (Preibisch et al. 2007; Briceno 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 Opik (1953), Herbst et al. (1977) y Gerola et al. (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. Simulaciones numéricas (ej. Vanhala et al. 1998; Melioli et al. 2006) apoyan la posibilidad de que las SNs pueden originar formación estelar. Según estos cálculos, las SNs 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 se verán afectados por su frente de

ionización y el consecuente frente de choque. Las partes internas de estos núcleos moleculares son comprimidas y se tornan gravitacionalmente inestables, pudiendo así colapsar para formar nuevas estrellas. Por otro lado, las partes externas tienden a ser “evaporadas” por el frente de ionización, y el resto del gas neutro es comprimido en un glóbulo cometario, con una cabeza que rodea a las estrellas recientemente formadas. De esta manera se espera observar un borde brillante que apunta a la estrella responsable de la región HII con una cola apuntando en dirección contraria. Este fenómeno es conocido como RDI, por las siglas en inglés de *radiative driven implosion* (ver por ejemplo, Bertoldi 1989; Kessel-Deynet et al. 2003; Bisbas et al. 2011).

- El modelo clásico de formación de estrellas de gran masa desarrollado por Elmegreen et al. (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. 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 Figura 3.4). 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 et al. 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.

- Otro proceso a tener en cuenta respecto a la formación de estrellas es el de colisiones entre nubes moleculares. De manera reciente se viene obteniendo evidencia observacional relevante sobre dicho proceso, en el cual se sugiere que el nacimiento de una nueva generación de estrellas puede ser inducido en la capa densa que se genera en la interfase entre las nubes colisionantes. En esta interfase el campo magnético y la turbulencia del gas se incrementan, lo cual amplifica la tasa de acreción de los grupos densos (ver por ejemplo [Ohama et al. 2018](#); [Torii et al. 2017](#); [Inoue et al. 2013](#)).

3.5. Pilares en los bordes de regiones HII

Algunas de las estructuras más llamativas en el medio interestelar y frecuentemente relacionadas a la formación de estrellas son las que se observan en el gas molecular cercano a las estrellas o asociaciones OB, como por ejemplo, la nebulosa cabeza de caballo (B33), los pilares de la creación en M16, y las trompas de elefante (BRC37) en IC1396. Estas estructuras son llamadas comunmente pilares, y su característica fundamental es que están constituidos por una cabeza densa que apunta hacia las estrellas OB y una cola, por lo general menos densa, que continúa unida a la nube molecular. Como característica común, estas estructuras que pueden tener variaciones en su morfología, siempre apuntan hacia una fuente de radiación ionizante, y en muchos casos presentan signos de formación estelar en sus cabezas e inmediaciones ([Gahm et al. 2006](#); [Gahm et al. 2013](#)).

La morfología de estas estructuras sugiere que los efectos de la radiación UV y los vientos de las estrellas de alta masa desempeñan un papel importante en su formación. Así mismo se cree que la turbulencia y los campos magnéticos también contribuyen sustancialmente a conformar su estructura.

El estudio de los pilares es importante en el contexto de la formación estelar. La ionización generada por estrellas de alta masa puede calentar y comprimir el gas a lo

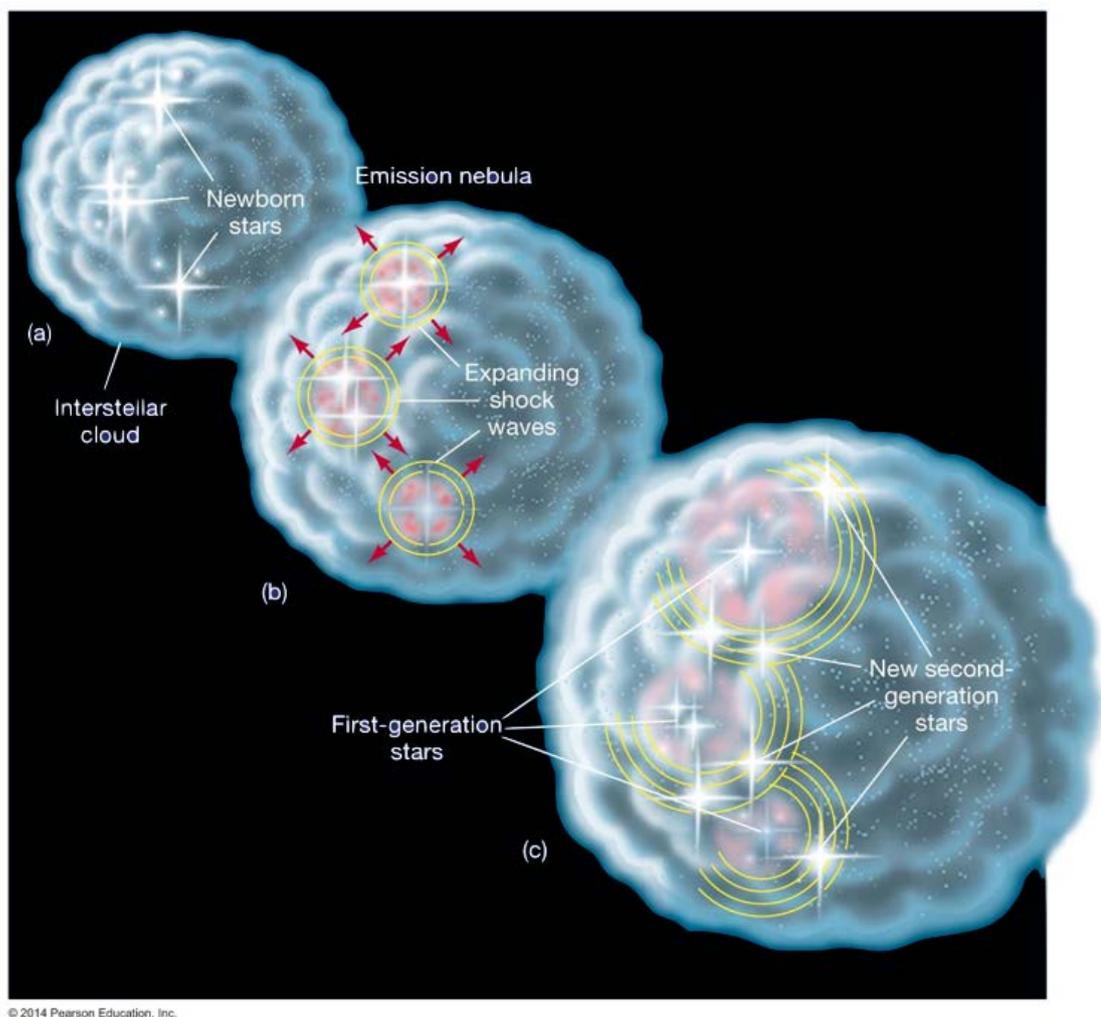


Figura 3.4: Esquema de formación estelar secuencial disparada por una región HII en una nube molecular gigante. Inicialmente en la nube molecular se forman estrellas de baja masa distribuidas uniformemente y ocasionalmente alguna estrella de gran masa. Esta última genera una región HII que por expansión, según el modelo de Elmegreen et al. (1977), dispara la formación de otras estrellas de gran masa, 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.

largo de canales de baja densidad, crenado así filamentos que poseen una mayor densidad. Podemos decir que la radiación excava las nubes moleculares generando este tipo de estructuras, en cuyas puntas se puede desencadenar el colapso gravitacional del gas para generar nuevas estrellas.

En la Figura 3.5 se puede apreciar la más reciente observación del Telescopio Espacial Hubble hacia los famosos Pilares de la Creación (Nebulosa del Águila). La imagen en la banda del óptico que tomó el telescopio proporcionó una vista actualizada y más nítida de estas estructuras. Además el telescopio Hubble ha proporcionado una imagen en el infrarrojo que da la posibilidad de penetrar gran parte del polvo y el gas, y revela la morfología de estos pilares como siluetas tenues sobre un fondo salpicado de estrellas.



Figura 3.5: Imágenes tomadas con la cámara *Wide-Field 3* del Telescopio Espacial Hubble de los Pilares de la Creación. Una vista con luz visible (izquierda) e infrarroja (derecha).

3.6. Diferencias entre la formación de estrellas de alta y baja masa

En la formación de las estrellas de alta masa aparecen diversos procesos físicos que no son comunes para sus análogas de baja masa. Estos procesos cuestionan el hecho de que la formación de las estrellas de gran masa pueda ser considerada como simplemente una versión amplificada del proceso de formación de las estrellas de baja masa. A continuación se discuten las principales diferencias.

Para las estrellas de baja masa (o de tipo solar), la intensidad de sus campos de

radiación juega un papel insignificante sobre el gas y el polvo circundante. Por el contrario, las estrellas de alta masa son muy luminosas, alcanzan temperaturas que son lo suficientemente altas para que su presión de radiación pueda modificar significativamente su medio circundante. En particular, esta presión puede alterar el proceso de acreción y hasta inhibirlo, fotoevaporando el disco de la estrella.

Por otro lado, la radiación UV lejana de las estrellas de alta masa afecta en gran medida a la nube molecular madre, disociando varias moléculas (H_2 , O, CO, etc). Para este proceso se requiere fotones de casi 11.2 eV, que las estrellas de masa baja e intermedia no son capaces de producir. Por esta razón, [Cesaroni et al. \(2007\)](#) sugieren que la presencia de discos en estrellas de gran masa sería común para masas estelares menores a $20 M_{\odot}$.

Otra diferencia importante entre las estrellas de alta y baja masa es que, mientras las últimas pasan una parte considerable de su juventud como objetos de Pre-Secuencia Principal, contrayéndose hacia la Secuencia Principal (30 millones de años para una estrella de masa solar), las estrellas de alta masa nacen, prácticamente, sobre la mencionada secuencia. Casi el 15% del tiempo de vida de las estrellas de alta masa transcurre con ellas embebidas en la nube madre. A una estrella de $1 M_{\odot}$ le lleva aproximadamente 3×10^7 años llegar a la Secuencia Principal, mientras que para una estrella de $50 M_{\odot}$ este tiempo es mucho menor, de tan sólo $\sim 10^4$ años. Esto hace que las estrellas de alta masa pasen todo su breve tiempo de vida de Pre-Secuencia Principal envueltas en el polvo de la nube molecular en donde se están formando. Esta fase evolutiva no es observable en el óptico o en el infrarrojo cercano y medio ($\lambda \leq 10 \mu\text{m}$). Por el contrario, las estrellas de baja masa se tornan ópticamente visibles antes de llegar a la secuencia principal, lo cual facilita su observación (Yorke 1986).

Finalmente cabe mencionar que si bien el escenario de acreción explica la formación de estrellas de alta masa, aisladas, sin intervención alguna de otras estrellas cercanas, este escenario no puede explicar la existencia de varias estrellas de alta masa muy próximas entre sí, como se observa frecuentemente en cúmulos jóvenes. Por lo cual hay que recurrir a los eventos mencionados en la Sección 3.4 para explicar su existencia.

3.7. Características de las líneas moleculares en las regiones de formación estelar

A través de un estudio espectroscópico y de un análisis de los perfiles de líneas moleculares se pueden caracterizar algunos de los procesos de formación estelar. Por ejemplo, a través de un análisis de los perfiles de las líneas de ciertos trazadores moleculares se puede buscar algún ensanchamiento o efecto Doppler inducido por el movimiento del gas alrededor de una protoestrella y así determinar si en un grumo de material molecular está teniendo lugar un colapso gravitatorio o una expansión del gas

En la Figura 3.6 se muestran espectros de la emisión molecular del flujo bipolar impulsado por el objeto estelar HH 114 MMS en la nube L 1589 (Tafalla et al., 2013). Estas moléculas son ópticamente finas, 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 ensanchamientos simétricos en las líneas respecto de la velocidad central. Este movimiento interno del gas, con una componente alejándose y otra acercándose al observador, corresponde principalmente a la componente en la línea de la visual de los “outflows” moleculares asociados a la estrella en formación.

En la Figura 3.7 se aprecia una estructura más compleja de un perfil de línea, donde se muestran características de autoabsorción. 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 por delante que absorbe los fotones de material más caliente ubicado detrás. 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 una estrella.

Además, en el perfil de la Figura 3.7, puede apreciarse una clara 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 encuentre en colapso gravitacional. El gas cayendo hacia el interior de la mitad lejana de la esfera (respecto

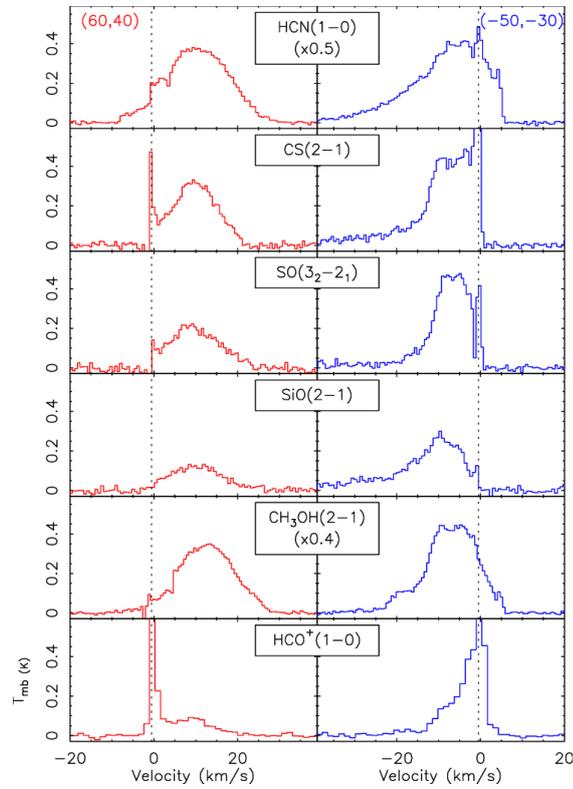


Figura 3.6: Espectros de emisión de distintas moléculas estudiadas hacia dos outflows de la fuente HH 114 MMS (Tafalla et al., 2013). La línea discontinua vertical indica la velocidad central de la nube.

de un observador situado en la Tierra) emite fotones “corridos hacia el azul” pues dicho material se aproxima al observador. 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 la más 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} .

Una interpretación análoga podría hacerse en el caso de un grumo molecular en expansión, en donde los espectros presentarían las intensidades de ambos picos invertidas

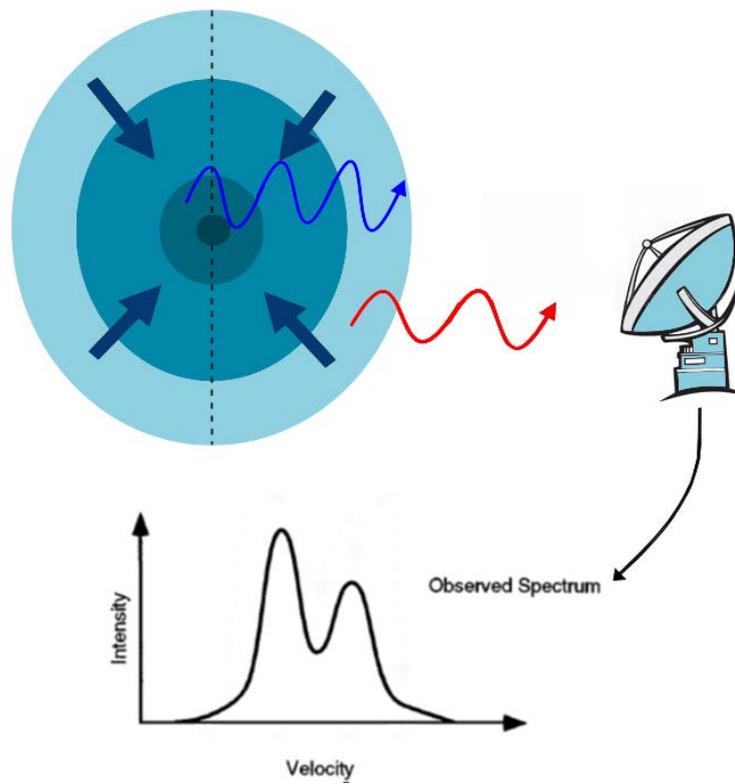


Figura 3.7: Esquema de la formación de líneas moleculares en una envoltura en caída.

con respecto al caso de colapso gravitacional.



NGC 2174. Imagen: NASA/ESA/Hubble Heritage Team(STScI/AURA)

4. Procesos de emisión y estimación de parámetros físicos

4.1. Transporte de radiación

En esta sección se estudia el transporte de radiación en el MIE con el objetivo de obtener las ecuaciones fundamentales que permiten estimar parámetros físicos del gas.

Para describir la radiación captada por un observador, se analizará el siguiente escenario: se tiene un detector (ver Figura 4.1) donde por su superficie fluye una cantidad de energía dE proveniente de una fuente que subtende un ángulo sólido $d\Omega$, la intensidad específica que se detecta en un intervalo de tiempo dt y en el rango de frecuencia $d\nu$ está dada por:

$$I_\nu = \frac{dE}{d\Omega \cos\theta d\sigma dt d\nu} \quad (4.1)$$

De lo anterior, se puede definir la densidad de flujo S_ν como:

$$S_\nu = \int_{Fuente} I_\nu(\theta, \phi) \cos\theta d\Omega \quad (4.2)$$

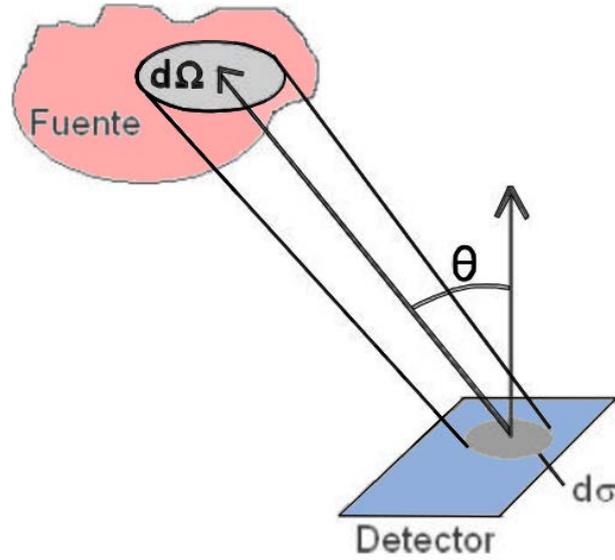


Figura 4.1: Esquema de la fuente emisora y el detector.

La radiación que emite la fuente se propaga en el medio y es afectada por eventuales absorciones y emisiones que ocurren en el mismo medio. La variación en la intensidad de la radiación a una determinada frecuencia cuando atraviesa una sección de longitud ds está dado por la ecuación de transferencia radiativa:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu \quad (4.3)$$

donde κ_ν es la opacidad y ϵ_ν la emisividad del medio a una distancia s de la fuente. Si se define la profundidad óptica como $d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$, la ecuación anterior puede escribirse como:

$$\frac{dI_\nu}{\kappa_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (4.4)$$

donde S_ν es la llamada función fuente. Si se supone equilibrio termodinámico local (LTE¹, por sus siglas en inglés), se puede utilizar la ley de Kirchhoff:

¹Los mecanismos que pueblan niveles moleculares o atómicos ocurren a la misma frecuencia que los mecanismos que los despueblan, es decir, el enfriamiento equipara al calentamiento.

$$\frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T) \quad (4.5)$$

donde $B_\nu(T)$ es la intensidad de radiación de cuerpo negro a la temperatura T , o sea, la función de Planck. Multiplicando la ecuación (4.4) por $e^{-\tau_\nu}$ e integrando por partes suponiendo un medio isotérmico, es decir $T(\tau) = T(s) = T = cte$, se obtiene:

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s)} + B_\nu(T)[1 - e^{-\tau_\nu(s)}] \quad (4.6)$$

Para frecuencias en la banda de radio se cumple que $h\nu/kT \ll 1$, por lo que la ley de Planck tiende al límite de Rayleigh-Jeans:

$$B_\nu(T) \rightarrow \frac{2\nu^2}{c^2}kT \quad (4.7)$$

Si se define una temperatura de brillo (T_B) como la temperatura para la cual $B_\nu(T) = I_\nu$, la ecuación de transporte de radiación (4.6) puede ser escrita en función de la T_B :

$$T_B(s) = T_B(0)e^{-\tau_\nu(s)} + T[1 - e^{-\tau_\nu(s)}] \quad (4.8)$$

donde $T_B(0) \equiv T_{bg}$ es la temperatura de la radiación de fondo incidente. A longitudes de onda centimétricas y milimétricas, T_{bg} usualmente es la radiación cósmica de fondo. De la expresión dada por la ecuación (4.8), se pueden obtener dos resultados límite:

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

En la ecuación (4.3), las propiedades del medio quedan determinadas por los coeficientes de emisión y de absorción. Una manera de relacionar estas propiedades con los procesos físicos responsables tanto de la emisión como de la absorción de radiación consiste en escribir la ecuación de transferencia en función de los coeficientes de Einstein. Si se toma el caso más sencillo, se tiene un átomo o molécula con dos niveles de energía E_u y E_l , poblados según la distribución de Boltzmann con una temperatura de excitación T_{ex} , tal que:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\frac{h}{\nu_0} k T_{ex}} \quad (4.9)$$

donde n es la densidad del estado y g el peso estadístico del nivel, y $E_u - E_l = h\nu_0$. Si el sistema se encuentra en estado estacionario, el número de fotones emitidos por emisión espontánea y por emisión estimulada es el mismo que los fotones absorbidos, por lo que se cumple que $n_u A_{ul} + n_u B_{ul} U = n_l B_{lu}$, donde A_{ul} es el coeficiente de emisión espontánea, B_{ul} es el coeficiente de emisión estimulada, B_{lu} es el coeficiente de absorción, y U es la densidad de energía del campo de radiación. En este régimen, se cumple que $dE_e(\nu) + dE_s(\nu) - dE_a(\nu) = dI_\nu d\Omega dV dt$, donde dE_e es la energía emitida espontáneamente, dE_s es la energía emitida de forma estimulada, y dE_a es la energía absorbida. Por lo tanto, la ecuación de transferencia queda:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\frac{h\nu_0}{c} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) I_\nu \varphi(\nu) + \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u A_{ul} \varphi(\nu) \quad (4.10)$$

donde $\varphi(\nu)$ es el perfil de línea². De la comparación entre la ecuación anterior y la ecuación (4.3), se obtienen en función de los coeficientes de Einstein los valores de κ_ν y ϵ_ν . Entonces el coeficiente de absorción puede ser escrito como:

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi} \frac{1}{\nu_0^2} \frac{g_u}{g_l} n_l A_{ul} (1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}}) \varphi(\nu) \quad (4.11)$$

Integrando la ecuación anterior se puede obtener una expresión para la profundidad óptica: $\tau_\nu(S) = \int_0^S d\tau = \int_0^S -\kappa_\nu ds$.

²Los procesos de emisión y absorción tienen el mismo perfil de línea.

Definiendo la densidad de columna como el número de partículas por unidad de área contenidas a lo largo de la línea de la visual, es posible determinar dicha densidad para el estado u . Teniendo en cuenta un sistema de dos niveles de energía (u, l), se puede expresar dicha densidad de columna como el número de moléculas en el nivel de energía u integrado sobre una longitud de trayectoria ds :

$$N_u = \int n_u ds \quad (4.12)$$

Para relacionar τ_ν con N_u , se tiene la siguiente expresión:

$$\int \tau d\nu = \frac{8\pi^3 \nu |\mu_{lu}|^2}{3hc} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right] N_u \quad (4.13)$$

para luego obtener:

$$N_u = \frac{3h}{8\pi^3 |\mu_{lu}|^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \int \tau_\nu d\nu \quad (4.14)$$

Para relacionar lo anterior con la densidad de columna molecular total (N_{tot}) medida por la intensidad de una transición en la frecuencia ν , se necesita relacionar N_u con la población total de todos los niveles de energía en la molécula. Siguiendo el principio de balance detallado a una temperatura constante definida por la temperatura de excitación T_{ex} , se pueden relacionar estas dos cantidades de la siguiente manera:

$$\frac{N_{tot}}{N_u} = \frac{Q_{rot}}{g_u} \exp\left(\frac{E_u}{kT_{ex}}\right) \quad (4.15)$$

por lo tanto, finalmente se obtiene

$$N_{tot} = \frac{3h}{8\pi^3 |\mu_{lu}|^2} \frac{Q_{rot}}{g_u} \exp\left(\frac{E_u}{kT_{ex}}\right) \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1 \right]^{-1} \int \tau_\nu d\nu \quad (4.16)$$

donde la función de partición rotacional es $Q_{rot} \equiv \sum_i g_i \exp(-E_i/kT)$, y $|\mu_{lu}|^2 \equiv S\mu^2$, siendo μ el momento dipolar y S la intensidad de la línea. Para un mayor detalle de este desarrollo, ver [Mangum et al. \(2015\)](#).

Para determinar la temperatura de excitación de la transición (T_{ex}) y la profundidad óptica (τ), se puede reescribir la ecuación (4.8) considerando la radiación de fondo con una temperatura T_{bg} :

$$T_B(\nu) = T_0 \left[\frac{1}{e^{T_0/T_{ex}} - 1} - \frac{1}{e^{T_0/T_{bg}} - 1} \right] (1 - e^{-\tau\nu}) \quad (4.17)$$

donde $T_0 = h\nu_0/k$. Si la emisión es ópticamente gruesa ($\tau \gg 1$), entonces de la ecuación anterior se obtiene el valor para T_{ex} :

$$T_{ex} = \frac{T_0}{\ln \left(1 + \frac{T_0}{T_B + \beta} \right)} \quad (4.18)$$

donde $\beta = T_0/(e^{T_0/T_{bg}} - 1)$. Luego si se tiene el otro caso donde la emisión es ópticamente delgada ($\tau \ll 1$), de la ecuación (4.17) se puede despejar la profundidad óptica:

$$\tau\nu = -\ln \left[1 - \frac{T_B}{T_0} \frac{1}{\left[\exp \left(\frac{T_0}{T_{ex}} \right) - 1 \right]^{-1} - \frac{\beta}{T_0}} \right] \quad (4.19)$$

4.2. Deducción de parámetros físicos del gas molecular

La temperatura en las nubes moleculares son típicamente de algunas decenas de grados Kelvin, por lo que las moléculas sólo se verán excitadas en sus transiciones rotacionales. Estas transiciones se deben a cambios en el vector momento dipolar, por lo tanto las moléculas que carecen de momento dipolar permanente (por ejemplo, H_2 , N_2 , O_2) no pueden emitir fotones en transiciones puramente rotacionales. Es por esta razón que el H_2 , siendo la componente principal de las nubes moleculares, es muy difícil de detectar. En regiones de altas temperaturas, como por ejemplo regiones afectadas por choques donde pueden alcanzarse temperaturas del orden de 10^3 K (tales como regiones de formación estelar o frentes de choque de RSNs), puede excitarse la molécula de H_2 en sus modos vibracionales y ser detectada en el infrarrojo.

Es por lo dicho anteriormente que la presencia del H₂ es trazada a partir de observaciones de la molécula de CO, la siguiente en abundancia y con momento dipolar permanente. Es una molécula resistente a los procesos disociativos, con una energía de disociación de 11.2 eV, por lo que puede sobrevivir incluso en regiones de relativas bajas densidades. La temperatura característica de sus transiciones rotacionales de bajo número cuántico es del orden de la temperatura cinética típica de las nubes moleculares (~ 10 K). Por ejemplo, para la transición J=1-0 del ¹²CO, $T_{ex} \sim 5.53$ K. Por lo tanto, la energía cinética generada en las colisiones entre el CO y el H₂ es suficiente para poblar los niveles rotacionales más bajos de la molécula.

Si bien el CO posee un momento dipolar eléctrico permanente, éste es pequeño, al igual que el coeficiente de emisión espontánea A_{ul} . Si se considera la molécula como un dipolo eléctrico rotante, entonces el coeficiente de emisión de Einstein es $A_J = 1.165 \times 10^{-11} \mu^2 \nu^3 (J+1)/(2J+3) \text{ s}^{-1}$, para la transición J+1→J, siendo μ el momento dipolar permanente medido en Debyes y ν la frecuencia de la transición en GHz. Por ejemplo para la transición J=1-0, $A \sim 7.4 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$, lo cual implica que el tiempo medio entre transiciones espontáneas es del orden del año, por lo que las transiciones se termalizan fácilmente para las densidades típicas de las nubes moleculares. En otras palabras, la población de los niveles rotacionales del CO está gobernada por colisiones con las moléculas de H₂ y no por la radiación. Por este motivo, el CO es un excelente trazador del H₂.

Utilizando la molécula de CO y sus isótopos, es posible estimar la densidad de columna del H₂ y a partir de ésta, la masa y densidad de nubes moleculares, bajo la aproximación de que todos los isótopos están termalizados a la misma temperatura. Siguiendo con el ejemplo de la transición J=1-0, el ¹²CO J=1-0 ($\nu_0 = 115$ GHz y $T_0 = 5.5$ K) usualmente es ópticamente grueso, por lo cual puede estimarse la T_{ex} a partir de la ecuación (4.18); quedando:

$$T_{ex} = \frac{5.5}{\ln \left(1 + \frac{5.5}{T_B + 0.82} \right)} \quad (4.20)$$

donde T_B es la temperatura de brillo de la línea.

Como la transición del ^{13}CO J=1-0 ($\nu_0 = 110$ GHz y $T_0 = 5.3$ K) es ópticamente delgada, su profundidad óptica se obtiene de la ecuación (4.19):

$$\tau_{13} = -\ln \left[1 - \frac{T_B}{5.3 \left(\frac{1}{e^{-5.3/T_{ex}} - 1} - 0.16 \right)} \right] \quad (4.21)$$

La densidad de columna del ^{13}CO se obtiene de la ecuación (4.16), por lo que, para obtener la densidad de columna se debe integrar la profundidad óptica a lo largo del ancho de velocidad de la línea:

$$N(^{13}\text{CO}_{1-0}) = 2.6 \times 10^{14} \frac{T_{ex} + 0.8}{1 - e^{-5.3/T_{ex}}} \int_{v_1}^{v_2} \tau_{13} dv \text{ cm}^{-2} \quad (4.22)$$

Como la línea es ópticamente delgada se puede usar la siguiente aproximación:

$$\int \tau_{13} dv \sim \frac{1}{J(T_{ex}) - J(T_{bg})} \int_{v_1}^{v_2} T_B dv \quad (4.23)$$

donde

$$J(T) = \frac{h\nu_0/k}{\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1} \quad (4.24)$$

A efectos prácticos se puede notar que la densidad de columna se obtiene integrando la temperatura de brillo de la transición a lo largo de la línea de emisión, es decir en el intervalo de velocidad $\Delta v = v_2 - v_1$.

A partir de la densidad de columna del ^{13}CO , se puede estimar la densidad de columna del H_2 suponiendo una relación de abundancia entre ambas especies. Como por ejemplo: $N(\text{H}_2)/N(^{13}\text{CO}) \sim 2 \times 10^6$ (Yamaguchi et al., 1999).

Finalmente la masa de la nube molecular (M) se calcula multiplicando el número total de moléculas de H_2 y la masa media de cada molécula. El número total de moléculas es $N(\text{H}_2) \times A$, donde A es el área subtendida en el plano del cielo por la nube estudiada, por lo tanto:

$$M = \mu m_H N(\text{H}_2) A \quad (4.25)$$

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

$$M[H_2] \sim 2.2 \times 10^{-20} \left[\frac{N(H_2)}{\text{cm}^2} \right] \left(\frac{A}{\text{sr}} \right) \left(\frac{d}{\text{pc}} \right)^2 M_\odot \quad (4.26)$$

La aproximación de equilibrio termodinámico local (LTE) generalmente lleva a una sobrestimación de la densidad de columna real del CO (Rohlfs et al., 1996). Además, la elección de la geometría de la nube también agrega incerteza en la estimación ya que sólo puede conocerse la forma que proyecta la nube en el plano del cielo. Finalmente, es importante destacar que una de las mayores fuentes de error en el cálculo del valor de la masa de nubes moleculares proviene del error en la distancia. Es por estas razones que el valor de las masas de las nubes moleculares presentan errores que pueden ser del orden del 50 %.

4.2.1. Masa virial

También de las líneas moleculares, utilizando el ancho de su emisión (Δv), puede estimarse la masa virial de la nube, la cual resulta útil para realizar comparaciones con otros métodos de estimación de masa.

El teorema del virial establece que para objetos esféricos y con una distribución de masa autogravitante, la energía cinética total promedio $\langle T \rangle$ es la mitad de la energía potencial gravitatoria total promedio $\langle V \rangle$:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \langle V \rangle \quad (4.27)$$

Usando este teorema se puede definir una masa virial (M_{vir}) y un radio virial (R_{vir}) de sistemas astrofísicos unidos gravitacionalmente (estrellas, galaxias, nubes moleculares, etc).

Si se tiene una energía potencial gravitatoria V de una esfera a densidad constante

$$V = -\frac{3}{5} \frac{GM_{vir}^2}{R_{vir}} \quad (4.28)$$

la masa virial será:

$$M = \frac{5}{3} \frac{Rv^2}{G} \quad (4.29)$$

donde G es la constante de gravitación universal y v es la velocidad.

Las nubes moleculares por lo general no son esféricas, y un paso más realista sería considerarlas como elipsoides de revolución, tomando un R_{vir} efectivo con un factor a que represente la no-uniformidad, o no-esfericidad de la distribución de masa. Además, la velocidad (v) a considerar en el término de la energía cinética debe tener en cuenta la dispersión de los valores dentro de la nube, y las limitaciones que surgen de la observación sólo a lo largo de la línea de la visual (Bertoldi et al., 1992).

Teniendo en cuenta lo anterior, se plantea una nueva energía potencial gravitatoria:

$$V = \frac{3}{5} a \frac{GM^2}{R} \quad (4.30)$$

y una dispersión de velocidad:

$$\sigma^2 = \frac{(\Delta v)^2}{8 \ln 2} \quad (4.31)$$

de lo cual se obtiene:

$$M_{vir} = \frac{5 R_{vir} (\Delta v)^2}{8 G \ln 2} \quad (4.32)$$

En forma más compacta y considerando un perfil de densidad inversamente proporcional al radio de la nube, podemos expresar la masa (MacLaren et al., 1988):

$$M = 190 R (\Delta v)^2 [M_{\odot}] \quad (4.33)$$

donde Δv es el FWHM³ medido de la línea, en km s^{-1} , y R es el radio de la esfera medido en pársecs. Si es un elipsoide, $R_{obs} = (R_a R_b)^{1/2}$, donde R_a y R_b son los semi-eje menor y semi-eje mayor, respectivamente.

³Full Width Half Maximum

Finalmente cabe aclarar que en equilibrio virial, la presión interna sostiene a la nube contra el colapso gravitatorio, hecho observado para gran variedad de nubes moleculares (Bertoldi et al., 1992).

4.2.2. Densidades de columna a través de otras líneas y de otras moléculas

Para estimar la densidad de columna de otros isótopos del CO y de otras moléculas a partir de sus transiciones rotacionales, se sigue un desarrollo similar a lo descrito anteriormente. Por ejemplo, para la transición ópticamente gruesa ^{12}CO J=3-2 ($\nu_0 = 345.796$ GHz, $T_0 = 16.6$ K), la temperatura de excitación puede estimarse a partir de la ecuación (4.18) como:

$$T_{ex}(3 \rightarrow 2) = \frac{16.6 \text{ K}}{\ln \left(1 + \frac{16.6 \text{ K}}{T(^{12}\text{CO}) + 0.036 \text{ K}} \right)} \quad (4.34)$$

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

$$N(^{12}\text{CO}_{3-2}) = 7.96 \times 10^{13} e^{16.6/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.92}{1 - e^{-16.6/T_{ex}}} \int \tau_{12} dv \quad (4.35)$$

Luego siguiendo el mismo procedimiento, a partir de la emisión ^{13}CO J=3-2 ($\nu_0 = 330.588$ GHz, $T_0 = 15.9$ K), su densidad de columna se calcula como:

$$N(^{13}\text{CO}_{3-2}) = 8.28 \times 10^{13} e^{15.9/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.88}{1 - e^{-15.9/T_{ex}}} \int \tau_{13} dv \quad (4.36)$$

Y si repetimos el mismo procedimiento, se pueden obtener las densidades de columna, de por ejemplo, CS J=7-6 ($\nu_0 = 342.883$ GHz, $T_0 = 16.45$ K) y del HCO^+ J=4-3 ($\nu_0 = 356.734$ GHz, $T_0 = 17.12$ K) a partir de las ecuaciones:

$$N(\text{CS}_{7-6}) = 2.54 \times 10^{11} e^{49.4/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.56}{1 - e^{-16.45/T_{ex}}} \int \tau_{CS} dv \quad (4.37)$$

y

$$N(\text{HCO}_{4-3}^+) = 5.85 \times 10^{10} e^{25.7/T_{ex}} \frac{T_{ex} + 0.71}{1 - e^{-17.12/T_{ex}}} \int \tau_{\text{HCO}^+} dv \quad (4.38)$$

Si la transición considerada es ópticamente delgada ($\tau \ll 1$), las integrales pueden resolverse utilizando la aproximación de la ecuación (4.23). Por su parte, si la transición considerada es ópticamente gruesa ($\tau \gg 1$), la integral queda:

$$\int \tau dv = \frac{1}{J(T_{ex}) - J(T_{bg})} \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \int T_B dv \quad (4.39)$$

con $J(T)$ definido en la ecuación (4.24).

Alternativamente, cuando se requiere obtener un valor de τ , el cociente de la emisión de dos isótopos de una molécula resulta de utilidad. Por ejemplo para estimar las profundidades ópticas para el ^{12}CO y el ^{13}CO , es utilizada la siguiente expresión:

$$\frac{{}^{12}T_b}{{}^{13}T_b} = \frac{1 - e^{-\tau_{12}}}{1 - e^{-\tau_{13}}} \quad (4.40)$$

con $\tau_{13} = \tau_{12}/X$, siendo X la relación de abundancia entre los isótopos. El mismo procedimiento se puede realizar entre el ^{13}CO y C^{18}O .

4.2.3. RADEX

Una forma alternativa, y muchas veces más realista, al uso de la aproximación LTE es la resolución de la ecuación de transferencia de radiación a través de métodos no-LTE, como por ejemplo la aproximación LVG, por las siglas del inglés “large velocity gradient” (Sobolev, 1957). En este tipo de métodos se resuelve la ecuación de transferencia considerando para la emisión y la absorción de los fotones la ubicación espacial dentro de la nube y el corrimiento Doppler que éstos sufren debido a los gradientes de velocidad.

RADEX es un código unidimensional para la resolución de la ecuación de transferencia de radiación comparable a la aproximación LVG. El código utiliza una probabilidad media de escape para los fotones considerando un medio isotérmico y homogéneo que no necesariamente posee grandes gradientes de velocidad. RADEX permite calcular las intensidades de líneas atómicas y moleculares a través de los cálculos estadísticos de equilibrio

que involucran procesos de colisión y radiación, incluyendo también radiación de fuentes de fondo. El código está disponible en <http://www.sron.rug.nl/vdtak/radex/index.shtml> y hace uso de archivos de datos moleculares extraídos de la base de datos Leiden Atomic and Molecular Database (LAMDA: <https://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/>)

Este programa es una herramienta importante para obtener parámetros físicos del gas molecular cuando se tienen principalmente observaciones de varias líneas de una o varias moléculas. Para el desarrollo de los trabajos realizados en los Capítulos 8 y 10 de esta Tesis, se utiliza esta herramienta para calcular algunos parámetros físicos de las regiones analizadas.

4.3. Radiación debida al polvo interestelar

Existen varios mecanismos de calentamiento del polvo, por ejemplo, las colisiones entre granos y la absorción de energía de las reacciones químicas exotérmicas en su superficie, pero debido a la gran densidad de energía del campo estelar ($\sim 0.5 \text{ eV cm}^{-3}$) y la alta opacidad del polvo, la absorción de radiación (fotones del campo de radiación) es el mecanismo dominante.

Luego que el grano es calentado, éste re-irradia la energía absorbida como radiación continua térmica en el infrarrojo. Un modelo simplificado para la emisión infrarroja debida al polvo considera las siguientes componentes (ver [Reach et al. 1998](#)): granos grandes ($\gtrsim 100 \text{ \AA}$) en equilibrio con el campo de radiación, que dominan la emisión en el infrarrojo lejano ($\lambda > 100 \text{ \mu m}$); granos muy pequeños ($20 - 30 \text{ \AA}$) fuera del equilibrio y calentados en forma estocástica, con emisión intensa entre 30 y 80 \mu m ; e hidrocarburos policíclicos aromáticos (HAPs), responsables de la emisión en el infrarrojo cercano y medio. La Figura 4.2 muestra el espectro infrarrojo característico de una región de fotodisociación, donde se indican las contribuciones de las tres componentes principales del polvo.

A continuación se analizan con mayor detalle estas tres componentes:

- *Granos grandes en equilibrio térmico*: Si se considera un grano esférico de radio a en un campo de radiación con densidad de energía u_ν , este absorberá una energía

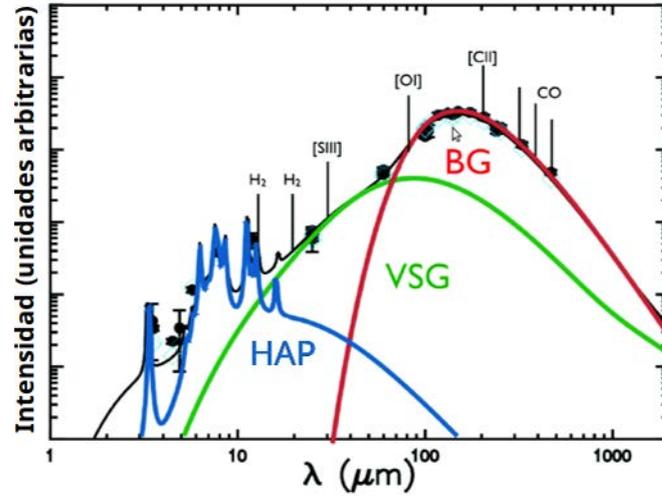


Figura 4.2: Espectro de emisión característico de una región de fotodisociación. Se muestran los rangos donde emiten principalmente los HAPs, granos de polvo muy pequeños (VSG) y los granos de polvo grandes (BG).

total por unidad de tiempo dada por:

$$W_{abs} = c\pi a^2 \int_0^{\infty} u_{\nu} Q_a(\nu) d\nu \quad (4.41)$$

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

$$W_{em} = 4\pi a^2 \int_0^{\infty} Q_e(\nu) \pi B_{\nu}(T_d) d\nu \quad (4.42)$$

donde $4\pi a^2$ es el área de la superficie del grano y la integral es el espectro emitido, el cual es el de un cuerpo negro a la temperatura del polvo T_d , modificado por la eficiencia de emisión Q_e . En equilibrio térmico, $W_{abs} = W_{em}$ y a partir de esta igualdad es posible estimar la temperatura del grano. Dado que la absorción se produce en su mayoría en el UV y la emisión en el infrarrojo lejano (FIR), el equilibrio térmico puede expresarse como:

$$cu_{\nu} \langle Q_{UV} \rangle \approx 4 \langle Q_{FIR} \rangle \sigma T_d^4 \quad (4.43)$$

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

$$\lambda_{max} \approx \left(\frac{5}{5 + \beta} \right) \frac{1}{T_d} \mu m \quad (4.44)$$

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

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

un grano entre la absorción de dos fotones es despreciable) y el régimen fuera de él (en el cual el grano se enfría completamente antes de absorber un nuevo fotón). Estos granos son responsables de la emisión en longitudes de onda entre las correspondientes a los HAPs y los granos grandes.

- *Hidrocarburos aromáticos policíclicos*: La emisión infrarroja de los hidrocarburos aromáticos policíclicos (HAPs) contribuye con una fracción importante de la emisión del polvo del MIE. Las condiciones más favorables para la excitación de los HAPs se dan en las zonas de interfase entre las regiones HII y las nubes moleculares (las regiones de foto-disociación o PDR por sus siglas en inglés). Estas macro-moléculas son excitadas por fotones UV (e incluso ópticos), excepto donde los campos de radiación son muy intensos, en cuyo caso son destruidas.

4.4. Emisión térmica de regiones de hidrógeno ionizado

Una región HII emite en la banda de radio, la cual es producida por el mecanismo de bremsstrahlung (también llamado emisión libre-libre), el cual se origina cuando el campo de los iones interactúa con los electrones y estos sufren una deflexión en su trayectoria. La potencia total emitida por los electrones está dada por:

$$4\pi\epsilon_\nu = \int_{b=0}^{\infty} \int_{v=0}^{\infty} W_\nu(v, b) N_\nu(v, b) dv db \quad (4.45)$$

donde ϵ_ν es el coeficiente de emisión, W es la energía promedio emitida por unidad de frecuencia por cada interacción y N es el número de electrones que se acercan a un ión con parámetro de impacto entre b y $b + db$ y velocidad entre v y $v + dv$. Para obtener una expresión de ϵ_ν , se supone que la distribución de velocidades de los electrones es maxwelliana. El coeficiente de absorción κ_ν se calcula a partir de la ley de Kirchhoff como

$$\kappa_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{B_\nu(T)} \quad (4.46)$$

donde B_ν es la función de Planck. De lo anterior, se obtiene una expresión para la profundidad óptica, es decir, para la integral del coeficiente de absorción a lo largo de la visual (Rohlfs et al., 1996):

$$\tau_\nu = \int_0^s \kappa_\nu ds \sim 8.235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{K} \right)^{-1.35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2.1} \left(\frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{pc}} \right) \quad (4.47)$$

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

$$EM = \int n_e^2 dV \quad (4.48)$$

con n_e la densidad electrónica.

Para el caso de las regiones HII generalmente se considera que la densidad es constante y la ecuación (4.47) establece que para frecuencias lo suficientemente bajas, tales que, la región HII se torna prácticamente transparente ($\tau_\nu \ll 1$), la densidad de flujo S_ν se relaciona de la siguiente manera con la frecuencia:

$$S_\nu \propto \frac{2kT\nu^2}{c^2} \tau_\nu \propto \nu^{-0.1} \quad (4.49)$$

En el límite de las altas frecuencias la región HII es opaca ($\tau_\nu \gg 1$), y su espectro se aproxima al de un cuerpo negro con $T \approx T_e \sim 10^4$ K. Por lo tanto, la densidad de flujo se relaciona con la frecuencia como:

$$S_\nu \propto \nu^2 \quad (4.50)$$

La emisión a bajas frecuencias sólo depende de T_e , mientras que la emisión a altas frecuencias depende también de EM . A partir de la densidad de flujo S_ν del continuo de radio en alta frecuencia, se puede estimar la densidad electrónica n_e de la región HII, la cual resulta:

$$n_e[\text{cm}^{-3}] = 3.3 \times 10^2 \left(\frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right)^{0.18} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.05} \left(\frac{D}{\text{kpc}} \right)^{-0.5} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right)^{0.5} \left(\frac{R}{\text{arcmin}} \right)^{-1.5} \quad (4.51)$$

donde R es el diámetro aparente. Por su parte, la cantidad de fotones Q_* necesarios para mantener el equilibrio de ionización en la región HII está dado por:

$$Q_* = 0.76 \times 10^{47} \left(\frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right)^{-0.45} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.1} \left(\frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right) \text{ fotones/s} \quad (4.52)$$

De este modelo donde se considera una densidad constante, se obtienen resultados aceptables para el flujo en radio de regiones HII clásicas en las que existe un límite bien definido para la región emisora. Por el contrario, si la nebulosa posee gradientes de densidad, la dependencia del flujo en la banda de radio con la frecuencia en el régimen ópticamente grueso se aparta de la relación $S_\nu \propto \nu^2$. Luego, si se tiene el caso en que la densidad electrónica se relaciona con el radio como $n_e \propto r^{-2}$ y considerando que la región emisora se extiende desde la estrella central hasta el infinito, el flujo se comporta como (Panagia et al., 1975):

$$S_\nu \propto \nu^{0.6} \quad (4.53)$$

4.4.1. Efectos de la presencia del viento estelar

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

$$n_e(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_w \mu m_H} \quad (4.54)$$

donde μ es la masa atómica media por cada electrón y m_H es la masa del átomo de hidrógeno. Por lo tanto, la relación entre la emisión en radio y los parámetros del viento está dada por (Blomme, 2011):

$$S_\nu [\text{mJy}] = 0.023 \frac{1}{D^2} \left(\frac{\dot{M}}{\mu v_w} \right)^{4/3} (g\gamma \bar{Z}^2 \nu [\text{GHz}])^{2/3} \quad (4.55)$$

donde D es la distancia en kpc, \dot{M} es la tasa de pérdida de masa en unidades de $10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$, v_w está expresada en unidades de 1000 km s^{-1} , γ es el cociente entre la densidad de electrones y de iones, $\bar{Z} = \frac{1+4\alpha_{He}}{1+\alpha_{He}}$ con α_{He} igual a la abundancia de Helio y $g = 9.77 \left[1 + 0.13 \log_{10} \left(\frac{T^{3/2}}{Z_{\nu}} \right) \right]$ es el factor de Gaunt, donde T es la temperatura del viento en K. Para valores característicos de viento estelar la aproximación ópticamente gruesa es en general válida, donde la emisión de la nebulosa puede considerarse en este régimen para longitudes de onda menores a algunos micrómetros (μm) (Panagia et al., 1975).

4.5. Radiación sincrotrón proveniente de remanentes de supernova (RSNs)

Cuando una estrella explota como supernova (SN), el material es eyectado a alta velocidad y crea una onda de choque que calienta el MIE hasta millones de grados y acelera partículas. El gas calentado emite rayos X térmicos por debajo de los 10 keV por el mecanismo de bremsstrahlung térmico, mientras que las partículas cargadas aceleradas producen emisión no térmica a lo largo de todo el espectro electromagnético (Decourchelle, 2008). La emisión no térmica se produce a través de la radiación sincrotrón en las bandas de radio y rayos X, que se produce cuando los electrones acelerados en el frente de choque interactúan con el campo magnético. Esta emisión está asociada con una población de electrones con energías del orden de los GeV que dan origen a fotones en las bandas de radio, y de los TeV que da lugar a fotones en la bandas de rayos X.

La emisión en la banda de radio por lo general caracteriza a un RSN, definiendo su morfología y los límites que han alcanzado los frentes de choque.



Atacama Large Millimeter/submillimeter Array - ALMA. Imagen: ESO/B. Tafreshi

5. Telescopios, instrumentos y tratamiento de datos

Los datos utilizados en esta Tesis se obtuvieron a partir de observaciones propias y de relevamientos públicos. En este capítulo se describen brevemente las principales características de los instrumentos utilizados para las observaciones y las bases de datos y relevamientos públicos usados para llevar adelante el trabajo.

5.1. Observaciones propias

5.1.1. Telescopio ASTE

El Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE, [Ezawa et al. 2004](#)) es un radiotelescopio que opera en la banda submilimétrica del espectro (ver Figura 5.1). Es una antena que tiene 10 metros de diámetro, ubicada en Pampa La Bola, Chile, a una altitud de 4860 metros sobre el nivel del mar. La resolución angular de la antena es de $22''$ a 345 GHz. El rango de frecuencias en las que opera el telescopio se encuentra entre 320 y 370 GHz, y 380 y 498 GHz, permitiendo observar varias transiciones de muchas moléculas presentes en el MIE.

ASTE permite observar en dos modos: *position switching* (PS) y *on-the-fly* (OTF). El primer modo es el más indicado para observaciones de apuntamientos individuales o para el mapeo de áreas pequeñas del cielo, ya que la fuente y el fondo se observan de manera alternada para eliminar la emisión atmosférica. El modo OTF es útil para observaciones de líneas intensas en grandes áreas del cielo, ya que el telescopio realiza un barrido continuo del cielo. Los detalles de cada observación se describen en los capítulos correspondientes (ver Capítulos 6, 7, 8, 9 y 10). La descripción técnica completa del instrumento se detalla en: <https://alma.mtk.nao.ac.jp/aste/>.



Figura 5.1: Imagen del Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE).

5.1.2. El Very Large Array (VLA)

El Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) está ubicado en las planicies de San Agustín en Nuevo México, USA, y consiste en un arreglo interferométrico de radio formado por 27 antenas de 25 metros de diámetro cada una, todas organizadas en forma de “Y” (ver Figura 5.2). Este instrumento permite observar en el continuo de radio o en línea espectral para varios intervalos de frecuencia. En la Tabla 5.1 se indican las bandas de frecuencia para las observaciones en el continuo.

El VLA puede variar su resolución angular a través del movimiento de las antenas. Existen cuatro arreglos básicos (llamados configuraciones) denotados como A, B, C y

D. Adicionalmente, hay tres configuraciones llamadas híbridas, denotadas $B \cap A$, $B \cap C$ y $D \cap C$, en las cuales las antenas del brazo norte son desplegadas en la configuración siguiente más larga que las antenas de los brazos sudeste y sudoeste. La resolución angular del instrumento está dada por $HPBW^1 ['] = 1.85 \times \nu_0^{-1} \times 3.285^{n-1}$, donde n toma los valores 1, 2, 3 y 4 para las configuraciones A, B, C y D, respectivamente. En la Tabla 5.1 se indica la máxima resolución angular en cada una de las bandas. Una descripción más completa del instrumento se encuentra en <http://www.vla.nrao.edu/>. En el Capítulo 8 se describe la observación utilizada.



Figura 5.2: Imagen de las antenas del Very Large Array (VLA) y de la configuración de todas sus antenas.

Tabla 5.1: Parámetros del interferómetro VLA para observaciones en el continuo de radio.

Banda	Frecuencia [GHz]	Longitud de onda (λ) [cm]	Haz primario [']	Resolución ['']
P	0.30 - 0.34	90	150	6.0
L	1.3 - 1.7	20	30	1.4
C	4.5 - 5.0	6	9	0.4
X	8.0 - 8.8	3.6	5.4	0.24
U	14.6 - 15.3	2	3	0.14
K	22.0 - 24.0	1.3	2	0.08
Q	40.0 - 50.0	0.7	1	0.05

¹Half Power Beam Width

5.2. Bases de datos

Los relevamientos puestos a disposición pública permiten estudiar con buena resolución y sensibilidad regiones extensas del universo. Las bases de datos públicos abarcan prácticamente todo el espectro electromagnético, y en muchos casos, ciertamente ofrecen datos de muy buena calidad. Una parte importante de esta Tesis se basa en datos extraídos de relevamientos públicos, de los cuales, los más importantes se detallan a continuación.

5.2.1. Bases de datos del Telescopio Espacial Spitzer

El *Spitzer Space Telescope* consiste en un observatorio espacial infrarrojo (ver Figura 5.4) de 0.85 metros de diámetro que opera desde 2003 en el rango de las longitudes de onda comprendidas entre 3 y 180 μm . *Spitzer* posee dos cámaras; en esta Tesis se utilizaron ambas, IRAC (Infrared Array Camera) y MIPS (Multiband Infrared Photometer for Spitzer). El GLIMPSE (Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire) es la base de datos generada con cuatro bandas del infrarrojo cercano y medio: 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0 μm con una resolución angular de $\sim 1.2''$. GLIMPSE abarca longitudes Galácticas comprendidas entre 10° y 65° y entre 295° y 350° , y latitudes Galácticas entre -1° y 1° . MIPS GAL (A 24 and 70 Micron Survey of the Inner Galactic Disk with MIPS) es la base de datos generada con tres bandas del infrarrojo lejano: 24, 70 y 160 μm . Este relevamiento abarca longitudes Galácticas comprendidas entre 5° y 63° y entre 298° y 355° , y latitudes Galácticas menores que 1° . La resolución angular va entre $6''$ y $18''$. Los datos públicos, para ambos relevamientos, se encuentran disponibles en: <http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/spitzer.html>

5.2.2. Telescopio Espacial Herschel

El Observatorio Espacial Herschel es una misión de la Agencia Espacial Europea. El lanzamiento se realizó el 14 de mayo de 2009 y funcionó durante casi cuatro años.

La misión era denominada anteriormente Far Infrared and Submillimetre Telescope

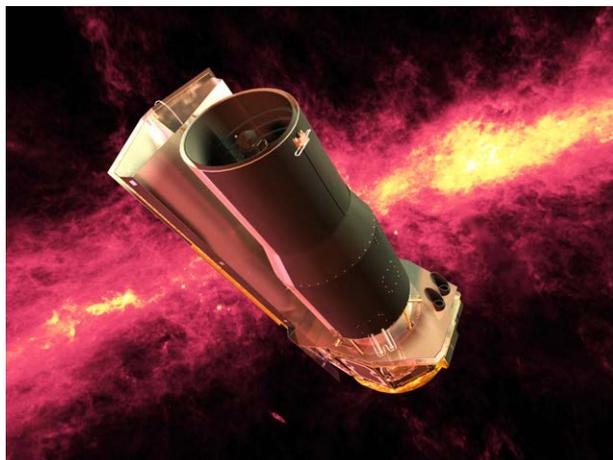


Figura 5.3: Imagen artística del Telescopio Espacial *Spitzer*.

(FIRST), y fue el primer observatorio espacial en cubrir completamente el espectro infrarrojo lejano y longitudes de onda submilimétricas. Su telescopio tuvo el mayor espejo desplegado hasta su época en el espacio (3.5 m).

El Telescopio disponía de los siguientes instrumentos: HIFI (Heterodyne Instrument for the Far-Infrared), un espectrómetro de alta resolución. Es un instrumento heterodino para el infrarrojo lejano que alcanza una resolución espectral muy elevada, hasta $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 10^7$. En el caso extremo, permitía alcanzar una resolución en velocidad tan baja como 0.02 km/s. PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer), es una cámara y un espectrómetro de conjunto de fotoconductores, cubre las longitudes de onda más cortas, entre 55 y 210 μm . La cámara cubre en el cielo un campo de $1.75' \times 3.5'$ y una resolución espectral que depende de la longitud de onda de observación. En la más baja se obtiene una resolución de $R = 5000$, mientras que a la más elevada se obtiene una resolución de 1000. SPIRE (Spectral and Photometric Imaging Receiver), es un receptor de imágenes espectrales y fotométricas. El espectrómetro podía observar en dos bandas, 194–324 μm y 316–672 μm , con 37 y 19 detectores respectivamente. La resolución espectral se podía ajustar a valores entre 300 y 24000 km s^{-1} .

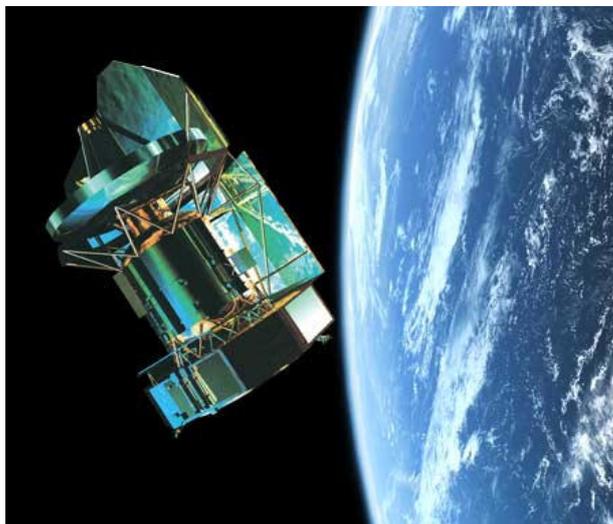


Figura 5.4: Imagen artística del Telescopio Espacial *Herschel*.

5.2.3. ATLASGAL

El APEX Telescope Large Area Survey of the Galaxy (ATLASGAL) del telescopio APEX (Atacama Pathfinder Experiment)² es un relevamiento de imágenes que cubre 420 grados cuadrados del plano Galáctico interno a una longitud de onda de $870 \mu\text{m}$. Las observaciones se llevaron a cabo entre 2007 y 2010, utilizando el bolómetro LABOCA. La versión actual consiste en mapas de emisión que cubren el área completa relevada, dividida en mosaicos de $3^\circ \times 3^\circ$. El nivel de ruido alcanzado es típicamente de 60 mJy/beam , con una resolución angular de $19''$. También está disponible otro conjunto de imágenes, en el que los datos de LABOCA se han combinado con observaciones del satélite Planck para recuperar la emisión más extendida espacialmente.

Los primeros datos para el proyecto ATLASGAL se obtuvieron en 2007, los mapas observados cubren casi 100 grados cuadrados en el rango de longitud Galáctica de -30° a $+21^\circ$, y de -1° a $+1^\circ$ de latitud. Desde 2008 hasta 2010 se llevó a cabo un programa dirigido a cubrir: $\pm 60^\circ$ de longitud galáctica, y $\pm 1.5^\circ$ de latitud galáctica. Luego se repitió una región de $\pm 40^\circ$ de longitud galáctica, y $\pm 1^\circ$ de latitud galáctica, con el objetivo de mejorar la sensibilidad en la parte más interna del plano Galáctico. Finalmente, se

²<http://www.apex-telescope.org/>

completó con otro proyecto realizado en 2010, que cubrió el rango de longitud galáctica de -80° a -60° , y el rango de latitud galáctica que va de -2° a $+1^\circ$ (ver Figura 5.5).

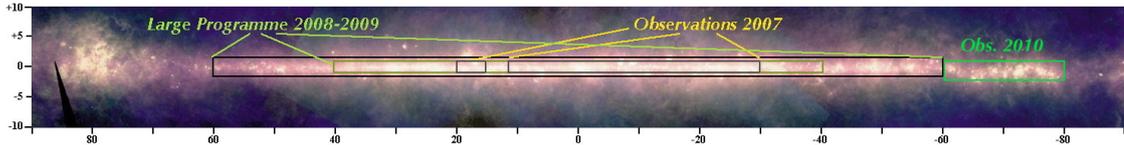


Figura 5.5: Imagen donde se indican las coberturas sucesivas de los datos ATLASGAL.

La descripción de los datos y su procesamiento se presenta en las respectivas secciones de los capítulos en donde se incluyen los trabajos realizados para esta Tesis.

5.3. Tratamiento de datos

Como ya se mencionó anteriormente, las observaciones propias se realizaron con el telescopio ASTE, el cual puede recolectar los datos a través de dos técnicas distintas: *position-switching* y *on-the-fly*. Los datos obtenidos a través de la técnica *position-switching* fueron reducidos con el software NEWSTAR³, mientras que aquellos obtenidos usando la técnica *on-the-fly* se redujeron con el software NOSTAR⁴. Como resultado, al utilizar ambos softwares, se obtuvieron archivos en formato fits, los cuales fueron procesados y analizados con los programas XSpec⁵ y AIPS⁶.

Con el XSpec se restaron líneas de base aplicando ajustes polinómicos de distintos grados según la forma espectral en la cual la señal venía montada. Adicionalmente se realizaron distintos suavizados a los espectros para mejorar la relación señal-ruido para luego crear cubos de datos. El software AIPS fue utilizado para realizar cortes espaciales en los mapas y/o cubos así convoluciones para llevar datos a idénticas resoluciones angulares cuando esto fue requerido.

³<https://www.nro.nao.ac.jp/nro45mrt/html/obs/newstar/>

⁴<https://alma.mtk.nao.ac.jp/aste/guide/otf/reduct-e.html>

⁵XSpec es un programa de reducción de líneas espectrales desarrollado por Per Bergman en el Onsala Space Observatory.

⁶<http://www.aips.nrao.edu/index.shtml>

Finalmente, tanto mapas como cubos fueron analizados con distintas herramientas, como el software ds9⁷ y códigos en *python* desarrollados especialmente a lo largo del trabajo de esta Tesis.

⁷<http://ds9.si.edu/site/Home.html>



Corona Australis. Imagen: Serrurier Truss Newtonian - Rolf Olsen

6. Estudio del gas molecular hacia la nube oscura R Coronae Australis

Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en “Studying the molecular gas towards the R Coronae Australis dark cloud”, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, vol.58, p.203-2050, año 2016.

La nube oscura R Coronae Australis (R CrA) es una de las regiones de formación estelar más cercanas al Sol, se encuentra ubicada a aproximadamente sólo 130 pc de distancia (Neuhäuser et al., 2008). Se conoce que esta nube es muy activa en formación estelar (ver por ejemplo, Lindberg et al. 2012) conteniendo una gran cantidad de objetos Herbig-Haro (HHs) y objetos de emisión de línea del hidrógeno molecular (MHOs). La nube se centra en las estrellas Herbig Ae/Be¹ R CrA y T CrA, que son las fuentes de mayor interés en la nebulosa de reflexión NGC 6729. Debido a su proximidad, esta región es un objetivo muy interesante para estudiar el gas molecular relacionado con los procesos de formación estelar. En la Figura 6.1 se muestra la constelación Corona Australis en la

¹Las estrellas Herbig Ae/Be son estrellas jóvenes de masas entre 2 y 8 M_{\odot} pertenecientes a los tipos espectrales A y B, que aún no han entrado en la secuencia principal. Están envueltas en nubes de gas y polvo y pueden estar rodeadas de un disco circunestelar.

banda del óptico.

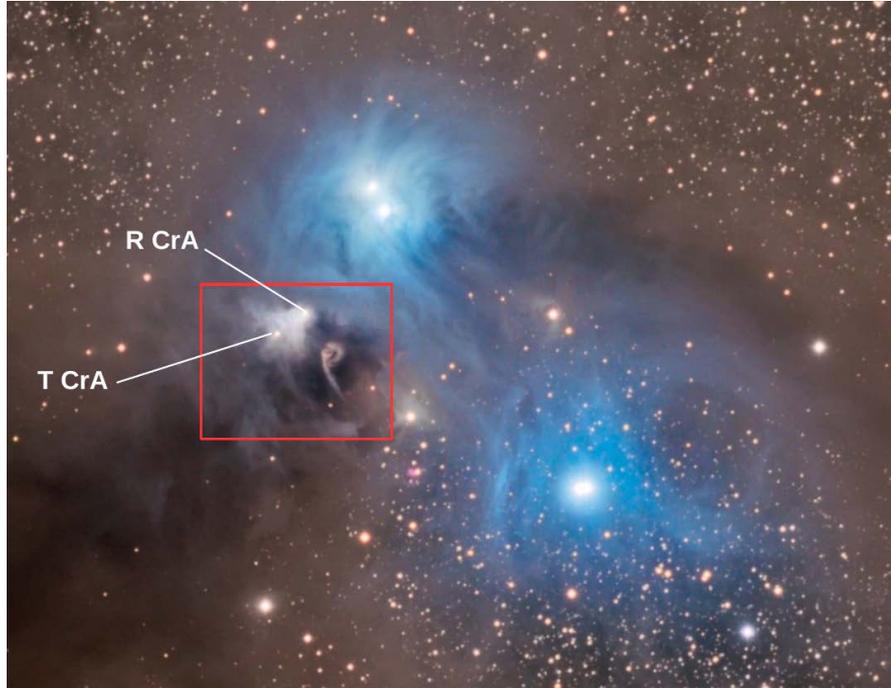


Figura 6.1: Imagen en la banda del óptico hacia el extremo norte de la constelación Corona Australis en donde se destacan las estrellas Herbig Ae/Be R CrA y T CrA. Créditos de la imagen: Marco Lorenzi – Glittering Lights: www.glitteringlights.com.

6.1. Observaciones

Una región de $5.5' \times 5.5'$ de tamaño centrada en 19:01:51, -36:58:20 (J2000) en la nube oscura R CrA (ver recuadro en la Figura 6.1) fue mapeada en las líneas de emisión ^{12}CO J=3-2 y HCO^+ J=4-3 usando el telescopio Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE). Las observaciones se llevaron a cabo en agosto de 2010 y el mapeo se realizó usando el modo *on-the-fly*, logrando un muestreo angular de $6''$. Además, la línea N_2H^+ J=4-3 también fue observada, pero con un sólo apuntamiento en la posición 19:01:52.7, -36:57:49 (J2000). La resolución angular y espectral fueron de $22''$ y 0.11

km s⁻¹, respectivamente. Los datos se redujeron con NEWSTAR² y los espectros se procesaron usando el software XSpec³. Polinomios entre primer y tercer orden fueron usados para restar la línea de base.

6.2. Resultados

La Figura 6.2 muestra la emisión de la línea ¹²CO integrada entre -15 y 25 km s⁻¹ hacia la nube oscura R CrA. Se incluyen en cruces verde y cian los objetos HHs y MHOs extraídos de los catálogos de Reipurth (2000) y Davis et al. (2010), los cuales son fuertes evidencias de formación estelar activa. Se puede observar que estos objetos se encuentran principalmente dentro de la emisión del gas molecular, lo que sugiere que están embebidos en la nube molecular estudiada.

A partir de los datos del ¹²CO, se buscan evidencias espectrales cinemáticas de gas perturbado debido a los procesos de formación estelar. Analizando el cubo de los datos del ¹²CO, se encuentra que en una región de aproximadamente 1' de tamaño centrada en la posición indicada con el cuadrado azul en la Figura 6.2, los espectros presentan alas desplazadas al azul (velocidades menores), mientras que en una región con el mismo tamaño centrada en el cuadrado rojo en la Figura 6.2, los espectros muestran alas desplazadas al rojo (velocidades mayores). Dos espectros representativos de ambas regiones son presentados en la Figura 6.3. Estas estructuras espectrales son evidencias sólidas de *outflows* moleculares impulsados por los objetos estelares jóvenes embebidos en la nube. Además, los espectros presentan una depresión muy notoria aproximadamente a los 5 km s⁻¹, lo que muestra que la emisión está auto absorbida sugiriendo densidades altas en el gas molecular.

La Figura 6.4 muestra la emisión del HCO⁺ J=4-3 integrada entre 2 y 10 km s⁻¹, el cual es el rango de velocidad en el que esta línea presenta emisión hacia la nube oscura R CrA. Se puede apreciar que el pico de HCO⁺ coincide con el máximo de ¹²CO.

²Software de reducción basado en AIPS desarrollado en el NRAO, extendido para tratar datos *single-dish* con una interfaz gráfica de usuario (GUI).

³XSpec es un programa de reducción de líneas espectrales para astronomía, que ha sido desarrollado por Per Bergman en el Observatorio Espacial Onsala.

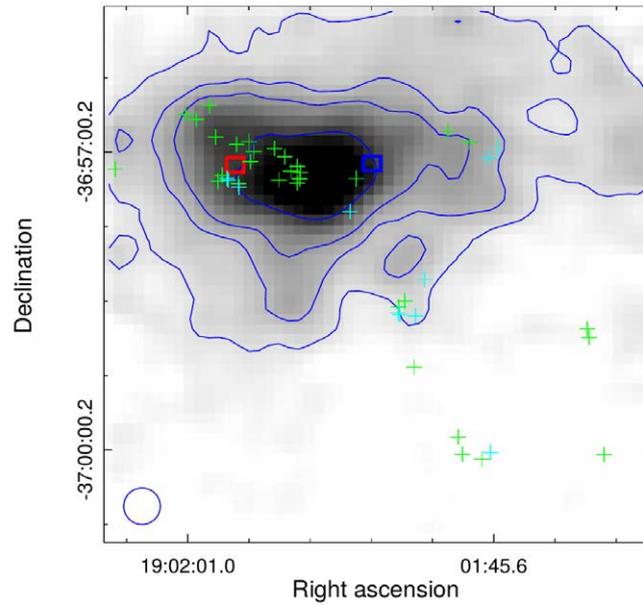


Figura 6.2: Emisión del ^{12}CO J=3–2 integrada entre -15 y 25 km s^{-1} . Los niveles de contornos son 30 , 50 , 70 , y 130 K km s^{-1} . Las cruces de color verde y cian representan las posiciones de los objetos MHO y HH, respectivamente. Los cuadrados de color rojo y azul muestran la posición de donde se extrajeron los espectros presentados en la Figura 6.3. El haz de la antena se muestra en la esquina inferior izquierda.

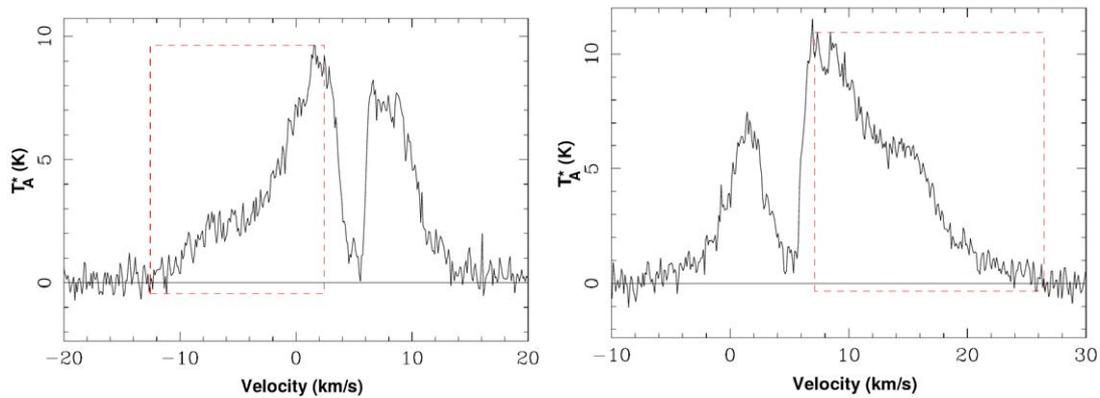


Figura 6.3: *Izquierda:* Espectro de ^{12}CO J=3–2 con un ala desplazada al azul obtenido hacia la posición representada por el cuadrado azul en la Figura 6.2. *Derecha:* Espectro de ^{12}CO J=3–2 con un ala desplazada al rojo obtenida hacia la posición indicada con el cuadrado rojo en la Figura 6.2. Las cajas de línea punteada en ambos espectros indican los componentes de emisión desplazados.

La mayoría de los HHs y MHOs se encuentran en la región delimitada por la emisión del HCO^+ , sugiriendo que la presencia de esta molécula puede estar relacionada con la actividad de los *outflows*. Se sabe que la abundancia de dicha especie molecular aumenta en los *outflows* moleculares (Rawlings et al., 2004). El aumento de esta abundancia se espera que ocurra debido a la liberación y fotoprocesamiento por choques del material molecular almacenado en los mantos de hielo del polvo interestelar.

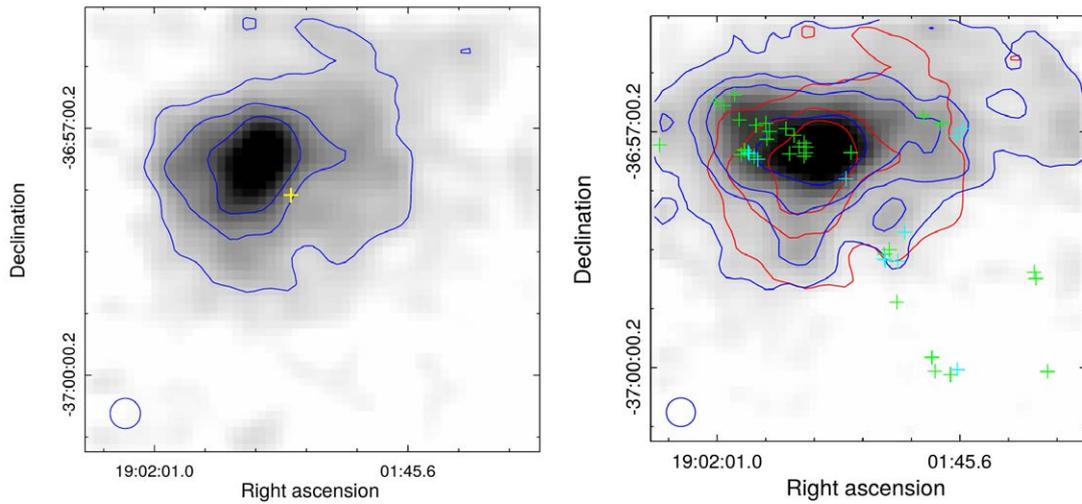


Figura 6.4: *Izquierda:* Emisión del HCO^+ $J=4-3$ integrada entre 2 y 10 km s^{-1} . Los niveles de los contornos son 5, 10, y 15 K km s^{-1} . El haz de observación es presentado en la esquina inferior izquierda. La cruz amarilla es la posición donde fue observada la línea N_2H^+ $J=4-3$. *Derecha:* igual que en la Figura 6.2 con los contornos del HCO^+ (en color rojo) superpuestos.

La Figura 6.5 muestra el espectro de la línea N_2H^+ $J=4-3$ obtenido hacia la posición indicada con una cruz amarilla en la Figura 6.4. Es importante destacar que esta es la primera detección reportada de la línea N_2H^+ $J=4-3$ hacia la nube oscura R CrA. Su detección, centrada a una velocidad de $v \sim 6.12 \text{ km s}^{-1}$, indica la presencia de gas a alta densidad. Por otro lado, es una línea interesante para estudiar la ionización y la química relacionada con los procesos de formación estelar. Por ejemplo, se cree que a medida que avanza la formación estelar, la temperatura aumenta y, por lo tanto, el CO es liberado del polvo, que entonces interactúa con el N_2H^+ a través de $\text{N}_2\text{H}^+ + \text{CO} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{N}_2$ (Busquet et al., 2011).

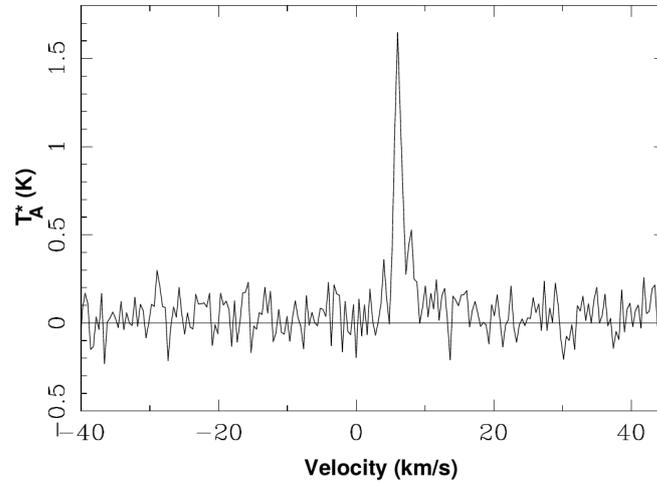


Figura 6.5: Emisión del N_2H^+ $J=4-3$ obtenida hacia 19:01:52.7, -36:57:49 (J2000) en la nube oscura R CrA (cruz amarilla en la Figura 6.4).

Se obtuvo una relación de intensidad de las líneas integradas del N_2H^+ y HCO^+ $I(N_2H^+)/I(HCO^+) \sim 0.33$ hacia la posición en la que se observó N_2H^+ . Este valor está cerca al valor de corte asignado a las fuentes nombradas como “pobres en N_2H^+ ” en [Hoq et al. \(2013\)](#), que son fuentes con $I(N_2H^+)/I(HCO^+)$ menores a 0.3, cuya química sugiere que los YSOs⁴ relacionados podrían encontrarse en etapas más avanzadas de evolución.

Aunque el estudio de [Hoq et al. \(2013\)](#) se realizó para regiones de formación estelar de alta masa, y la nube oscura R CrA alberga YSOs de masa intermedia y baja, se puede sugerir una química similar entre ambos tipos de YSOs.

6.3. Conclusiones

Este trabajo, realizado hacia una región de formación estelar cercana, representa en esta Tesis el primer estudio de la cinemática del gas molecular generada por los procesos propios de la formación de estrellas. Así mismo se presenta, a través de la emisión del N_2H^+ y el HCO^+ un estudio básico de la química posiblemente desencadenada por dichos

⁴Por las siglas en inglés de Young Stellar Objects

procesos en relación al estadio evolutivo de las fuentes.

Estos análisis, llevados a cabo en esta región de formación estelar de baja masa e intermedia, permiten sugerir que los mismos procesos físicos y químicos pueden ocurrir tanto en la formación de estrellas de alta como baja masa.



Región HII G46.5-0.2. Imagen de Paron et al. 2015

7. El ambiente molecular hacia los pilares de la región HII G46.5-0.2

Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en “The molecular environment of the pillar-like features in the H II region G46.5-0.2”, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 470, Issue 4, p.4662-4670, año 2017.

G46.5-0.2 (en lo sucesivo la llamaremos G46) es una región HII ubicada a una distancia de aproximadamente 4 kpc con un tamaño angular de $8'$ (ver Paron et al. 2015 y referencias citadas dentro del trabajo), que se encuentra en el borde de la nube molecular GRSMC G046.34-00.21 (Rathborne et al., 2009). En la dirección suroeste, a unos $10'$ de G46 y asociado con la nube molecular, hay dos estructuras con forma de pilares que brillan en $8 \mu\text{m}$ y están orientados de manera tal que apuntan hacia el borde abierto de G46. La Figura 7.1 muestra una imagen compuesta de dos colores de la región donde está G46, la emisión a $8 \mu\text{m}$ de Spitzer-IRAC se muestra en color verde y la de Spitzer-MIPSGAL a $24 \mu\text{m}$ en rojo. La región donde se encuentran los pilares se muestra con un rectángulo amarillo. Basados en la orientación de los pilares y la similitud entre la velocidad de la línea de recombinación de la región HII y la velocidad del gas molecular

asociado con dichos pilares, Paron et al. (2015) propuso que G46 y dichas estructuras se ubican a la misma distancia. Así se concluyó que los pilares muy probablemente fueron formados por el flujo ionizante de G46.

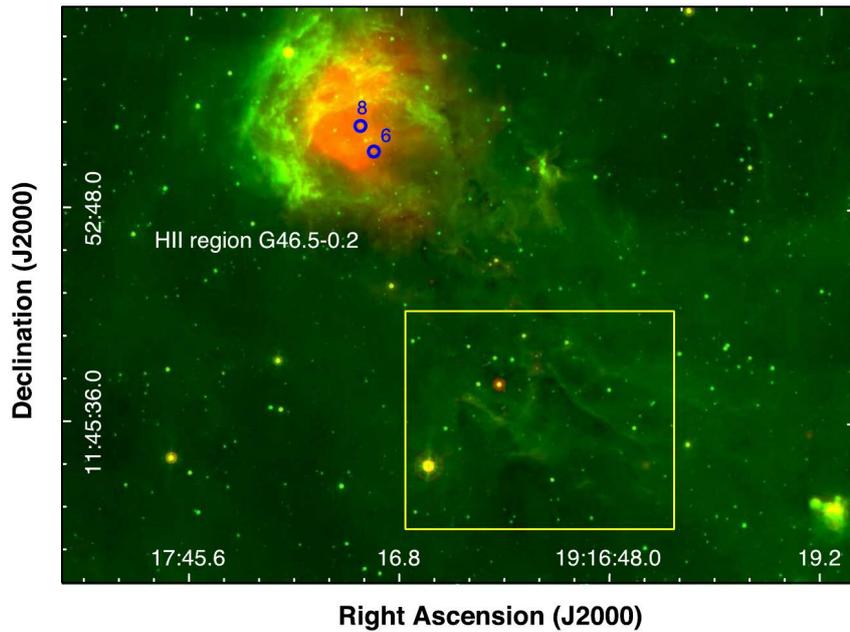


Figura 7.1: Imagen compuesta de dos colores hacia la región HII G46 donde la emisión a $8 \mu\text{m}$ de *Spitzer*-IRAC se muestra en verde, y la emisión a $24 \mu\text{m}$ de *Spitzer*-MIPSGAL en rojo. Los círculos azules son las estrellas candidatas para ser las fuentes de excitación de la región HII. Hacia el suroeste de G46, la región estudiada en este trabajo está indicada con un rectángulo amarillo.

Este nuevo estudio tiene como objetivo determinar si el proceso de RDI está ocurriendo y encontrar evidencias directas de la actividad de formación de estrellas asociada con los pilares y sus alrededores. Por lo tanto, utilizando observaciones de líneas moleculares obtenidas con el telescopio Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE), observaciones espectroscópicas ópticas del Espectrógrafo de Dispersión Intermedia (IDS) en el Telescopio Isaac Newton (INT) y datos públicos del infrarrojo cercano y medio, se realizó un estudio detallado del entorno hacia los pilares y del flujo de radiación que a ellos llega.

7.1. Observaciones y reducción de datos

7.1.1. Observaciones ópticas

Para identificar la fuente que excita a G46 y obtener una estimación más precisa del flujo de fotones que llega a las puntas de los pilares, se realizaron observaciones ópticas espectroscópicas de dos estrellas, fuentes 6 y 8 del trabajo [Paron et al. \(2015\)](#) (círculos azules en la Figura 7.1), que por consideraciones fotométricas se cree que son estrellas de tipo espectral O. Estas observaciones se realizaron el 12 de mayo de 2016 con el IDS en el Telescopio Isaac Newton en La Palma, España. Las observaciones, realizadas por una colaboradora externa del grupo de trabajo (Dra. Cecilia Fariña), se llevaron a cabo utilizando el detector EEV10 con la rejilla R632V (dispersión $0.9 \text{ \AA pixel}^{-1}$) con una longitud de onda central a 4800 \AA , proporcionando una resolución de $R \sim 2500$. Los tiempos de exposición fueron 2400 y 300 s para las fuentes 8 y 6, respectivamente. Las imágenes se redujeron y los espectros se extrajeron utilizando el software IRAF¹ siguiendo los procedimientos estándares para observaciones espectroscópicas ópticas *long-slit*. Los espectros, se normalizaron para inferir los tipos espectrales de las estrellas.

7.1.2. Observaciones moleculares

Las observaciones moleculares se realizaron entre el 25 y el 27 de agosto de 2015 con el telescopio ASTE. La resolución espectral fue de 0.11 km s^{-1} y el ancho del haz a media potencia (HPBW) fue de $22''$ a 345 GHz . La temperatura del sistema varió en el rango $T_{sys} = 150\text{--}250 \text{ K}$. La calibración de intensidad absoluta se realizó con las observaciones de W51D (19:23:39.85, +14:31:10.1, J2000) y la variación de intensidad se estimó en menos de un 7%. La eficiencia del haz principal fue $\eta_{mb} \sim 0.6$. La precisión del apuntamiento se verificó observando RAql (19:06:22.254, +08:13:47.57, J2000) y estuvo dentro de $5''$. La opacidad del cielo varió de 0.04 a 0.06.

¹IRAF es distribuido por el Observatorio Nacional de Astronomía Óptica, operado por la Asociación de Universidades para la Investigación en Astronomía (AURA) en virtud de un acuerdo de cooperación con la Fundación Nacional de Ciencia.

Se observó una región de $5.8'' \times 5.1''$ centrada en 19:16:58.4, +11:45:41.6 (J2000) (cuadro azul en la Figura 7.2), con un espaciado de $22''$ en las transiciones ^{12}CO J=3-2 y HCO^+ J=4-3, con un tiempo de integración de 25 s por apuntamiento. Como se muestra en la Figura 7.2, al pilar del este lo llamaremos P1, mientras que al pilar del occidente lo llamaremos P2. Adicionalmente, se observaron dos regiones de $44'' \times 44''$ con un espaciado de $22''$ en la línea HCN J=4-3 (cuadros rojos en la Figura 7.2). Los centros de estas regiones son 19:16:56.6, +11:47:15.7 (J2000) (cabeza de P1) y 19:17:07.3, +11:46:14.2 (J2000) (cabeza de P2). El tiempo de integración fue de 500 s por apuntamiento. También se observaron las cabezas de los pilares en las líneas HNC J=4-3, ^{13}CO J=3-2 y CS J=7-6 con un tiempo de integración de 500 s por apuntamiento para el HNC y 120 s por apuntamiento para las otras líneas. Las posiciones observadas, están marcadas con cruces amarillas en la Figura 7.2.

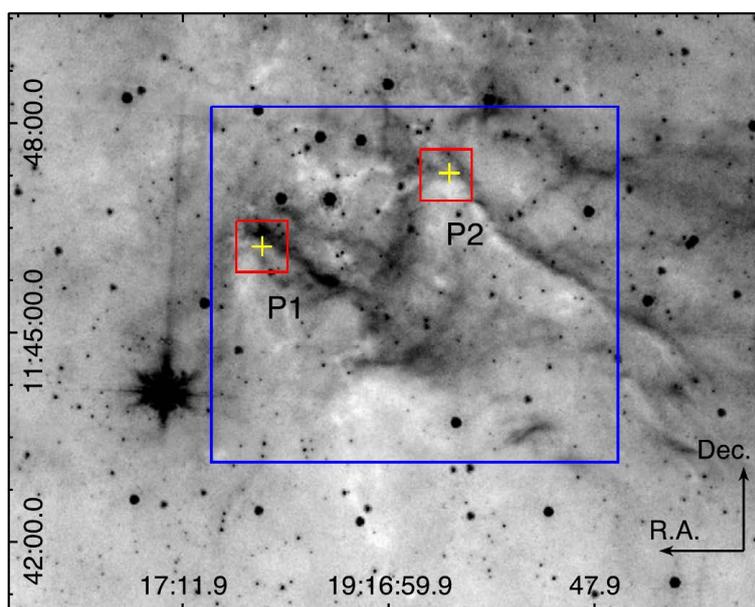


Figura 7.2: Emisión a $8 \mu\text{m}$ de *Spitzer*-IRAC de las estructuras en forma de pilar indicando las regiones observadas con ASTE: el cuadro azul más grande se mapeó en las líneas ^{12}CO J=3-2 y HCO^+ J=4-3, los cuadros rojos más pequeños en la línea HCN J=4-3 y las cruces son las posiciones de los apuntamientos en las líneas HNC J=4-3, ^{13}CO J=3-2 y CS J=7-6.

Todas las observaciones se realizaron en el modo *position-switching*. Los datos se redujeron con NEWSTAR y los espectros se procesaron utilizando el software XSpec. A los espectros se le aplicó un suavizado *Hanning* para mejorar la relación señal-ruido y, en algunos casos, también se aplicó un suavizado *Boxcar*. Se utilizaron polinomios entre el primer y tercer orden para el ajuste de la línea de base.

7.1.3. Resultados

7.1.3.1. Identificando las estrellas que causan la excitación de G46

A partir del análisis espectroscópico óptico de las fuentes 6 y 8 (ver Figura 7.1) llevado a cabo por la Dra. Fariña, se determinó que la fuente 6 no puede contribuir a la ionización de la región. Siguiendo el *Gray's Digital Spectral Classification Atlas*², su espectro (Figura 7.3, panel inferior) sugiere que esta fuente es una estrella de tipo G, que sería incapaz de generar una región HII. La fuente 8 sufre una gran extinción ($B - R \sim 3.6$), siendo relativamente débil en longitudes de onda azules, por lo que la porción azul del espectro, que contiene las líneas del He utilizadas comúnmente para la clasificación de estrellas de tipo espectral O, posee una baja relación señal-ruido. Sin embargo, en el rango de 5400 – 5900 Å, las líneas de He II $\lambda 5411$ y He I $\lambda 5876$ son claramente visibles (ver panel superior de la Figura 7.3). Del cociente observado $[\text{He II } \lambda 5411]/[\text{He I } \lambda 5876]$ para la fuente 8, y comparando con los cocientes de $[\text{He II } \lambda 4541]/[\text{He I } \lambda 4471]$ y $[\text{He II } \lambda 4541]/[\text{He I } \lambda 4387]$ en Walborn & Fitzpatrick (1990), se puede sugerir que la fuente 8 es una estrella O4–6, lo cual está en acuerdo con el análisis del gas ionizado a través de la emisión en continuo de radio a 20 cm realizado en Paron et al. (2015).

7.1.3.2. El ambiente molecular relacionado con los pilares

Como se estudió en Paron et al. (2015) y en lo ya dicho anteriormente, las velocidades de las concentraciones de gas molecular relacionadas con los pilares son similares a la velocidad de la línea de recombinación de la región HII G46, por lo que se considera

²<http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Gray/frames.html>

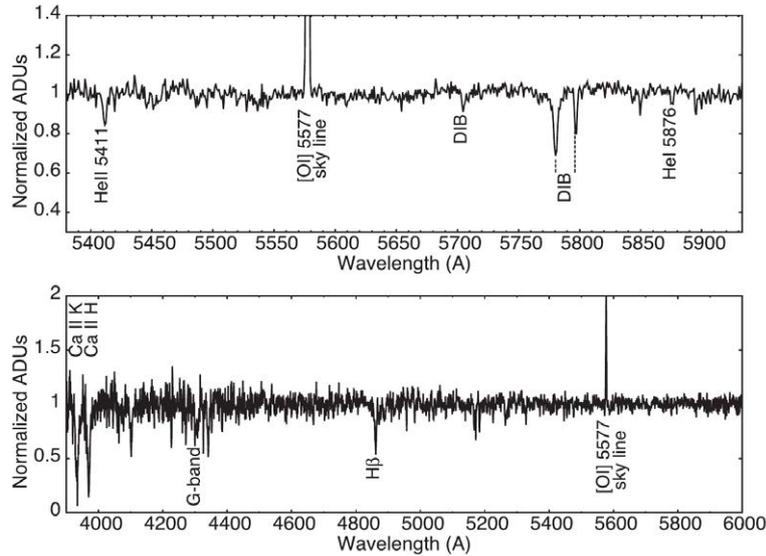


Figura 7.3: *Panel superior:* parte del espectro óptico de la fuente 8 donde están presentes las líneas de absorción de He II $\lambda 5411$ y He I $\lambda 5876$. *Panel inferior:* espectro óptico de la fuente 6 que, siguiendo el *Gray's Digital Spectral Classification Atlas*, corresponde a una estrella de tipo G.

que todas estas estructuras están ubicadas a la misma distancia.

Para encontrar estructuras moleculares asociadas con los pilares se analizó el cubo de datos de la emisión ^{12}CO J=3-2 a lo largo de todo el eje de velocidad. En la Figura 7.4 se muestra la emisión en mapas de canales integrados cada 1.1 km s^{-1} en el rango de velocidad $41 - 60 \text{ km s}^{-1}$. Se puede apreciar que hay abundante gas molecular hacia el norte de la región estudiada que no está relacionado con los pilares, este gas se puede distinguir en el rango de velocidad $43 - 53 \text{ km s}^{-1}$. Luego, entre 43.5 y 48.9 km s^{-1} , hacia la parte noreste, se puede distinguir entre ambos pilares una estructura con forma bilobular, la cual se estudiará en detalle en la Sección 7.1.3.3. Finalmente se puede apreciar que en el intervalo de velocidad $53.3 - 56.5 \text{ km s}^{-1}$ hay algunas estructuras moleculares que probablemente están asociadas con los pilares, mientras que a otras velocidades aparecen estructuras moleculares agrupadas sin ninguna correspondencia morfológica con dichos pilares.

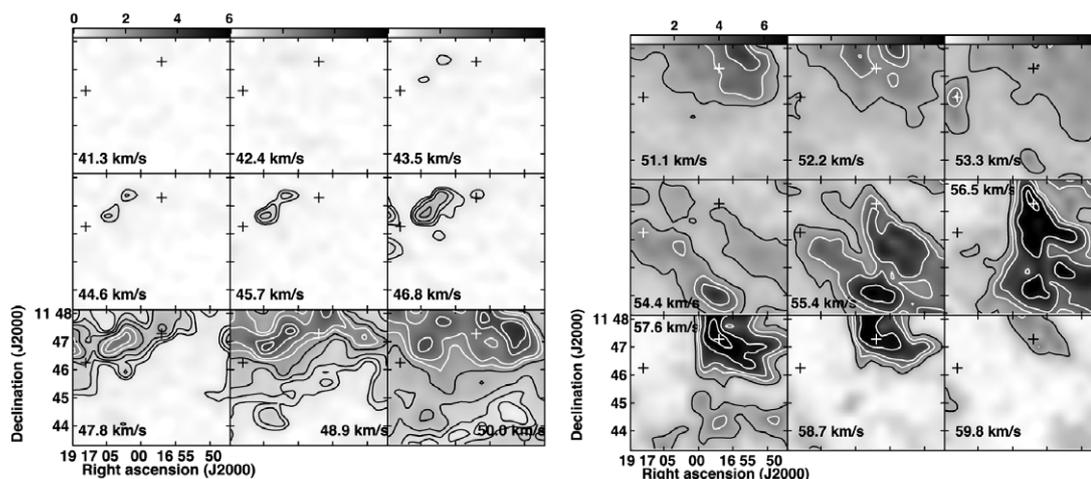


Figura 7.4: Mapas de canales de ^{12}CO J=3-2 integrados en velocidad cada 1.1 km s^{-1} . En la imagen de la izquierda los niveles de los contornos son $0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.5$ y 4.0 K km s^{-1} , mientras que en la imagen de la derecha son $1.8, 3.0, 4.0, 6.0$ y 8.0 K km s^{-1} . Las cruces son las posiciones de las cabezas de los pilares.

En la Figura 7.5 se muestra la emisión molecular (en color azul) superpuesta con la emisión a $8 \mu\text{m}$ (en color rojo) y se puede ver que las estructuras moleculares asociadas con los pilares se extienden a lo largo de intervalos de velocidad estrechos. La asociación morfológica más notable entre el gas molecular y la emisión a $8 \mu\text{m}$ está entre 55.3 y 56.5 km s^{-1} en el pilar P2 (panel derecho en la figura). Luego, entre 53.0 y 55.3 km s^{-1} (panel central en la figura), hay una estructura débil relacionada con P2 y otra asociada con P1, siendo más intensa en su base. Entre 52.5 y 53.0 km s^{-1} (panel izquierdo en la figura) aparece un grumo asociado con la punta de P1, lo que muestra que el gas molecular que se relaciona con este pilar está más fragmentado que el gas asociado con P2.

En la Figura 7.6 se muestran los espectros del ^{12}CO y ^{13}CO obtenidos en la ubicación de las cruces amarillas que se muestran en la Figura 7.2, es decir, en las cabezas de los pilares. Es importante destacar que la emisión CS J=7-6 no se detectó en estas posiciones. En la Tabla 7.1 se enumeran los parámetros del ^{12}CO y ^{13}CO J=3-2 obtenidos de ajustes gaussianos a los espectros (superpuestos en color rojo en la Figura 7.6). El espectro del ^{12}CO en la cabeza de P1 se ajustó con tres gaussianas. Se pueden ver

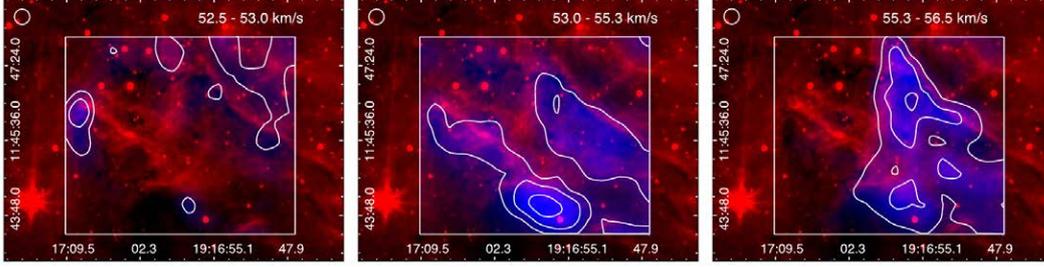


Figura 7.5: Mapas integrados en distintos rangos de velocidad de ^{12}CO J=3-2 (en color azul con contornos blancos) mostrados sobre la emisión a $8\ \mu\text{m}$ de IRAC-*Spitzer* (mostrada en color rojo). El intervalo de velocidad de integración se muestra en la parte superior de cada panel y el tamaño del haz de las observaciones moleculares se incluyen en la esquina superior izquierda. Los niveles de contornos son 0.7 y $0.9\ \text{K km s}^{-1}$ (panel de la izquierda), 3.6 , 5.0 y $7.0\ \text{K km s}^{-1}$ (panel del centro), y 3.0 , $4.9\ \text{K km s}^{-1}$ (panel de la derecha).

dos componentes principales dentro del rango de velocidad de $45 - 55\ \text{km s}^{-1}$ y una componente más pequeña centrada en $\sim 60\ \text{km s}^{-1}$. Por otro lado, el espectro del ^{13}CO es menos complejo y se puede ajustar con dos gaussianas. En el caso de la cabeza de P2, ambos isótopos fueron ajustados con dos gaussianas, mostrando la presencia de dos componentes moleculares hacia esta región.

Para obtener la masa molecular contenida en las cabezas de los pilares se consideró la aproximación de equilibrio termodinámico local (LTE). Siguiendo los procedimientos estándares de dicha aproximación (ver sección 4.2), se puede obtener una densidad de columna del ^{12}CO , $N(^{12}\text{CO})$, para la cabeza de cada pilar. Del cociente entre $T_{mb}(^{12}\text{CO})$ y $T_{mb}(^{13}\text{CO})$, se pueden obtener las profundidades ópticas de ^{12}CO y ^{13}CO (τ_{12} , τ_{13}). Como se muestra en la Figura 7.6 y la Tabla 7.1, los espectros del ^{12}CO y ^{13}CO tienen más de una componente y, por lo tanto, se podrían obtener al menos un par de valores para las profundidades ópticas τ_{12} y τ_{13} para cada cabeza de pilar. Al inspeccionar las velocidades centrales y el Δv de cada componente (ver la Tabla 7.1), se seleccionaron los picos $T_{mb}(^{12}\text{CO})$ y $T_{mb}(^{13}\text{CO})$ que están dentro de los intervalos de velocidad en los que se extiende cada pilar (ver Figura 7.4), por lo tanto, se utilizaron los valores que están en ~ 55 y $\sim 58\ \text{km s}^{-1}$ para P1 y P2, respectivamente. Suponiendo una relación de

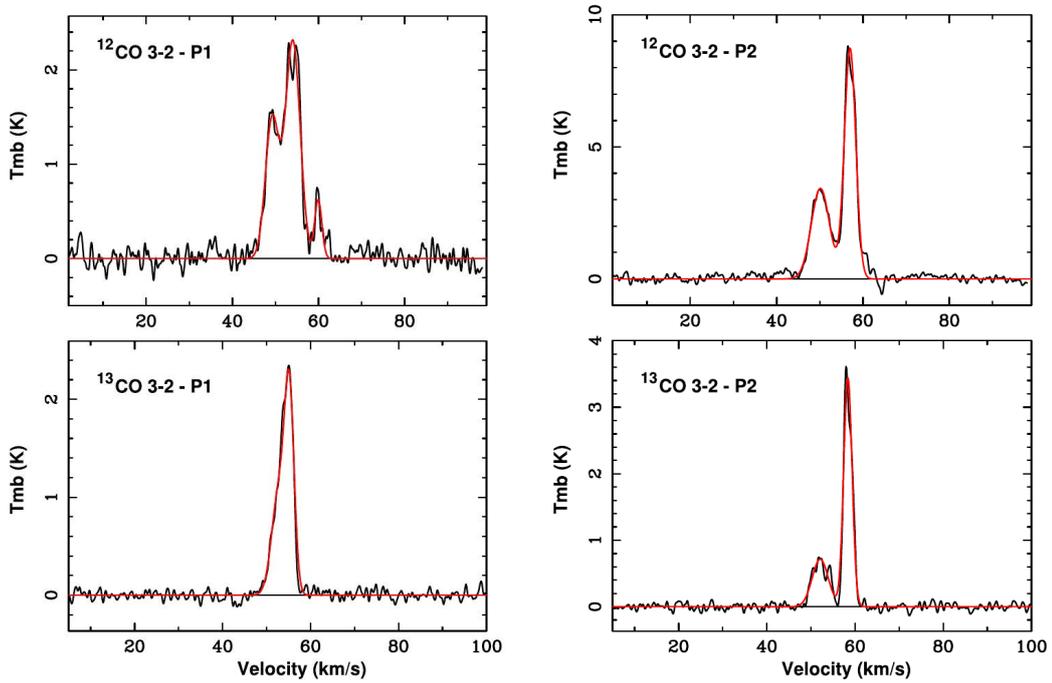


Figura 7.6: Espectros del ^{12}CO y ^{13}CO observados en las regiones de las cabezas de los pilares (cruces de color amarillo en la Figura 7.2). El ajuste gaussiano a cada espectro se muestra en color rojo. El ruido rms es de aproximadamente 100 y 50 mK para el ^{12}CO y ^{13}CO , respectivamente.

abundancia isotópica $[\text{^{12}CO}]/[\text{^{13}CO}]$ de 50, se estimaron las profundidades ópticas $\tau_{12} \sim 89$ y $\tau_{13} \sim 1.7$ para la cabeza de P1 y $\tau_{12} \sim 25$ y $\tau_{13} \sim 0.5$ para la cabeza de P2. Debido a la alta profundidad óptica de la emisión del ^{12}CO , no es posible obtener valores de masa confiables a partir de su densidad de columna. Por lo tanto, utilizando el valor de τ_{13} , fueron calculadas las densidades de columna del ^{13}CO para cada cabeza de pilar.

La temperatura de excitación ($T_{ex} \sim 10$ K utilizada en ambos casos) se obtuvo a partir de los espectros del ^{12}CO en las puntas de cada pilar. Suponiendo que la emisión del ^{13}CO se distribuye uniformemente en las cabezas de los pilares, es decir, que el valor de la densidad de columna es el mismo en todas las posiciones del haz dentro de un círculo delimitado por la curvatura de la punta de los pilares, se estima una densidad total de columna del ^{13}CO para cada cabeza de los pilares. Finalmente, las densidades de columna de H_2 se obtuvieron de la relación $N(\text{H}_2) = N(^{13}\text{CO})/X_{^{13}\text{CO}}$, donde $X_{^{13}\text{CO}} = 2 \times 10^{-6}$

Tabla 7.1: Parámetros de líneas del ^{12}CO y ^{13}CO hacia la cabeza de los pilares.

Línea	T_{mb} (K)	v_{LSR} (km s $^{-1}$)	Δv (km s $^{-1}$)
$^{12}\text{CO}(3-2)\text{-P1}$	1.48	49.23	3.70
	2.30	54.03	5.00
	0.62	59.94	1.97
$^{13}\text{CO}(3-2)\text{-P1}$	1.06	52.82	3.83
	1.91	55.20	2.53
$^{12}\text{CO}(3-2)\text{-P2}$	3.43	50.13	4.97
	8.73	57.00	3.10
$^{13}\text{CO}(3-2)\text{-P2}$	0.71	52.10	4.30
	3.44	58.36	2.24

(ver por ejemplo, Yamaguchi et al. 1999). Finalmente usando la ecuación (4.26) se obtiene que las masas para las cabezas de P1 y P2 son aproximadamente $60 M_{\odot}$ y $30 M_{\odot}$, respectivamente.

Al analizar el cubo de HCO^+ J=4-3 se encontró emisión en una región del espacio ubicada entre los pilares (ver Figura 7.7). La estructura de la nube molecular de HCO^+ se compone de dos grupos (en adelante serán llamados, grupo norte y grupo sur de HCO^+). El centro del grupo norte coincide en proyección con un máximo de la emisión del continuo a 1.1 mm, fuente catalogada como BGPS G046.319-00.233 (Rosolowsky et al., 2010), y con la estructura bilobular del ^{12}CO descrita anteriormente. Además de esta coincidencia posicional, vale la pena señalar que en la posición de la estructura de HCO^+ , es decir, la región entre ambos pilares, no hay una estructura de ^{12}CO bien definida (ver Figura 7.4). También se encontraron algunas emisiones débiles de HCO^+ hacia la cabeza de P1, en coincidencia con otra fuente a 1.1 mm (BGPS G046.319-00.255).

En la cabeza de P1 también se detectó HNC J=4-3, cuyo espectro se muestra en

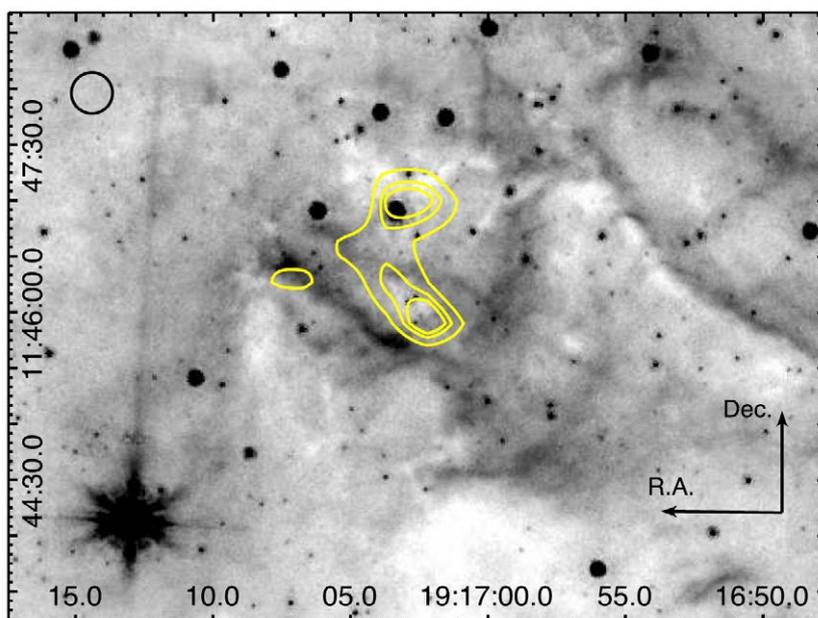


Figura 7.7: Emisión del HCO^+ $J=4-3$ integrada entre 48 y 60 km s^{-1} mostrada en contornos sobre la emisión a $8 \mu\text{m}$ de *Spitzer*-IRAC. Los niveles de los contorno son 0.5 , 0.6 y 0.7 K km s^{-1} . El haz de la observación molecular se muestra en la esquina superior izquierda.

la Figura 7.8, junto con los espectros del HCO^+ hacia el máximo de las fuentes BGPS mencionadas y del grupo sur de HCO^+ . Los parámetros obtenidos de los ajustes gaussianos a estos espectros se presentan en la Tabla 7.2. Hacia la cabeza de P2, que también coincide con una fuente en continuo milimétrico (BGPS G046.314-00.213), no se detectó HCO^+ $J=4-3$. Finalmente, es importante destacar que no se detectó emisión de HCN $J=4-3$ en ninguno de los pilares.

Con los parámetros obtenidos de nuestros datos y los datos de HCO^+ $J=3-2$ de Shirley et al. (2013) también incluidos en la Tabla 7.2, se realizó un estudio no-LTE hacia la cabeza de P1 y hacia el grupo del norte de HCO^+ utilizando el código RADEX (Tak et al., 2007). Para comparar ambos set de datos, nuestros espectros de HCO^+ $J=4-3$ se convolucionaron con un haz de $30''$ para llevarlos a la resolución de las observaciones del HCO^+ $J=3-2$. Los cálculos de RADEX se realizaron para diferentes temperaturas cinéticas (T_k) en el rango entre 20 y 100 K y los resultados se presentan en la Tabla 7.3.

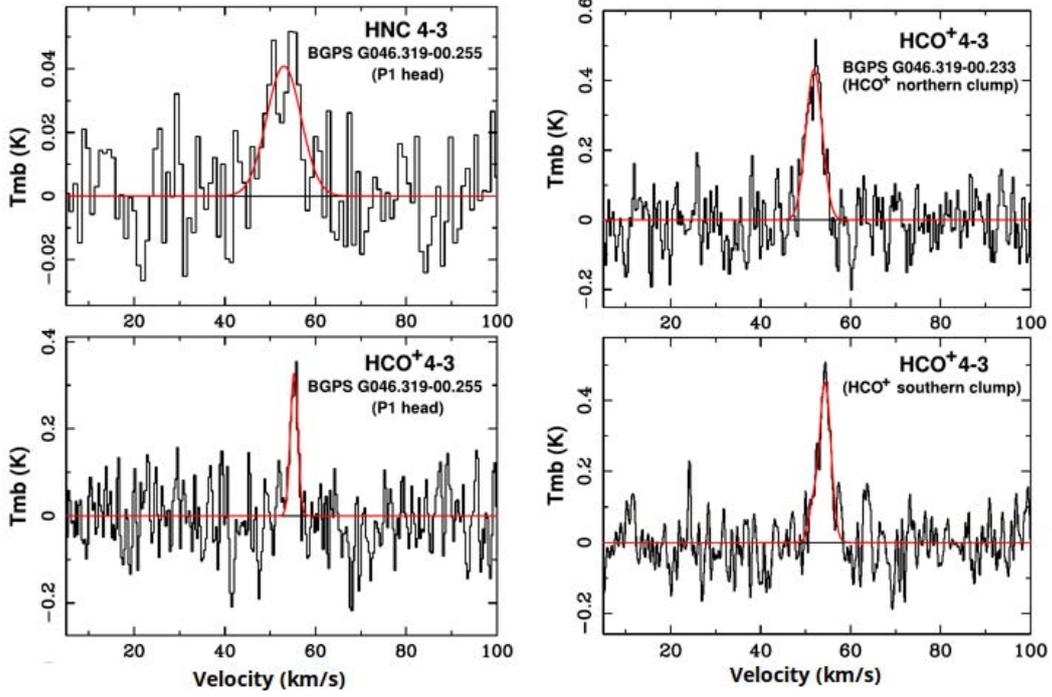


Figura 7.8: *Izquierda:* Espectros de HNC y HCO^+ $J=4-3$ obtenidos hacia la región de la cabeza de P1, coincidiendo con la fuente BGPS G046.319-00.255. *Derecha:* Espectros de HCO^+ $J=4-3$ hacia la posición del máximo de la fuente BGPS G046.319-00.233 en el grupo norte de HCO^+ y en el grupo sur de HCO^+ , de arriba hacia abajo (ver Figura 7.7). En rojo se muestra un ajuste gaussiano a cada espectro. El ruido rms para estos espectros es de 13 y 45 mK para las líneas HNC y HCO^+ , respectivamente.

Para los cálculos realizados hacia la cabeza de P1, RADEX no converge para $T_k = 100$ K.

Además, a partir de los datos públicos de *Herschel* a 160, 250, 350 y 500 μm (OBsId 1342207054 y 1342207055) y los datos de ATLASGAL a 870 μm (Urquhart et al., 2014), se estimó a través de la distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) la temperatura del polvo (T_d) y la densidad de columna de H_2 para la cabeza de P1 y para el grupo norte de HCO^+ . Suponiendo que la emisión de polvo es ópticamente delgada, el brillo superficial, I_ν , se puede expresar como una función de cuerpo gris para una única temperatura:

$$I_\nu = \kappa_\nu(\nu/\nu_0)^\beta B_\nu(T_d) \mu m_{\text{H}} N(\text{H}_2) \quad (7.1)$$

Tabla 7.2: Parámetros de línea para HCO⁺ y HNC.

Línea	T_{mb} (K)	v_{LSR} (km s ⁻¹)	Δv (km s ⁻¹)	$\int T_{mb} dv$ (K km s ⁻¹)
BGPS G046.319-00.233 (Grupo norte de HCO ⁺)				
HCO ⁺ (4-3)	0.43	51.87	4.25	1.87
HCO ⁺ (3-2)*	0.53	52.40	3.80	2.27
(Grupo sur de HCO ⁺)				
HCO ⁺ (4-3)	0.45	54.32	3.05	1.68
BGPS G046.319-00.255 (Cabeza de P1)				
HCO ⁺ (4-3)	0.33	55.26	1.90	0.68
HCO ⁺ (3-2)*	0.35	54.70	3.20	1.03
HNC(4-3)	0.04	53.02	8.90	0.37

* De Shirley et al. (2013).

donde $B_\nu(T_d)$ es la función de cuerpo negro para una temperatura de polvo T_d , μ es el factor de conversión de H₂ a la masa total de gas, 2.8 considerando una abundancia de He del 25%, m_H la masa atómica del hidrógeno y $\kappa_\nu(\nu/\nu_0)^\beta$ es la opacidad del polvo por unidad de masa, donde se considera que ν_0 es 0.1 cm² g⁻¹ a 1 THz (Beckwith et al., 1990) bajo una relación de gas a polvo de 100 y $\beta = 2$ (Anderson et al., 2012). Luego, se realizó un ajuste de la SED con T_d y $N(\text{H}_2)$ como parámetros libres, donde el brillo superficial se obtuvo de los datos de *Herschel* y ATLASGAL. Todas las emisiones se convolucionaron a la misma resolución angular, 44'', y se regrillaron al mismo tamaño de píxel, 14''. Se determinó que T_d y $N(\text{H}_2)$ son aproximadamente 18 K y 1.8×10^{22} cm⁻² para el grupo norte de HCO⁺, y 20 K y 0.8×10^{22} cm⁻² para la cabeza de P1. Los errores involucrados en las temperaturas y densidades de columna son aproximadamente del 10% y 40%, respectivamente.

A partir de estos resultados, si se supone que el polvo y el gas están acoplados y, por lo tanto, $T_d = T_k$, se pueden favorecer los resultados de RADEX para $T_k = 20$ K

Tabla 7.3: Resultados obtenidos de RADEX.

$T_k(\text{K})$	$N(\text{cm}^{-2})$	$n(\text{cm}^{-3})$
BGPS G046.319-00.233 (Grupo norte de HCO ⁺)		
20	9.7×10^{11}	4.9×10^6
30	9.3×10^{11}	1.7×10^6
50	9.6×10^{11}	7.3×10^5
100	1.1×10^{12}	3.2×10^5
BGPS G046.319-00.255 (Cabeza de P1)		
20	7.1×10^{11}	1.4×10^6
30	8.5×10^{11}	5.3×10^5
50	1.7×10^{12}	1.2×10^5
100	–	–

para ambas concentraciones moleculares. De esta manera, se estiman las abundancias de HCO⁺ en $X_{\text{HCO}^+} \sim 5.4 \times 10^{-11}$ para el grupo norte, y $\sim 8.8 \times 10^{-11}$ para la cabeza de P1.

Adicionalmente, del mismo ajuste SED se obtuvo T_d y $N(\text{H}_2)$ para la cabeza de P2 (fuente BGPS G046.314-00.213), el cual dio como resultado 18 K y $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, respectivamente. Usando los valores obtenidos del ajuste SED para $N(\text{H}_2)$ hacia P1 y P2 e incluyéndolos en la ecuación (4.26), se estimaron las masas para cada estructura de manera independiente a lo que se hizo anteriormente con la emisión de ¹³CO, obteniéndose aproximadamente 80 M_\odot para ambas cabezas.

7.1.3.3. Evidencias de formación estelar en la región

En el trabajo de Paron et al. (2015) se demostró la existencia de varios candidatos a YSOs en la región espacial ubicada entre los pilares. Para continuar con la investigación se analizó la emisión de la banda *Ks* obtenida de la base de datos del UKIDSS (Lawrence et al., 2007), buscando emisión extendida que pueda estar relacionada con los *outflows*. Se encontró una estructura interesante compuesta por dos nebulosidades que se extien-

den desde el sureste (nebulosidad-SE) al noroeste (nebulosidad-NE) en el grupo norte de HCO^+ (ver Figura 7.9). En la figura se puede distinguir también que ambas nebulosidades están separadas por una región de baja emisión. Curiosamente, esta estructura que se ve en IR cercano se encuentra en la misma posición que la estructura molecular bilobulada de ^{12}CO que aparece entre 43.5 y 48.9 km s^{-1} y mostrada en la Figura 7.4. Al integrar la emisión del ^{12}CO en el rango de velocidad de 42 a 50 km s^{-1} , aparecen dos lóbulos moleculares muy marcados (los cuales se muestran en contornos de color azul en la Figura 7.9) que se extienden desde el sureste al noroeste. Las estructuras en IR cercano mencionadas anteriormente están ubicadas, en proyección, casi en el centro de estos lóbulos, lo que sugiere fuertemente que estamos observando *outflows* moleculares generados por la misma fuente que produjo las estructuras en el IR cercano. Las longitudes de los *outflows* son 50'' para el lóbulo del noroeste, y 44'' para el lóbulo del sureste, lo que a una distancia de 4 kpc implica que tienen una longitud aproximada de 0.9 y 0.8 pc, respectivamente.

Para estimar la masa molecular de los *outflows* se siguió el trabajo de [Bertsch et al. \(1993\)](#) y se calculó la densidad de columna del H_2 a partir de

$$N(\text{H}_2) = 2.0 \times 10^{20} \frac{W(^{12}\text{CO})}{[\text{K km s}^{-1}]} (\text{cm}^{-2}) \quad (7.2)$$

donde $W(^{12}\text{CO})$ es la intensidad integrada de la emisión ^{12}CO J=3-2. Las masas se calcularon usando la ecuación (4.26), obteniéndose 10.5 M_\odot para el lóbulo sureste, y 9.0 M_\odot para el lóbulo noroeste.

7.1.4. Discusión

De los datos moleculares estudiados, se observa que la emisión del gas relacionado con los pilares se extiende a lo largo de intervalos de velocidad estrechos. Estos pilares contienen núcleos fríos incrustados, como se encontraron hacia estructuras similares en la Nebulosa del Águila ([White et al., 1999](#)). Las masas obtenidas hacia sus cabezas son ~ 60 y $30 M_\odot$. Estos valores son del mismo orden de magnitud de las masas obtenidas a través de la emisión del polvo (aproximadamente 80 M_\odot en las cabezas de ambos pilares).

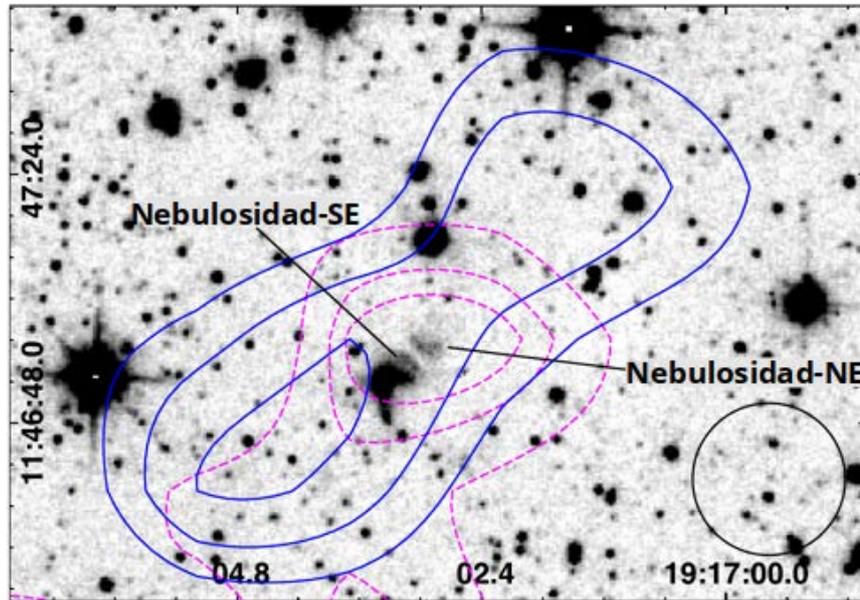


Figura 7.9: Emisión en la banda Ks obtenida de la base de datos del UKIDSS. Los contornos azules corresponden a la emisión del ^{12}CO J=3-2 integrada entre 42 y 50 km s^{-1} , con niveles de contorno de 6.0, 7.0 y 8.5 K km s^{-1} . Los contornos discontinuos en color magenta son los mismos contornos de la emisión del HCO^+ que se presentan en la Figura 7.7. El haz de la observación molecular se incluye en la esquina inferior derecha.

Se concluye que la masa de las cabezas de los pilares oscila entre ~ 30 y $\sim 80 M_{\odot}$, valores que concuerdan con las masas de cabezas de pilares encontradas en varias regiones (ver por ejemplo Gahm et al. 2006; White et al. 1999) y con los valores obtenidos a través de modelos dinámicos 3D utilizados para estudiar la formación de este tipo de estructuras (Mackey et al., 2010).

En este trabajo se han analizado principalmente tres estructuras moleculares: los pilares P1 y P2, y una nube observada en la línea HCO^+ J=4-3 que se encuentra entre ambos pilares y que está compuesta por dos grumos. A pesar de que estas estructuras están embebidas en la misma nube molecular gigante, se encontraron diferentes condiciones físicas entre ellas. Esto puede deberse a que estas estructuras pueden estar expuestas

de diferentes maneras a la radiación UV proveniente de la región HII G46. Es posible que el pilar P2 esté más expuesto al flujo de radiación que el pilar P1. La no detección de HCO^+ hacia P2 y las abundancias de HCO^+ obtenidas en P1 y en el grupo norte de HCO^+ puede explicarse a través de diferentes tasas de ionización dentro de la región. Como se afirma en [Goicoechea et al. \(2009\)](#), el HCO^+ se destruye principalmente mediante recombinación disociativa y, por lo tanto, su abundancia es inversamente proporcional a la abundancia de electrones. Las estructuras que están más expuestas a la radiación de la región HII se espera que tengan una mayor abundancia de electrones que las menos expuestas. Esta es una conclusión bastante simple basada sólo en el análisis del HCO^+ y, como [Goicoechea et al. \(2009\)](#) señalan, es necesario considerar también la abundancia de metales, HAPs, otros iones y rayos cósmicos. En el caso del grupo norte de HCO^+ , se tiene una situación más compleja, ya que como se dijo anteriormente, este grupo presenta *outflows*, que según [Rawlings et al. \(2004\)](#) podrían aumentar la abundancia del HCO^+ .

A partir de los resultados espectroscópicos ópticos de la fuente 8 (una estrella de tipo O4–6), junto con el análisis fotométrico realizado en [Paron et al. \(2015\)](#) y considerando que su ubicación es exactamente en el centro de la región HII G46, podemos concluir que esta fuente es efectivamente la responsable de la ionización de la región. La determinación más precisa del tipo espectral de la estrella ionizante permite obtener una mejor estimación de la cantidad de fotones UV que llegan a los pilares. Dado que el pilar P2 podría ser la estructura más expuesta a la radiación de la región HII, el análisis se realizó solo para esta estructura. Siguiendo el mismo procedimiento descrito en [Paron et al. \(2015\)](#), se estimó un límite superior para el flujo de fotones que incide en la cabeza del pilar P2, obteniéndose un valor de $\phi_{pred} \sim 3 \times 10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Así, según [Bisbas et al. \(2011\)](#), quienes sugirieron que la formación de estrellas provocada por RDI ocurre sólo cuando $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \leq \phi \leq 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, se puede concluir que en la cabeza del pilar P2 es poco probable que ocurra formación estelar disparada.

7.1.4.1. HCN y HNC en los pilares

La línea HCN J=4-3 no se detectó en ningún pilar y la línea HNC J=4-3 sólo se detectó en la punta del pilar P1. Teniendo en cuenta que generalmente ambos isómeros se detectan en la misma región y que se espera que el cociente HNC/HCN sea del orden de la unidad en las regiones frías (Herbst 1978; Schilke et al. 1992), es interesante considerar por qué la punta del pilar P1, una región que coincide con una nube oscura, se detecta HNC y no HCN. Podría ser que el HNC tenga una mayor abundancia que el HCN, y que la abundancia del HCN sea lo suficientemente baja como para estar por debajo del límite de detección de nuestras observaciones. Esto es posible porque, según Hirota et al. (1998), la reacción de recombinación $\text{HCNH}^+ + e^- \rightarrow \text{HNC} + \text{H}$, $\text{HCN} + \text{H}$, una de las principales vías químicas para la formación de estos isómeros, conduce a una mayor abundancia de HNC que de HCN.

Por otro lado, en el trabajo de Chenel et al. (2016) señalan que en las regiones interestelares expuestas a un campo de radiación UV intenso, el HCN debería ser más abundante que el HNC. La destrucción de ambos isómeros en dichas regiones está dominada por la fotodisociación en lugar de las reacciones químicas con radicales o iones, y los autores encontraron que el HNC se destruye más rápido que el HCN. En el caso de la cabeza de P1, es probable que esta estructura no esté fuertemente irradiada por los fotones UV y, por lo tanto, el mecanismo de destrucción UV no esté sucediendo. En la cabeza de P2, que puede estar más expuesta a la radiación, puede ser posible que el HCN y el HNC hayan sido totalmente destruidos por la radiación UV. Esto concuerda con los resultados del análisis del HCO^+ discutidos anteriormente.

7.1.4.2. Confirmando la formación estelar

Se encontró evidencia directa de formación estelar en el grupo norte de HCO^+ . La emisión en el IR cercano muestra la presencia de dos nebulosidades separadas por una región de baja emisión. Teniendo en cuenta que los *outflows* moleculares descubiertos se extienden a lo largo de la misma dirección que las nebulosas en el IR cercano, se sugiere

que la emisión IR se origina en las cavidades despejadas en el material circunestelar. Este tipo de cavidades pueden generarse por la acción de los vientos de los YSOs (Shu et al. 1995; Reipurth et al. 2001) o por la precesión de los *jets* que limpian el material circunestelar (por ejemplo ver Kraus et al. 2006). La orientación de las nebulosidades y el análisis de los lóbulos moleculares sugieren fuertemente que los *outflows* se extienden principalmente en el plano del cielo. Esto puede explicar por qué una fuente puntual no se ve en la emisión en el IR cercano, siendo probable que se esté observando un YSO con una orientación “de canto”, y la fuente central probablemente está oculta detrás del disco (ver por ejemplo, Perrin et al. 2006). En este escenario, la fuente central y el disco deben estar en la región de baja emisión del IR cercano entre las dos nebulosidades. Este YSO y la mayoría de los candidatos a YSO Clase I que se encontraron en Paron et al. (2015) están embebidos en la nube de HCO^+ que se encuentra entre ambos pilares, lo que, según lo observado por Smith et al. (2010b) en la Nebulosa Carina, parece ser algo bastante común. Como concluyeron los autores, los YSOs tienden a formar grandes asociaciones que ocupan la cavidad que queda delimitada por los pilares. Es importante tener en cuenta que la nube de HCO^+ observada no tiene una contraparte bien definida en la emisión del ^{12}CO , lo que sugiere que las capas externas del gas molecular trazadas por la emisión del ^{12}CO fueron destruidas por la actividad de estrellas de alta masa.

La masa y el tamaño de los *outflows* moleculares descubiertos son similares a los encontrados para varias fuentes catalogadas como *outflows* moleculares de alta masa (Beuther et al., 2002), lo que sugiere que efectivamente se está observando un YSO de alta masa. Vale la pena señalar que la orientación del eje del *outflow* es perpendicular a la dirección del borde abierto de la región HII y, por lo tanto, a la dirección del flujo de radiación. Esta orientación también se encontró en varios YSOs en la Nebulosa Carina (Smith et al., 2010b). Usando simulaciones en 3D, Lora et al. (2009), propusieron la interacción entre un frente de ionización en avance y una nube neutra, en donde los grumos comprimidos de gas que se forman en la interfaz inestable tienden a colapsar y tienen vectores de momento angular perpendiculares a la dirección del flujo de radiación. El sistema YSO descrito aquí podría considerarse como una nueva evidencia observacional

de este fenómeno, sugiriendo así la necesidad de profundizar los estudios teóricos en los que se debe tener en cuenta la gran distancia (aproximadamente 10 pc) entre el YSO y la fuente de radiación que aquí se ha estudiado.

7.2. Resumen y conclusiones

Los principales resultados de este estudio se resumen a continuación:

(1) A partir de la emisión del ^{12}CO J=3–2 se encontró que el gas molecular asociado a los pilares observados en $8\ \mu\text{m}$ se extienden a lo largo de intervalos de velocidad estrechos. Se observó que P2 tiene la morfología esperada para una estructura con forma de pilar, mientras que la emisión molecular de P1 es más fragmentada y la concentración de masa principal no está en su cabeza. P1 puede estar en una etapa evolutiva anterior en la formación de este tipo de pilares.

(2) Se encontró que la emisión del HCO^+ J=4–3 se concentra en una nube ubicada entre ambos pilares y se compone de dos grumos. Esta nube no tiene una contraparte en ^{12}CO bien definida. Se detectó emisión débil de HCO^+ hacia la cabeza de P1, donde también se halló emisión de HNC J=4–3. En la punta de P2, no se detectó emisión de estas especies. De un análisis de abundancia de HCO^+ , se sugiere que P2 podría estar más expuesto a la radiación de G46 que P1.

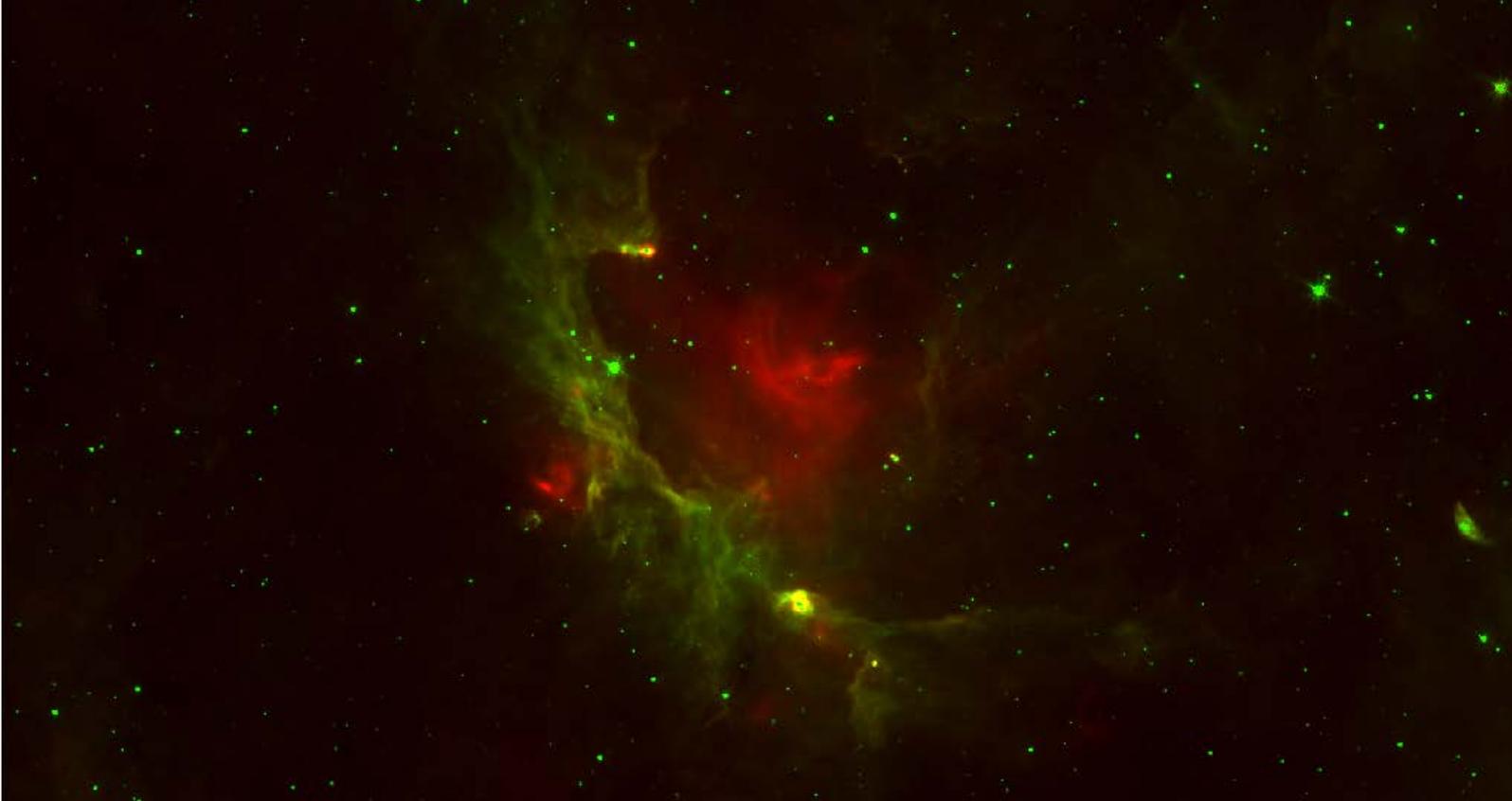
(3) A partir de la observación espectroscópica óptica, se determinó que la fuente 8 de [Paron et al. \(2015\)](#) es una estrella tipo O4–6. Por lo tanto, a partir de su posición y tipo espectral, se llegó a la conclusión de que esta es la fuente responsable de ionizar a la región.

(4) A partir de la determinación del tipo espectral de la fuente de ionización se obtiene un valor más preciso para la cantidad de flujo UV que llega al pilar P2. Por lo tanto se llegó a la conclusión de que es poco probable que el proceso RDI esté ocurriendo en la cabeza de P2.

(5) Se encontró evidencia directa de formación estelar hacia la nube observada en HCO^+ . De la emisión del ^{12}CO J=3–2 se detectaron dos *outflows* moleculares de alta masa que se extienden principalmente a lo largo del plano del cielo, coincidiendo con dos nebulosidades separadas por una región de baja emisión observada en el IR cercano. Se propone que se está observando un YSO con una orientación “de canto”.

La actividad de formación estelar confirmada en la región analizada está ocurriendo en un grumo molecular que está delimitado por las estructuras con forma de pilares, lo que parece ser común en dichas regiones, confirmando que los pilares son estructuras transitorias que forman parte de la propagación de una onda continua de formación estelar alimentada por la acción de estrellas de alta masa, según lo propuesto por [Smith et al. \(2010a\)](#). La nube de HCO^+ , en la que está embebida la fuente descubierta que provoca los *outflows* y la mayoría de las fuentes de Clase I que se encontraron en el trabajo de [Paron et al. \(2015\)](#), no tiene una contraparte bien definida en la emisión del ^{12}CO . Esto sugiere que las capas externas de dicha nube fueron destruidas por la radiación de G46. Además, se encontró que la orientación del eje de los *outflows* del YSO es perpendicular a la dirección del flujo de radiación, lo que concuerda con los resultados obtenidos de las simulaciones realizadas por [Lora et al. \(2009\)](#). Teniendo en cuenta la gran distancia entre la estrella de alta masa que ioniza a G46 y el YSO (aproximadamente 10 pc), esto podría ser una importante evidencia observacional para motivar el estudio teórico de este fenómeno en este tipo de escenario.

Finalmente podemos mencionar que estos nuevos resultados refuerzan lo sugerido en el trabajo de [Paron et al. \(2015\)](#), en el cual se sugiere la existencia de un gradiente en la formación estelar generado por la acción de la región HII G46 que se ha detenido en las puntas de los pilares.



Región HII G46.5-0.2. *Imagen propia*

8. Estudio del gas molecular e ionizado en un precursor de una región HII ultracompacta (UC)

Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en “Study of the molecular and ionized gas in a possible precursor of an ultra-compact H II region”, Astronomy & Astrophysics, Volume 606, id.A61, 7 pp, año 2017.

La fuente G052.9221-00.4892 (en adelante la llamaremos MSXG52), catalogada como una región HII en el catálogo de fuentes enrojadas MSX (Lumsden et al., 2013), está incrustada en una estructura con forma similar a la de un pilar ubicada en el borde de la burbuja de polvo infrarroja MWP1G052845-005363 (en adelante la llamaremos burbuja G52), catalogada por Simpson et al. (2012). Esta burbuja irregular de unos 10' de tamaño y centrada en $l = 52.845$; $b = -0.536$, es la contraparte en infrarrojo de la región HII G052.9-00.6 que tiene una línea de recombinación en radio a 43.5 km s^{-1} (Lockman, 1989). Usando un modelo de rotación plana para nuestra galaxia (con $R = 7.6 \pm 0.3 \text{ kpc}$ y $\theta = 214 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$), esta velocidad corresponde a las distancias cercanas y lejanas de aproximadamente 5.1 kpc (punto tangente) y 7.2 kpc, respectivamente. Anderson et al. (2008) resolvieron esta ambigüedad favoreciendo la distancia lejana basados en el método

de absorción del HI. Por lo tanto, para este trabajo se considera 7.2 kpc como la distancia a la burbuja G52 y a la fuente MSXG52.

La Figura 8.1 muestra una imagen de *Spitzer* compuesta por dos colores de la burbuja G52, donde la emisión a $24 \mu\text{m}$ se presenta en color rojo y la emisión a $8 \mu\text{m}$ en color cian. La emisión a $24 \mu\text{m}$ (MIPSGAL; Carey et al. 2009), que podría estar asociada con la emisión de granos de polvo muy pequeños, se limita al interior de la burbuja. La emisión a $8 \mu\text{m}$ (GLIMPSE; Benjamin et al. 2003), que traza las regiones de foto-disociación (PDRs por sus siglas en inglés), muestra una morfología similar a una semi-cáscara abierta hacia longitudes Galácticas menores. La estructura más interesante, en esta banda de emisión, es una con forma de pilar (indicada en la figura) que parece haber sido esculpida por la acción de la región HII.

El panel (a) de la Figura 8.1 muestra una vista ampliada de la estructura en forma de pilar a través de una imagen de dos colores de *Spitzer*, donde las emisiones a 4.5 y $8 \mu\text{m}$ se presentan en color verde y rojo, respectivamente. Hacia la cabeza de dicho pilar se puede apreciar una estructura ligeramente alargada de color amarillo que corresponde a la posición del objeto MSXG52. En relación con esta fuente se puede apreciar un filamento curvo que se asemeja a la típica morfología de un *jet*, que apunta hacia longitudes Galácticas mayores. El panel (b) de la Figura 8.1 muestra una vista ampliada de la estructura presentada en el panel (a) pudiéndose apreciar una fuente central brillante en $8 \mu\text{m}$. La mayor parte de la emisión muestra una morfología ligeramente alargada centrada en la ubicación de MSXG52 (cruz de color verde). Hacia longitudes Galácticas más altas, se extiende un filamento curvo que conecta la fuente central con una estructura en forma de arco. El panel (c) de la Figura 8.1 muestra una vista ampliada de la fuente central observada en la banda K_s extraída del relevamiento UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS; Warren et al. 2007). En color verde se muestran los niveles de contorno de la emisión a $8 \mu\text{m}$ con valores de 80, 100 y $140 \text{ MJy beam}^{-1}$. La nebulosidad asociada con la fuente UKIDSS UGPS J193054.62+172842.0 (Lucas et al., 2008) exhibe una morfología similar a la de un reloj de arena con su eje de simetría perfectamente alineado con la estructura con forma de *jet* que se observa a $8 \mu\text{m}$. La morfología con forma de cono

bipolar sugiere la presencia de cavidades despejadas en el material circunestelar.

La interesante morfología que muestra MSXG52 en las bandas de IR cercano y medio motivó realizar observaciones de líneas moleculares y del continuo de radio, con el objetivo de analizar la naturaleza de esta fuente en el contexto de los diferentes modelos evolutivos de formación estelar de alta masa. En este capítulo, se analizará y se caracterizará el gas molecular y el gas ionizado relacionado con MSXG52, basado en observaciones de líneas moleculares obtenidas con el telescopio ASTE, y en observaciones en el continuo de radio a 6 GHz realizadas con el telescopio JVLA.

8.1. Observaciones y reducción de datos

8.1.0.1. Observaciones Moleculares

Las observaciones de las líneas moleculares se realizaron el 27 y 28 de agosto de 2015 con el telescopio ASTE. Se observó simultáneamente ^{12}CO J=3–2 a 345.796 GHz y HCO^+ J= 4–3 a 356.734 GHz, mapeando una región de $2' \times 2'$ centrada en la posición de MSXG52. También se observó ^{13}CO J=3–2 a 330.588 GHz y CS J=7–6 a 342.883 GHz hacia una región de $1.5' \times 1.5'$ con el mismo centro. Por último se realizó un único apuntamiento de C^{18}O J=3–2 a 329.330 GHz hacia el mismo centro. Todas las observaciones se realizaron en modo *position-switching*. La resolución en velocidad fue de 0.11 km s^{-1} y el HPBW fue aproximadamente de $22''$ para todas las líneas moleculares. La temperatura del sistema varió de $T_{\text{sys}} = 150$ a 200 K y la eficiencia del haz principal fue $\eta_{\text{mb}} \sim 0.65$.

Los datos se redujeron con NEWSTAR y los espectros se procesaron utilizando el software XSpec. A todos los espectros se les aplicó un suavizado *Hanning* para mejorar la relación señal-ruido. El ajuste de la línea de base se realizó utilizando polinomios de segundo orden para las transiciones del ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O , y polinomios de tercer orden para la transición del HCO^+ y del CS. El ruido rms resultante de las observaciones fue de aproximadamente 0.15 K para las transiciones ^{13}CO J=3–2 y CS J=7–6, 0.07 K para

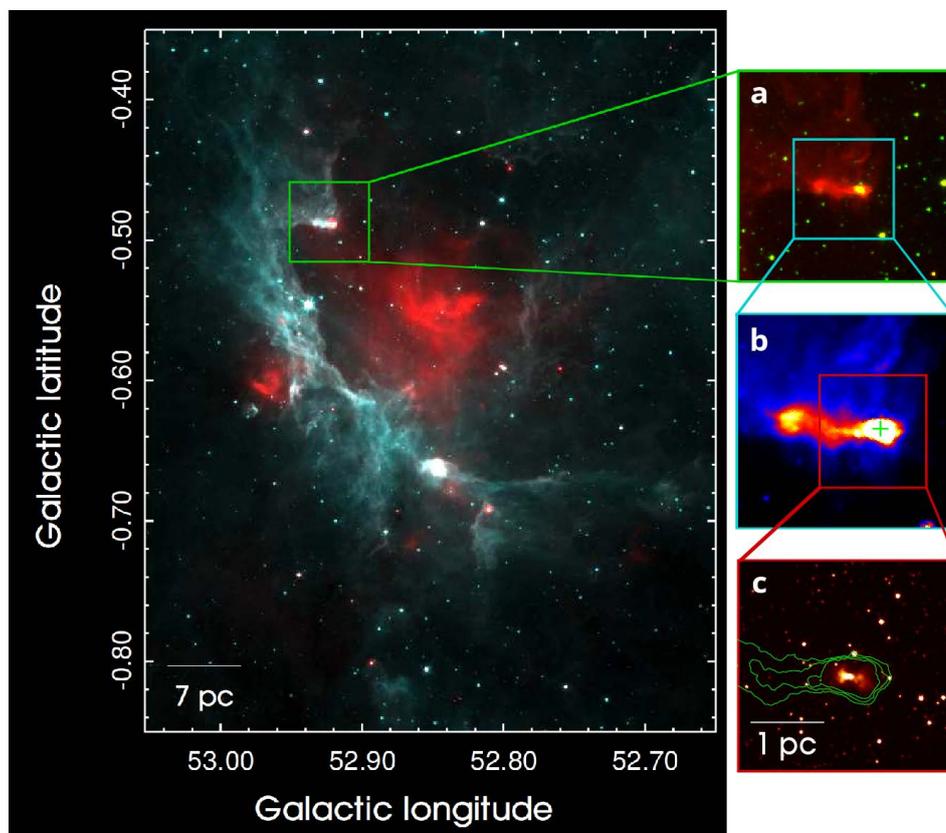


Figura 8.1: Imagen compuesta a dos colores en donde se presenta la emisión de *Spitzer*-MIPS a $24 \mu\text{m}$ en rojo y *Spitzer*-IRAC a $8 \mu\text{m}$ en cian hacia la región de la burbuja G52. (a) Vista ampliada de la estructura con forma de pilar a $4.5 \mu\text{m}$ (verde) y a $8 \mu\text{m}$ (rojo). Ambas escalas van entre 20 y $150 \text{ MJy beam}^{-1}$. (b) Ampliación de la estructura anterior en $8 \mu\text{m}$. La cruz representa la posición de MSXG52. (c) Ampliación en el IR cercano (banda K_s extraída del UKIDSS). Los contornos de color verde representan los niveles de emisión a $8 \mu\text{m}$ de 80 , 100 y $140 \text{ MJy beam}^{-1}$.

$^{12}\text{CO J=3-2}$ y $\text{HCO}^+ \text{ J=4-3}$, y 0.04 K para $\text{C}^{18}\text{O J=3-2}$.

8.1.0.2. Observaciones en continuo de radio

Las observaciones en continuo de radio hacia MSXG52 se realizaron el 11 de febrero de 2016 en un sólo apuntamiento con el JVLA a 6 GHz en su configuración C. El procesamiento de los datos se llevó a cabo utilizando el software CASA y Miriad, siguiendo los procedimientos estándares. El haz sintetizado resultante tiene un tamaño de $4.8'' \times$

4.1", y el ruido rms del mapa final es $40 \mu\text{Jy beam}^{-1}$.

8.2. Resultados

8.2.0.1. Gas molecular y polvo

La Figura 8.2 muestra los mapas de velocidad promediados entre 42 y 48 km s^{-1} de las emisiones $^{12}\text{CO J=3-2}$, $^{13}\text{CO J=3-2}$ y $\text{HCO}^+ \text{ J=4-3}$ superpuestos sobre la emisión a $8 \mu\text{m}$. La distribución de las emisiones de $^{12}\text{CO J=3-2}$ y $^{13}\text{CO J=3-2}$ coinciden perfectamente con la cabeza del pilar, en donde presentan un máximo, mostrando la presencia de un grumo molecular denso. MSXG52 (indicado con una cruz verde) aparece ubicada en el borde de este grumo, el cual se enfrenta a la región HII. La emisión de $\text{HCO}^+ \text{ J=4-3}$ aparece más concentrada hacia la cabeza del pilar.

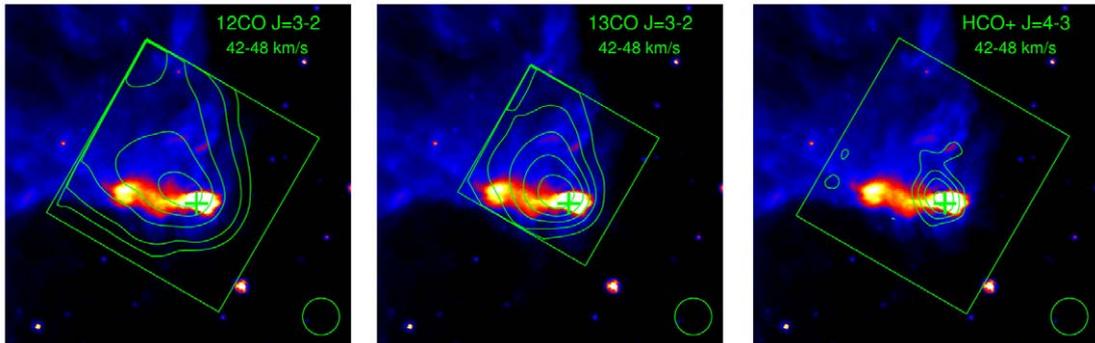


Figura 8.2: Mapas de las emisiones $^{12}\text{CO J=3-2}$, $^{13}\text{CO J=3-2}$ y $\text{HCO}^+ \text{ J=4-3}$ promediados entre 42 y 48 km s^{-1} , presentados en contornos superpuestos a la emisión a $8 \mu\text{m}$. Los recuadros representan las regiones mapeadas con el telescopio ASTE y la cruz indica la posición de MSXG52. Los niveles de los contornos son 1, 2, 3, 5 y 7 K para $^{12}\text{CO J=3-2}$; 1, 1.5, 2, 2.5, 3 y 3.5 K para $^{13}\text{CO J=3-2}$; y 0.4, 0.6, 0.9 y 1.2 K para $\text{HCO}^+ \text{ J=4-3}$. La escala de color va de 20 a $150 \text{ MJy beam}^{-1}$.

La Figura 8.3 muestra los espectros del $^{12}\text{CO J=3-2}$, $^{13}\text{CO J=3-2}$, $\text{HCO}^+ \text{ J=4-3}$ y $\text{C}^{18}\text{O J=3-2}$ tomados hacia la posición de la fuente MSXG52. La Tabla 8.1 presenta los parámetros obtenidos de los ajustes gaussianos.

La densidad de columna hacia la posición de MSXG52 se obtuvo de los datos de las emisiones ^{13}CO y C^{18}O suponiendo una temperatura de excitación uniforme (equilibrio

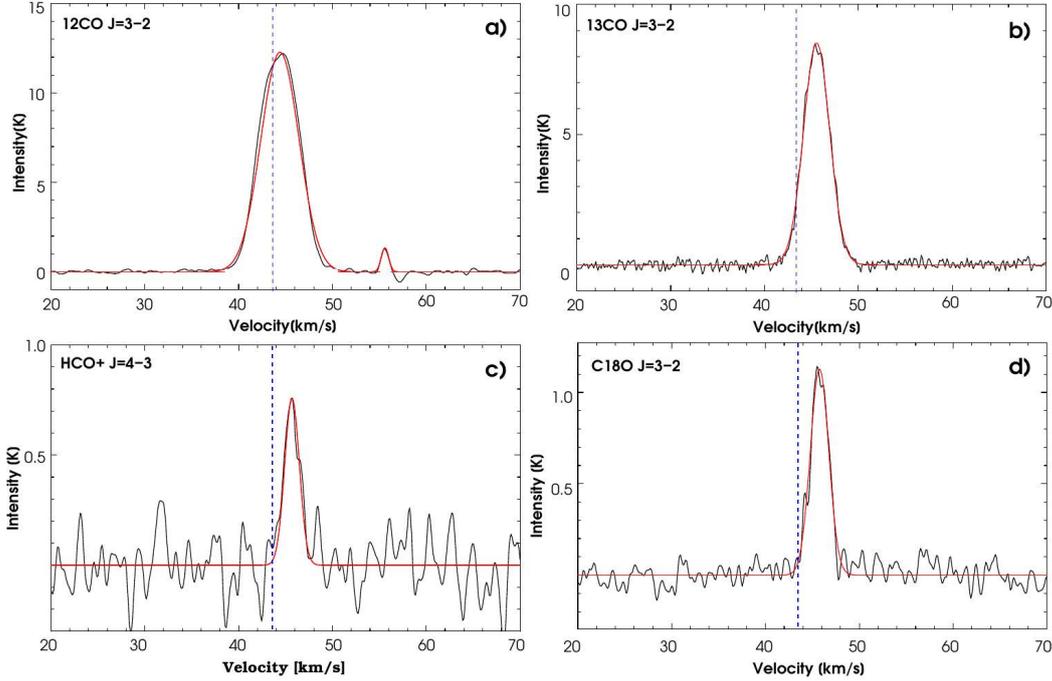


Figura 8.3: Espectros de las emisiones ^{12}CO J=3–2 (a), ^{13}CO J=3–2 (b), HCO^+ J=4–3 (c) y C^{18}O J=3–2 (d) obtenidos hacia la posición de la fuente MSXG52. La línea de recombinación en radio relacionada con G52 se indica con la línea vertical punteada. El ajuste gaussiano utilizado para cada espectro se presenta en rojo.

termodinámico local). Primero se calculó la opacidad del ^{13}CO , τ_{13} , basada en la ecuación (4.40), donde se considera T_{mb} en la posición de MSXG52. Basándose en la relación de abundancia $[\text{C}^{13}][\text{O}^{16}]/[\text{C}^{12}][\text{O}^{18}] = 7.4$ estimada en una distancia galacto-céntrica de $D_{GC} = 5.5$ kpc (Wilson et al., 1994), se utilizó que $\tau_{13} = 7.4 \tau_{18}$. Entonces de lo anterior se obtuvo que $\tau_{13} \sim 0.2$, y $\tau_{18} \sim 0.02$, mostrando que ambas transiciones son ópticamente delgadas hacia la posición de MSXG52. En este caso la temperatura de excitación se obtuvo de la ecuación de transferencia radiativa aplicada a la transición ^{13}CO J=3–2 (dada por la ecuación (4.18)), donde $h\nu/k = 15.87$ K y $T_{BG} = 2.7$ K, obteniéndose $T_{ex} \sim 52$ K. Dada la T_{ex} , τ_{13} y $\int T_{mb}^{13} dv \sim 28$ K km s $^{-1}$, la densidad de columna del ^{13}CO se calculó usando la ecuación (4.36) en $N(^{12}\text{CO}) \sim 2.1 \times 10^{15}$ cm $^{-2}$. A partir de esta estimación, y usando la relación de abundancia $[\text{H}_2]/[\text{C}^{13}\text{O}] = 77 \times 10^4$ (extraída de Wilson et al. 1994), se derivó una densidad de columna para H_2 de $\sim 1.6 \times 10^{21}$ cm $^{-2}$.

Tabla 8.1: Parámetros de las líneas obtenidos del ajuste Gaussiano a los espectros mostrados en la Figura 8.3.

Línea	T_{mb} (K)	v_{LSR} (km s ⁻¹)	Δv (km s ⁻¹)
¹² CO J=3-2	12.3 ± 0.6	44.6 ± 0.8	4.5 ± 0.6
	1.3 ± 0.2	55.6 ± 0.4	0.9 ± 0.4
¹³ CO J=3-2	8.1 ± 0.5	45.4 ± 0.5	3.4 ± 0.4
C ¹⁸ O J=3-2	1.2 ± 0.3	45.7 ± 0.6	3.1 ± 0.5
HCO ⁺ J=4-3	0.7 ± 0.2	45.5 ± 0.4	2.3 ± 0.6

Para caracterizar las condiciones de las capas más externas del gas hacia esta región, se calculó la temperatura de excitación y la densidad de columna utilizando las transiciones ¹²CO J=3-2 y ¹³CO J=3-2. Basándose en la relación $T_{mb}(\text{¹²CO})/T_{mb}(\text{¹³CO})$ de aproximadamente 1.5, se estimaron las opacidades que resultaron ser aproximadamente 55 para la línea ¹²CO J=3-2 y 1 para la línea ¹³CO J=3-2, y se obtuvo $T_{ex} \sim 20$ K.

Usando la ecuación (4.36) y suponiendo una relación canónica de abundancia entre isótopos [¹²CO]/[¹³CO] de 50, se obtuvo $N(\text{H}_2) \sim 5 \times 10^{21}$ cm⁻². Por lo tanto, comparando estos resultados con los obtenidos para las transiciones ¹³CO J=3-2 y C¹⁸O J=3-2, en condiciones de LTE ($T_{ex} \sim T_{kin}$), se sugiere que existen gradientes de temperatura cinética y de densidad de columna de H₂ a través del grumo molecular, con el gas más caliente y menos denso en la región interior. Este escenario concuerda con la presencia de una proto-estrella en sus últimas etapas de evolución embebida en el grumo molecular.

Adicionalmente, a partir de la emisión en el IR lejano y en el submilimétrico, se estimó independientemente una temperatura de la región que puede compararse con las anteriores. Suponiendo que el polvo irradia como un cuerpo gris caracterizado por una temperatura única T_d y que la emisión es ópticamente delgada, el flujo a una dada

frecuencia ν viene dado por $S_\nu \propto N_d k_\nu B_\nu(T_d)$ (Anderson et al., 2012), donde $B_\nu(T_d) = 2h\nu^3/c^2 [\exp(h\nu/(k_B T_d)) - 1]^{-1}$ es la función de Planck, $k_\nu = k_{\nu 0}(\nu/\nu_0)^\beta$ es la opacidad del polvo (con $\beta = 2$, como se observa en una muestra grande de regiones HII galácticas) y N_d es la densidad de columna de polvo. La ecuación anterior se puede escribir en términos de la densidad de columna del H_2 como:

$$S_\nu = \mu m_H N(H_2) k_{\nu 0}(\nu/\nu_0)^\beta B_\nu(T_d) \quad (8.1)$$

Para una frecuencia $\nu_0 = 1$ THz y una relación de gas-polvo de 100, se tomó $k_{\nu 0} = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Se adoptó un peso molecular medio $\mu = 2.8$, que corresponde a una abundancia relativa de helio del 10%. Se utilizaron observaciones de *Herschel* para los flujos en diferentes bandas y así ajustar una distribución espectral de energía (SED) de la emisión del polvo. Dicho ajuste se lo realizó utilizando las bandas *Herschel*-PACS 160 μm y *Herschel*-SPIRES 250, 350 y 500 μm . Para ello se estimó el flujo hacia el píxel más intenso en las cuatro imágenes de *Herschel*, que corresponde a la posición de MSXG52, y se restó la contribución de la emisión de fondo midiendo el flujo medio de una región circular centrada en $l \sim 52.95^\circ$, $b \sim -0.48^\circ$ con un radio de $35''$. Los flujos máximos sustraídos fueron: 6349, 1644, 473 y 111 MJy sr^{-1} a 160, 250, 350 y 500 μm , respectivamente. Las incertidumbres de flujo de los fotómetros *Herschel*-PACS y *Herschel*-SPIRES se estiman en un 5% (Balog et al. 2014 y Bendo et al. 2013, respectivamente). Se ajustaron los datos utilizando la ecuación (8.1) dejando como parámetros libres a $N(H_2)$ y T_d , obteniéndose $T_d = 48.1 \pm 9.7 \text{ K}$ y $N(H_2) = (2.2 \pm 1.0) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Estos resultados apoyan las estimaciones derivadas de las observaciones moleculares hacia el gas en la región interna. En la Figura 8.4 se muestran los flujos y el modelo de cuerpo gris mejor ajustado.

En las imágenes de las emisiones a 8 μm y en la banda K_s la fuente MSXG52 exhibe una morfología que sugiere la presencia de *outflows* en la región. Un análisis detallado de todo el cubo de datos del ^{12}CO J=3-2 reveló la presencia de alas espectrales en algunos espectros (ver Figura 8.5), probablemente asociados con *outflows* moleculares. La Figura 8.5 muestra la imagen de *Spitzer*-IRAC a 8 μm de MSXG52, junto a la emisión del ^{12}CO J=3-2 promediada de 36 a 42 km s^{-1} (contornos azules), y de 48 a 51 km s^{-1} (contornos

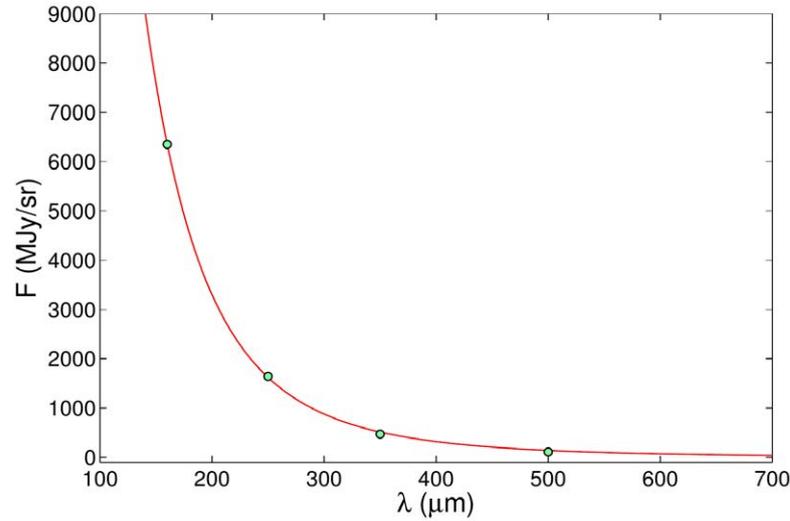


Figura 8.4: Distribución espectral de energía hacia MSXG52 utilizando las bandas de *Herschel* a 160, 250, 350 y 500 μm . La línea de color rojo es el modelo de cuerpo gris que mejor ajusta los datos, el cual corresponde a una temperatura de polvo de ~ 48 K y una densidad de columna de H_2 de $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

rojos). Estos rangos en velocidad extraídos de las alas espectrales podrían representar los lóbulos de un *outflow* molecular. La estructura B1 relacionada con la emisión desplazada al azul aparece localizada en proyección sobre la estructura en forma de *jet* observada en 8 μm . La emisión desplazada al rojo muestra una morfología más compleja con dos estructuras (R1 y R2) que están desalineadas con respecto al eje de la estructura en forma de *jet*. En particular, el espectro obtenido hacia el centro de la fuente R2 exhibe un componente discreta a 49 km s^{-1} , que podría deberse a una eyección en forma de “bala” de gas molecular alejándose de nosotros. La componente de velocidad centrada en 55 km s^{-1} , que se observa en los tres espectros, corresponde al gas molecular asociado con la estructura con forma de pilar.

Para estimar de manera aproximada la masa de los *outflows*, siguiendo por ejemplo [Bertsch et al. \(1993\)](#), se calculó la densidad de columna del H_2 usando:

$$N(\text{H}_2) = 2.0 \times 10^{20} \frac{W(^{12}\text{CO})}{\text{K km s}^{-1}} (\text{cm}^{-2}) \quad (8.2)$$

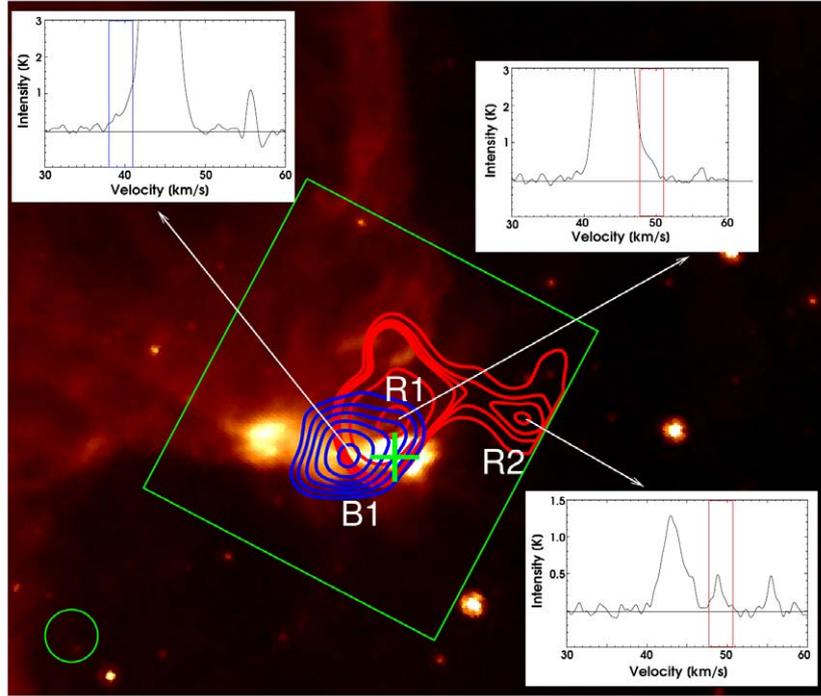


Figura 8.5: Imagen de *Spitzer*-IRAC a $8\ \mu\text{m}$ de MSXG52. Los contornos de color azul y rojo representan la emisión de ^{12}CO J=3-2 promediada desde 36 a $42\ \text{km s}^{-1}$ (lóbulo azul), y desde 48 a $51\ \text{km s}^{-1}$ (lóbulo rojo), respectivamente. Los niveles de contornos azules son 0.10 , 0.12 , 0.14 , 0.16 y $0.18\ \text{K}$ y de los rojos 0.10 , 0.12 , 0.13 , 0.14 , 0.20 , $0.30\ \text{K}$. Se muestran los espectros hacia el centro de las estructuras B1, R1 y R2. La cruz de color verde indica la ubicación de MSXG52. El recuadro verde muestra el área mapeada con ASTE en esta transición. El círculo verde representa el haz de las observaciones moleculares.

donde $W(^{12}\text{CO})$ es la intensidad integrada de la emisión del ^{12}CO J=3-2 a lo largo de los intervalos mencionados anteriormente. Usando la ecuación (4.26) se calcula que la masa para los *outflows* desplazados al rojo y al azul es: $M_{\text{rojo}} \sim 6M_{\odot}$ y $M_{\text{azul}} \sim 5M_{\odot}$, valores que coinciden con los valores típicos de *outflows* moleculares de alta masa (Wu et al., 2004).

Finalmente analizando un espectro en el IR cercano (NIR) en las bandas H+K hacia MSXG52 (Cooper et al., 2013), proporcionado por Lumsden S. se puede apreciar una prominente línea de emisión de $\text{Br}\gamma$, y no hay evidencia de las líneas H_2 1-0 S(1) y [FeII]. La emisión de $\text{Br}\gamma$ puede deberse a un viento estelar ionizado generado en una

protoestrella de alta masa evolucionada (Bik et al. 2006; Kraus et al. 2008) o a una región HII compacta en equilibrio de fotoionización (Krolik et al., 1981). Además, la no detección de las líneas H_2 1–0 S(1) y [FeII] podría sugerir la ausencia de chorros colimados que impacten las regiones internas de la envoltura del objeto estelar (Reipurth 2000; Bally et al. 2007). Por lo tanto, la falta de evidencia de *jets* colimados junto con la morfología de la fuente en la banda K sugieren que los *outflows* en MSXG52 están relacionados con un viento estelar ionizado de gran apertura angular. Weigelt et al. (2006) sugieren que estos tipos de viento juegan un papel importante en la formación de los *outflows* moleculares.

8.2.0.2. Gas ionizado

La Figura 8.6 (panel izquierdo) muestra una imagen de dos colores con la emisión a $8 \mu\text{m}$ en color rojo y la emisión en continuo de radio a 6 GHz obtenida con el JVL A en color azul. Observamos emisión difusa en continuo de radio en perfecta coincidencia con el borde norte de la estructura con forma de pilar. Esta emisión podría provenir del gas ionizado que se encuentra estancado contra el pilar debido a la acción de la región HII. Esto está de acuerdo con la posible ubicación de la o las estrellas excitatrices de la región HII, que se supone se encontrarían en el grumo brillante en $24 \mu\text{m}$ (ver Figura 8.1). Por otro lado, hay dos fuentes de radio compactas que se encuentran a lo largo del borde sur del pilar. Una de ellas, llamada C1, coincide en posición con MSXG52. La otra fuente, C2, se observa en proyección sobre la cola de la estructura en forma de *jet*.

Como puede apreciarse en la Figura 8.7, la fuente C1 presenta una morfología ligeramente alargada en la emisión a 6 GHz con respecto a la fuente C2. En particular, C1 abarca perfectamente la fuente UGPS J193054.62+172842.0 de UKIDSS, que es la contraparte en el IR cercano de la fuente MSXG52. En esta banda espectral, se puede notar la posible estrella joven en el centro de la nebulosa con morfología bicónica. Dicha estrella coincide en posición con el máximo de la emisión en continuo de radio de C1. El eje de simetría que conecta ambas fuentes de radio compactas (indicado en la Figura 8.7) muestra una alineación perfecta con el eje de simetría de la nebulosa bicónica y con la

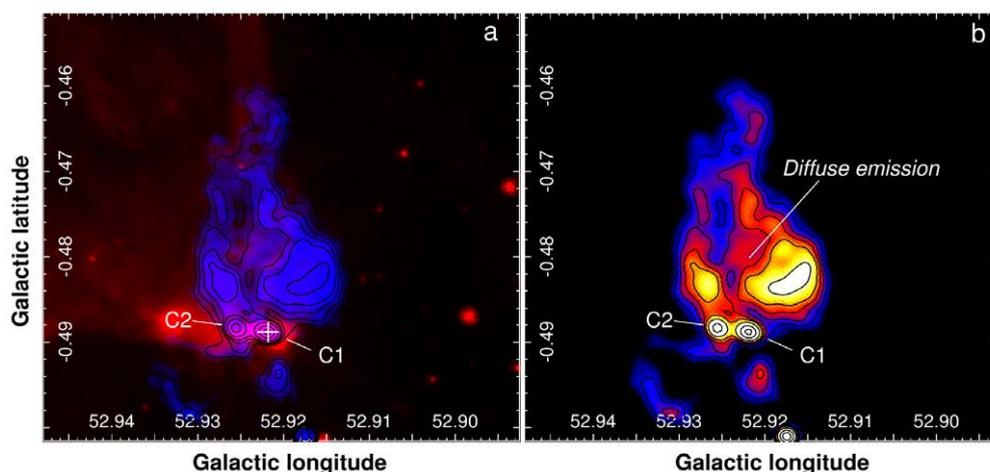


Figura 8.6: *Izquierda:* imagen de dos colores con la emisión a $8 \mu\text{m}$ representada en color rojo y la de 6 GHz, en color azul. La cruz indica la posición de MSXG52. *Derecha:* emisión en continuo de radio a 6 GHz. La escala va de 0.08 a $0.3 \text{ mJy beam}^{-1}$. Los niveles de los contornos son a 0.12, 0.14, 0.16, 0.19, 0.25 y $0.35 \text{ mJy beam}^{-1}$.

estructura en forma de *jet* observada a $8 \mu\text{m}$, lo que sugiere que todas estas estructuras están relacionadas.

El mecanismo principal de la emisión en continuo de radio para los MYSOs¹ es la emisión térmica libre-libre del gas ionizado. Esto puede ser en forma de *jets* térmicos, vientos estelares ionizados y/o regiones HII compactas foto-ionizadas (ver por ejemplo, Gibb et al. 2007; Rodríguez et al. 2012). A su vez, estas regiones compactas foto-ionizadas se pueden dividir en regiones HII hiper-compactas (HC) y ultra-compactas (UC), en las cuales su emisión a 6 GHz está en el régimen ópticamente grueso, y ópticamente delgado, respectivamente (Kurtz et al., 2005). La densidad de flujo para la emisión de radio estimada para C1 a 6 GHz es aproximadamente 0.9 mJy , lo que resulta compatible con ambos escenarios (Rodríguez et al., 2012).

Un primer análisis del origen del gas ionizado asociado a MSXG52, y por lo tanto de la naturaleza de la fuente, se podría realizar a través de una comparación entre la intensidad de la línea $\text{Br}\gamma$ y la emisión en el continuo de radio a 6 GHz. Del espectro del IR cercano

¹Massive Young Stellar Objects

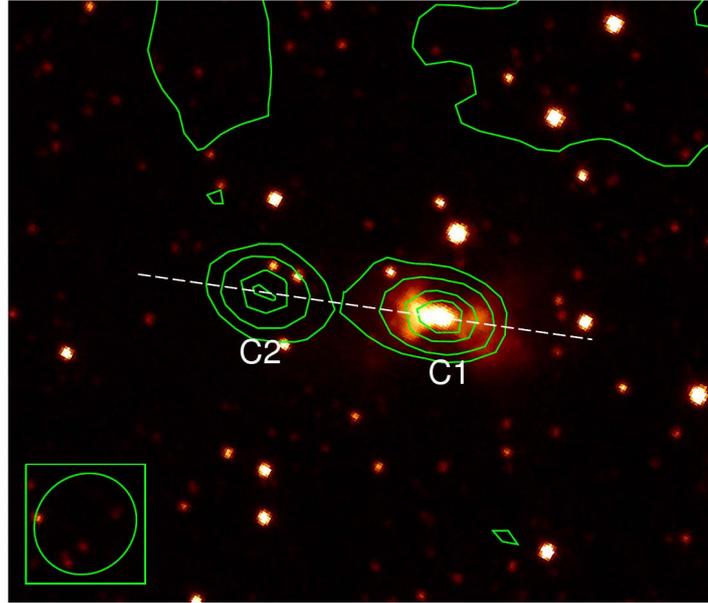


Figura 8.7: Emisión del IR cercano en la banda K_s extraída del relevamiento UKIDSS. Los niveles de contornos son 0.2, 0.3, 0.4 y 0.5 mJy beam^{-1} , y representan la emisión en continuo de radio a 6 GHz. El haz de la observación del continuo de radio se muestra en la esquina inferior izquierda.

proporcionado por Lumsden S. (Cooper et al., 2013), se obtuvo una intensidad de $\text{Br}\gamma$ de $0.13 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Suponiendo una relación $\text{Br}\alpha/\text{Br}\gamma$ de aproximadamente 2.33 (Wynn-Williams, 1984), y que la emisión en el continuo de radio es ópticamente delgada, se estimó una relación $\text{Br}\alpha/S(5 \text{ GHz})$ de $0.033 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ mJy}^{-1}$, que está de acuerdo con el valor predicho de $0.026 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ mJy}^{-1}$ para una región HII ópticamente delgada en equilibrio de fotoionización (Snell et al., 1986). Este resultado descartaría la presencia de una envoltura ópticamente gruesa, proveniente de un viento estelar ionizado que rodea a una estrella (Krolik et al., 1981). Es importante mencionar que, si se considera la emisión en el continuo de radio ópticamente gruesa (Kurtz et al., 2005), solo se introduciría un factor de 1.5 en la relación $\text{Br}\alpha/S(5 \text{ GHz})$ obtenida anteriormente. Este resultado sugiere que la fuente de radio C1 estaría asociada al gas ionizado de una región HII UC asociada con una estrella joven de alta masa. Si este fuera el caso, podemos suponer el tipo espectral de una estrella basándonos en la densidad de flujo de radio estimada para C1.

El número de fotones necesarios para mantener una región HII ionizada, en un régimen ópticamente delgado, viene dado por $N_{uv} = 0.76 \times 10^{47} T_4^{-0.45} \nu_{GHz}^{0.1} S_\nu D_{kpc}^2$ (Chaisson, 1976), donde T_4 es la temperatura electrónica en unidades de 10^4 K, D_{kpc} es la distancia en kilo-parsecs, ν_{GHz} es la frecuencia en GHz y S_ν es la densidad de flujo total medida en Jansky. Se supuso una temperatura electrónica de $T = 10^4$ K y una distancia de 7.2 kpc. Se obtuvo una cantidad total de fotones ionizados en C1 de aproximadamente $N_{uv} = (4.2 \pm 2.2) \times 10^{45}$ ph s⁻¹. Basándose en Avedisova (1979) y Martins et al. (2005), se llegó a la conclusión de que el tipo espectral de la estrella excitatriz de esta región HII UC debería ser B0.5V.

Por otro lado, la presencia de *outflows* moleculares relacionados con MSXG52, junto con la morfología ligeramente alargada de la emisión en continuo de radio (fuente C1), sugiere que la fuente está transitando una etapa evolutiva temprana. Si este es el caso, dada la falta de evidencia de chorros colimados en el espectro del IR cercano, la explicación de dicha morfología alargada se podría encontrar en el trabajo de Keto (2007), quienes sugieren que en algún momento durante su evolución, una región HII HC exhibe una morfología bipolar explicada por la presencia de vientos estelares ionizados de gran apertura angular que fluyen a través de los polos. La morfología de reloj de arena de la fuente observada en la banda K_s concuerda con este escenario. Por lo tanto, en el contexto de los modelos evolutivos para estrellas de gran masa propuestos por Beuther et al. (2005), MSXG52 podría estar en la etapa evolutiva en la que los *jets* están dando paso a los vientos ionizados de gran apertura angular junto con una región foto-ionizada alrededor de la estrella joven. Por lo tanto, la estructura similar a un *jet* observada a 8 μ m y la nebulosa con forma de reloj de arena detectada en la banda K_s podrían generarse por la acción de los fotones UV y los vientos que escapan de las regiones polares de la estrella joven.

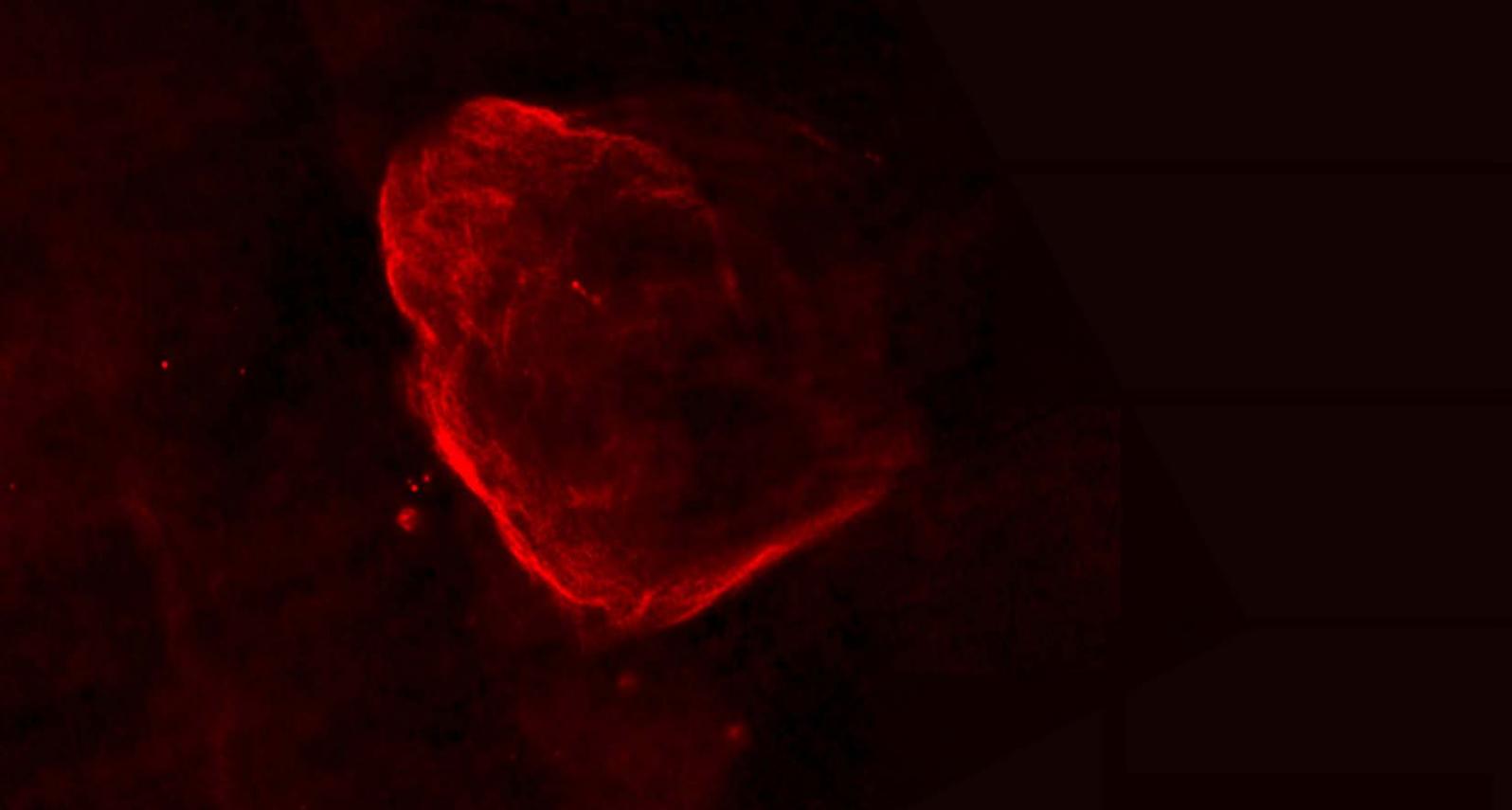
Con respecto a la naturaleza de la fuente C2, su alineación perfecta con el eje de simetría de la fuente de radio C1, junto con la ausencia de una contraparte en el IR, sugeriría que esta fuente de radio se corresponde con eventos episódicos de eyección de viento estelar ionizado. Sin embargo, no se puede descartar la posibilidad de que C2 esté

relacionada con otro objeto estelar en formación.

8.3. Resumen y conclusiones

En este capítulo se estudió el gas molecular y el gas ionizado hacia la fuente enrojecida MSX G052.9221-00.4892. La emisión del ^{12}CO J=3-2 muestra la presencia de *outflows* moleculares de alta masa no-alineados. En particular, el lóbulo azul coincide en posición con una estructura similar a un *jet*, detectada a $8\ \mu\text{m}$, que parecería surgir de la fuente central. Sin embargo, del espectro en IR cercano, no se encontraron indicios de *jets* colimados relacionados con esta fuente. La emisión en continuo de radio a 6 GHz muestra una fuente de radio compacta ligeramente alargada en coincidencia posicional con la fuente MSX. Esta fuente de radio coincide perfectamente con una nebulosa con forma de reloj de arena observada en la banda K_s . Por lo tanto, la presencia de *outflows* moleculares relacionados con la fuente MSX, la morfología ligeramente alargada de la emisión en el continuo de radio en coincidencia con la nebulosa observada en la banda K_s , y la falta de evidencia de *jets* colimados, sugiere que la fuente podría estar transitando una etapa evolutiva temprana; por ejemplo podría ser una región HII HC con presencia de un viento ionizado bipolar de gran apertura angular. Keto (2007) y Beuther et al. (2005) predicen una etapa evolutiva en la formación estelar de alta masa en la que la estrella alcanza la ZAMS y continúa con la acreción principalmente a través del plano ecuatorial, lo que provoca un flujo de gas ionizado y vientos desde los polos. La fuente estudiada parece ser la evidencia observacional de esta etapa. Teniendo en cuenta que las regiones HII HC catalogadas son escasas, es muy importante encontrar y caracterizar fuentes como las estudiadas aquí para avanzar en la comprensión de la formación de estrellas de alta masa.

Por otro lado, según una comparación entre la intensidad de $\text{Br}\gamma$ y la densidad del flujo de radio a 6 GHz, la fuente estaría en una etapa evolutiva más evolucionada que una región HII UC ópticamente delgada en equilibrio de fotoionización. Si este es el caso, a partir de la densidad de flujo de radio estimada, podemos conjeturar sobre el tipo espectral de su estrella excitante que sería un B0.5V.



9. Estudio del gas molecular hacia el borde sur del RSN G18.8+0.3

Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en “The southern molecular environment of SNR G18.8+0.3”, Astronomy & Astrophysics, Volume 580, A51, 4 pp, año 2015 y en “Study of young stellar objects around SNR G18. 8+ 0.3”, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata Argentina, 58, 206-208, año 2016.

La investigación del entorno de los remanentes de supernova (RSNs) puede proporcionar información útil para una amplia gama de campos de investigación, como los cambios físicos y químicos inducidos por el paso de un frente de choque, la producción y destrucción de polvo, la posibilidad de desencadenar la formación estelar, la aceleración de rayos cósmicos, etc. El estudio detallado en múltiples longitudes de onda del gas adyacente a un RSN, es particularmente conveniente para explorar estos fenómenos.

El RSN G18.8+0.3 tiene una forma peculiar con bordes aplanados a lo largo del este y del sur, y se ha demostrado que está rodeado por gas molecular denso hacia esas direcciones (Dubner et al. 1999; Dubner et al. 2004) sugiriendo una interacción entre

sus frentes de choque y nubes moleculares. En [Paron et al. \(2012\)](#) se investigó el gas molecular hacia el borde este y se encontró una nube molecular densa (la cual se indica en la Figura 9.1 como “Eastern Clump”), cerca del frente de choque del RSN, trazado por la emisión en continuo de radio a 20 cm extraída de la base de datos MAGPIS (azul en la Figura 9.1). Esta nube molecular contiene un complejo de regiones HII y objetos estelares jóvenes de alta masa embebidos en ella. Hacia el sur del RSN, donde según se mostró en [Paron et al. \(2012\)](#), la nube molecular parece estar en contacto con el frente de choque del RSN, hay algunas regiones HII y fuentes compactas de polvo, lo que hace de esta región un objetivo interesante para estudiar la posible interacción entre el RSN, el gas molecular circundante y las regiones HII.

Usando distintas líneas moleculares, se estudiaron dos regiones hacia el sur del RSN G18.8+0.3. Las regiones Reg.1 y Reg.1b (ver Figura 9.1) se seleccionaron para estudiar las posibles causas de la peculiar morfología que posee el borde sur del RSN, y caracterizar el gas molecular hacia la región HII G018.630+0.309 ([Anderson et al., 2011](#)) y hacia la fuente ATLASGAL 018.626+00.297 ([Urquhart et al., 2014](#)). La Reg.2 se seleccionó para investigar el entorno molecular hacia el borde más aplanado del RSN. En el trabajo de [Paron et al. \(2012\)](#), se utilizó una distancia de 14 ± 1 kpc para el RSN G18.8+0.3. [Anderson et al. \(2011\)](#) no pudo resolver la ambigüedad de la distancia para la región HII G018.630+0.309 que podría estar entre 1.5 y 14.7 kpc. Sin embargo, teniendo en cuenta que es probable que esta región HII esté embebida en la misma nube molecular asociada a el complejo RSN-regiones HII (ver [Paron et al., 2012](#)), para este trabajo se utilizará una distancia de aproximadamente 14 kpc para todos los objetos analizados.

9.1. Observaciones

Las líneas moleculares se observaron entre el 7 y 13 de Septiembre del 2013 con el telescopio ASTE. Las regiones estudiadas se muestran en la Figura 9.1 y sus coordenadas centrales y tamaños se muestran en la Tabla 9.1.

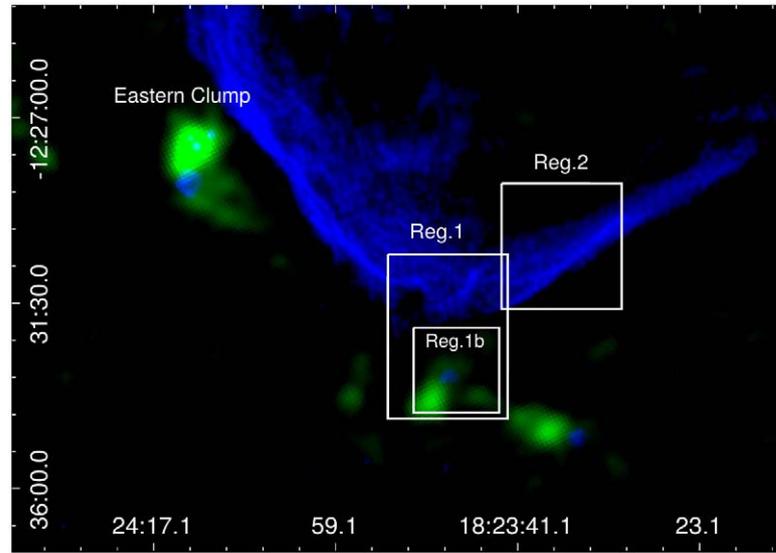


Figura 9.1: Imagen en dos colores del RSN G18.8+0.3 y su entorno. La emisión en continuo de radio a 20 cm (extraída del MAGPIS) se muestra en color azul, y la emisión a 870 μm (extraída del ATLASGAL) en color verde. Las regiones estudiadas en líneas moleculares usando el telescopio ASTE están indicadas con recuadros blancos.

Las adquisición de los datos se realizó en el modo *position switching* con un espaciado de 20'' en todos los casos. La línea ^{12}CO J=3–2 fue observada hacia la Reg.1 y 2, mientras que las líneas ^{13}CO J=3–2 y C^{18}O J=3–2 fueron observadas hacia la Reg.1b. El tiempo de integración fue de 20 segundos para el ^{12}CO y 50 segundos para las otras líneas moleculares en cada apuntamiento. La resolución espectral fue de 0.11 km s^{-1} , el ancho del haz a media potencia (HPBW) fue de 22'' y la eficiencia del haz principal fue de $\eta_{\text{mb}} \sim 0.65$. A los espectros se les realizó un suavizado *Hanning* para mejorar la relación señal-ruido, y polinomios de primer y segundo orden fueron usados para ajustar la línea de base. Los datos fueron reducidos con NEWSTAR y los espectros procesados usando el software XSpec.

Tabla 9.1: Regiones observadas.

Región	Centro R.A	Centro Dec	Tamaño
Reg.1	18:23:48.0	-12:32:14.5	3' × 4'
Reg.1b	18:23:47.1	-12:33:12.1	2' × 2'
Reg.2	18:23:38.0	-12:30:04.6	3' × 3'

9.2. Resultados y discusión

9.2.1. Regiones 1 y 1b

En la Reg.1, la emisión del ^{12}CO J=3–2 detectada se extiende desde 5 a 30 km s⁻¹, de manera similar a lo que fue detectado en la región del este estudiada por [Paron et al. \(2012\)](#). En la Figura 9.2 se muestran los contornos de la emisión ^{12}CO integrada en el rango de velocidad mencionado sobre una imagen en dos colores que muestra las emisiones en el continuo a 20 cm y 870 μm . En la figura también se indican la región HII G018.630+0.309 y la fuente compacta de polvo ATLASGAL 018.626+00.297.

Se puede apreciar una excelente correspondencia morfológica entre la esquina sur del RSN y el gas molecular, sugiriendo que el frente de choque efectivamente está interactuando con la nube molecular. Como se puede ver, en la morfología del RSN, las hendiduras que se aprecian en la emisión del continuo de radio se complementan con protuberancias en la nube molecular. Adicionalmente, se puede ver que el contorno a 56 K km s⁻¹ de la emisión del ^{12}CO muestra hacia el sur una curvatura que parece coincidir con la presencia de la región HII, sugiriendo que la región HII G018.630+0.309 está también asociada con esta estructura molecular.

La Figura 9.3 muestra en color blanco los contornos de la emisión ^{13}CO J=3–2 integrada entre 15 y 26 km s⁻¹ hacia la Reg.1b junto con el máximo de la emisión del ^{12}CO (contornos de 56 y 68 K km s⁻¹). La emisión del ^{13}CO muestra una estructura compuesta por dos grumos moleculares que rodean parcialmente a la región HII

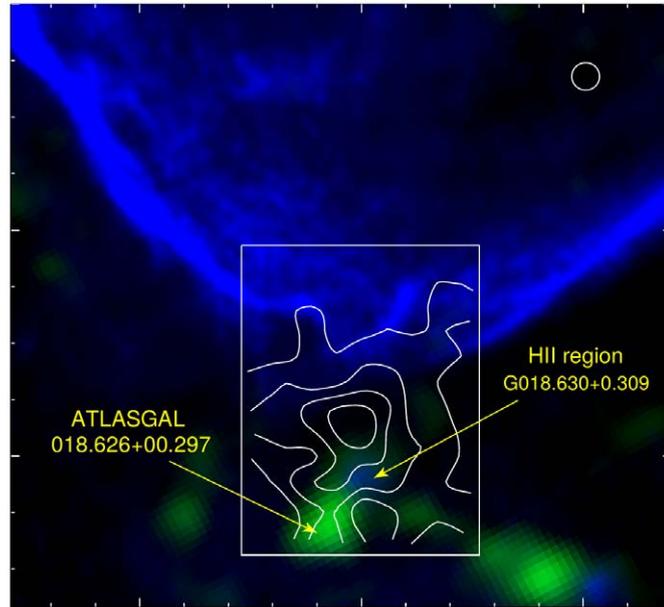


Figura 9.2: Imagen en dos colores hacia la Reg.1 con la emisión de continuo de radio a 20 cm (de MAGPIS) mostrada en color azul, y la emisión a $870 \mu\text{m}$ de ATLASGAL en color verde. Los contornos representan la emisión del ^{12}CO J=3–2 integrada entre 5 y 30 km s^{-1} , cuyos niveles son 32 , 42 , 56 , y 68 K km s^{-1} . En la esquina superior derecha se muestra el haz de la observación molecular.

G018.630+0.309. Uno de estos grumos, el que está más al sur, coincide con la fuente ATLASGAL 018.626+00.297. Es importante destacar que la emisión del ^{12}CO más intensa (ver la estructura delimitada por la línea amarilla punteada) no coincide con la emisión más intensa del ^{13}CO .

En cuanto al C^{18}O J=3–2, sólo se detectó un espectro sobre el máximo de la fuente ATLASGAL (ver espectro en Figura 9.4), mostrando que ésta es una región con densidades altas.

Se nombrará a la estructura delimitada por el nivel del contorno a 56 K km s^{-1} (contorno delineado por la línea punteada amarilla en la Figura 9.3) como el “ ^{12}CO -grumo”, la estructura delimitada por un círculo de $25''$ centrada en el máximo de la emisión ^{13}CO hacia el norte se le llamará “ ^{13}CO -grumoN”, y al grumo de ^{13}CO hacia el sur delimitado por el contorno de 16.5 K km s^{-1} se lo designó como “ ^{13}CO -grumoS”. Se estimó la masa de estas estructuras a través de distintos métodos: suponiendo equilibrio

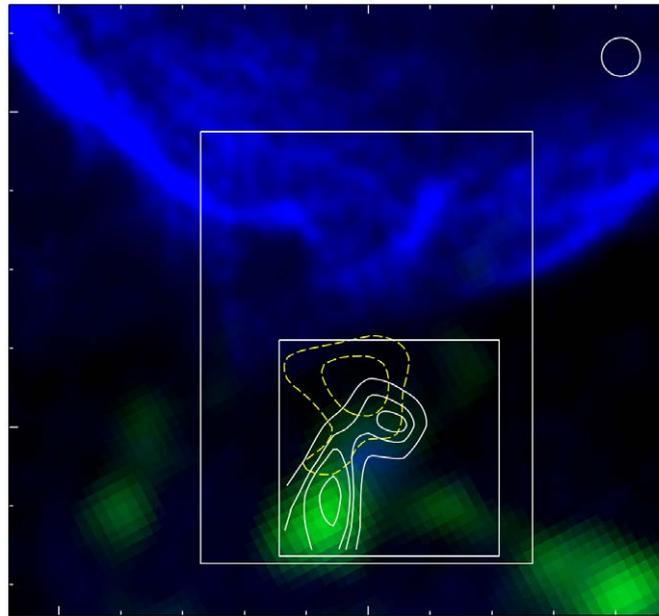


Figura 9.3: Imagen en dos colores hacia la Reg.1b con la emisión en continuo de radio a 20 cm (de MAGPIS) en color azul, y la emisión de ATLASGAL a 870 μm en verde. También se muestran el recuadro de la Reg.1 y los niveles de contornos 56 y 68 K km s^{-1} (en línea punteada color amarillo) de la emisión del ^{12}CO presentada en la Figura 9.2. En contornos blancos se presenta la emisión del ^{13}CO J=3-2 integrada entre 15 y 26 km s^{-1} , con niveles de 12, 15, 16.5 y 20 K km s^{-1} . El tamaño del haz de observación molecular es mostrado en la esquina superior derecha.

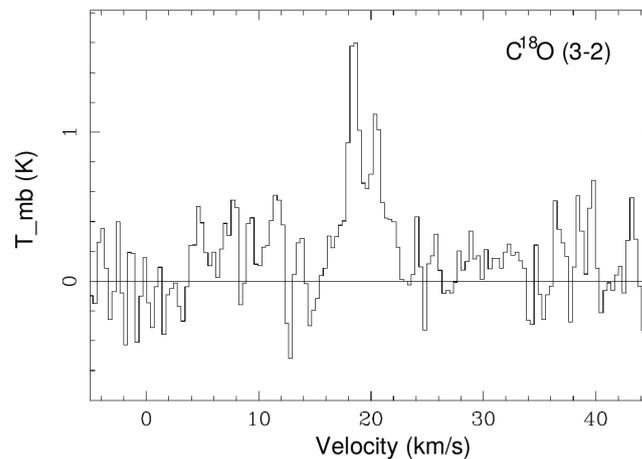


Figura 9.4: Espectro de C^{18}O J=3-2 obtenido hacia la fuente ATLASGAL 018.626+00.297 (18:23:49.5, -12:33:52, J2000). El nivel del ruido rms es 0.22 K.

termodinámico local (LTE), a través de la luminosidad del CO (en el caso del “ ^{12}CO -grumo”), a través de la emisión de polvo a $870\ \mu\text{m}$ (en el caso del “ ^{13}CO -grumoS”), y finalmente, considerando el teorema del virial.

Para calcular la masa LTE se siguieron los procedimientos descritos en el Capítulo 4, obteniéndose los parámetros presentados en la Tabla 9.2. Para obtener $N(\text{H}_2)$ a través de $N(^{12}\text{CO})$ se usó una relación de abundancia canónica $[^{12}\text{CO}/\text{H}_2] = 10^{-4}$, y para obtener $N(\text{H}_2)$ a través de $N(^{13}\text{CO})$ se utilizó la relación de abundancia $[^{13}\text{CO}/\text{H}_2] = 2 \times 10^{-6}$ (ver por ejemplo Simon et al. 2001).

Tabla 9.2: Parámetros obtenidos del cálculo LTE.

Parámetros	^{12}CO -grumo	^{13}CO -grumoN	^{13}CO -grumoS
T_{ex} (K)	16.6	12.5	11.0
τ^{12}	15	–	–
τ^{13}	–	1.3	3.5
$N(^{12}\text{CO})$ (cm^{-2})	7.1×10^{18}	–	–
$N(^{13}\text{CO})$ (cm^{-2})	–	1.5×10^{17}	3.5×10^{17}
$N(\text{H}_2)$ (cm^{-2})	7.1×10^{22}	7.5×10^{22}	1.7×10^{23}

Para obtener los valores de la masa a partir de la luminosidad del ^{12}CO se usó la siguiente relación (Bertsch et al., 1993): $N(\text{H}_2) = 2 \times 10^{20} W(^{12}\text{CO})$, donde $W(^{12}\text{CO})$ es la emisión integrada en velocidad a lo largo de toda la estructura denominada “ ^{12}CO -grumo”. Finalmente, una vez obtenida $N(\text{H}_2)$, ya sea a través de LTE o de la luminosidad del ^{12}CO , la masa se obtuvo utilizando la ecuación (4.26).

Teniendo en cuenta que el “ ^{13}CO -grumoS” está relacionado con la fuente ATLAS-GAL 018.626+00.297, se estimó su masa a través de la emisión de polvo a $870\ \mu\text{m}$ (M_d) siguiendo el procedimiento presentado en Csengeri et al. (2014). Se usó un flujo integrado de $S_{\text{int}} = 3.31\ \text{Jy}$ (Urquhart et al., 2014), y se supuso una temperatura de polvo típica de $T_d = 15\ \text{K}$.

Finalmente, la masa virial de las tres estructuras moleculares se obtiene de (ver

Sección 4.2.1):

$$M_{vir} = \frac{5 R_{grumo}(\Delta v)^2}{8 G \ln(2)} \quad (9.1)$$

donde G , R_{grumo} y Δv son la constante gravitacional, el radio del grumo molecular (suponiendo que es esférico) y el ancho de línea, respectivamente. Siguiendo a [Saito et al. \(2007\)](#) se definió el radio del grumo molecular como el radio deconvolucionado calculado a partir de $R_{grumo} = \sqrt{\frac{S-area haz}{\pi}}$, donde S es el área del grumo molecular. El ancho de velocidad Δv se obtuvo a través de un ajuste gaussiano al espectro promediado de la emisión de cada estructura molecular. Los radios deconvolucionados (R_{grumo}) resultaron ser 2.95, 1.52 y 1.05 pc, y $\Delta v = 7.05, 3.80$ y 5.10 km s^{-1} para “ $^{12}\text{CO-grumo}$ ”, “ $^{13}\text{CO-grumoN}$ ”, y “ $^{13}\text{CO-grumoS}$ ”, respectivamente. Todos los resultados de las masas obtenidas se presentan en la Tabla 9.3.

Tabla 9.3: Valores de masas.

Grumo Molecular	M_{LTE} (M_{\odot})	$M_{CO lum}$ (M_{\odot})	M_d (M_{\odot})	M_{vir} (M_{\odot})
$^{12}\text{CO-grumo}$	2.7×10^3	6.0×10^3	–	3.1×10^4
$^{13}\text{CO-grumoN}$	3.0×10^3	–	–	4.5×10^3
$^{13}\text{CO-grumoS}$	7.0×10^3	–	5.5×10^3	5.7×10^3

Puede apreciarse que el único caso en el que la masa virial difiere considerablemente del valor de la masa obtenida a través de otros métodos es el de “ $^{12}\text{CO-grumo}$ ”. Como se presenta en la Tabla 9.3, M_{vir} es casi un orden de magnitud más grande que M_{LTE} y $M_{CO lum}$, lo que puede indicar que el grumo no está unido gravitacionalmente.

Entonces se podría concluir que “ $^{12}\text{CO-grumo}$ ” es una estructura transitoria, o una estructura molecular sostenida por la presión externa. La presión externa (P_{ext}) requerida para que “ $^{12}\text{CO-grumo}$ ” permanezca unido se puede evaluar aproximadamente a partir de la expresión del teorema virial en donde se incluye un término que considera la presión

(ver por ejemplo, Kawamura et al. 1998):

$$2U + \Omega - 4\pi R_{grumo}^3 P_{ext} = 0 \quad (9.2)$$

donde

$$U = 3/2M \frac{\Delta v^2}{8 \ln(2)}, \quad y \quad \Omega = -\frac{3GM^2}{5R_{grumo}} \quad (9.3)$$

Utilizando un promedio entre M_{LTE} y M_{COlum} para aproximar su masa, obtenemos que se requiere una $P_{ext}/k_B \sim 1.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, siendo k_B la constante de Boltzmann, para mantener unida a la estructura “ ^{12}CO -grumo”. Este valor es al menos un orden de magnitud mayor que las presiones externas calculadas en Kawamura et al. (1998) para una muestra de nubes, donde se considera que la presión es producida por el gas ambiente difuso circundante. Por lo tanto, si este grumo está soportado por presión externa, se requiere una fuente que genere una presión superior a la que puede generar el gas circundante. Probablemente los choques provocados por el RSN en las capas externas de la estructura molecular puedan generar dicha presión. De hecho, el valor de P_{ext}/k_B obtenido es muy similar a la presión obtenida hacia una región asociada con el choque frontal del RSN de Vela (Sankrit et al., 2001). Esto sugiere que el frente de choque del RSN podría contribuir a mantener unida a la estructura “ ^{12}CO -grumo”. Cualquiera de los dos casos, un grumo molecular unido por presión externa impulsada por el RSN, o un grumo molecular no unido compuesto por gas, probablemente recolectado por el frente de choque del RSN, refuerza la hipótesis de la interacción de la nube molecular con el RSN.

9.2.2. Región 2

La emisión del ^{12}CO hacia esta región es significativamente más débil que la detectada hacia la Reg.1. Al integrar la emisión del ^{12}CO $J = 3-2$ entre 15 y 30 km s^{-1} (ver Figura

9.5-superior), es decir en todo el rango de velocidad donde hay emisión, no se encontró ninguna correspondencia morfológica entre el gas molecular y el borde más aplanado del RSN que pueda sugerir algún tipo de interacción. Para apreciar más detalladamente el comportamiento del gas molecular en esta región, se presenta en la Figura 9.5-inferior, la emisión del ^{12}CO en una serie de mapas de canales integrados cada 2 km s^{-1} . Se puede ver que el gas molecular muestra una distribución muy grumosa no solo en el plano del cielo sino que también a lo largo de la línea de la visual.

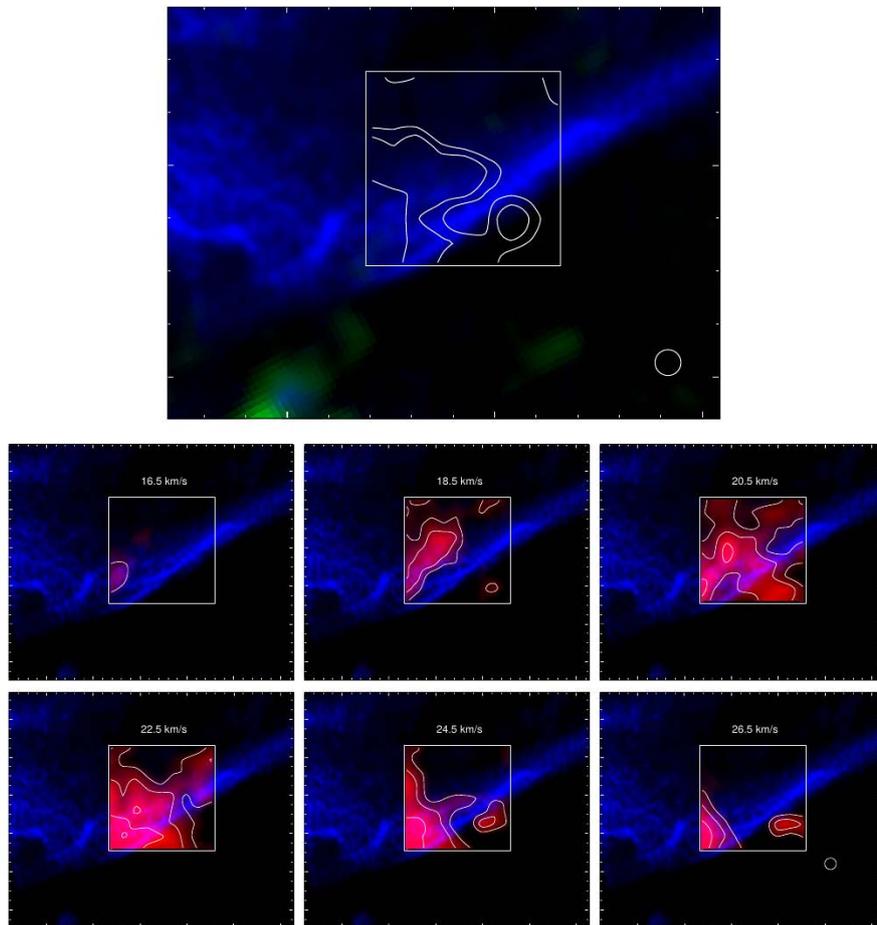


Figura 9.5: *Arriba:* Emisión del ^{12}CO J=3-2 integrada entre 15 y 30 km s^{-1} hacia la Reg.2 presentada en contornos sobre el continuo de radio a 20 cm. Los niveles de los contornos son 14, 18 y 28 K km s^{-1} . *Abajo:* Emisión del ^{12}CO J=3-2 (en color rojo) en una serie de mapas de canales integrados cada 2 km s^{-1} . Los niveles de los contornos son 2.5, 4.0 y 6.0 K km s^{-1} .

La emisión del ^{12}CO mostrada en los tres primeros paneles en la Figura 9.5-inferior puede corresponder al gas ubicado frente al RSN G18.9+0.3, mientras que la emisión mostrada en los paneles restantes sugeriría alguna correspondencia entre el RSN y la nube molecular (ver principalmente el pequeño grumo hacia el oeste en los paneles a 24.5 y 26.5 km s $^{-1}$). Se observa que la emisión molecular hacia la esquina inferior izquierda de la región estudiada, principalmente en el panel a 22.5 km s $^{-1}$, debería pertenecer al borde superior derecho de la estructura analizada en la Reg.1. Por lo tanto, aunque la distribución del gas en los últimos paneles de la Figura 9.5-inferior pueda sugerir una correspondencia entre el RSN y el gas molecular, estos resultados no pueden explicar la razón del borde más aplanado del RSN G18.8+0.3.

9.2.3. Búsqueda de objetos estelares jóvenes

Con el objetivo de buscar alguna correlación entre el RSN y la formación estelar en la región se buscaron candidatos a objetos estelares jóvenes (YSOs) a través de criterios fotométricos.

Usando el catálogo de fuentes puntuales GLIMPSE obtenido por IRAC-*Spitzer* (con las emisiones a 3.6, 4.5, 5.8 y 8 μm), se seleccionaron fuentes puntuales siguiendo los criterios presentados en Gutermuth et al. (2009). Se encontraron 9 objetos Clase I y 47 objetos Clase II¹, cruces de color blanco y magenta en la Figura 9.6, respectivamente. Se puede apreciar que algunos candidatos a YSOs están relacionados con las fuentes de polvo frío trazadas por la emisión a 870 μm . Sin embargo no se logra apreciar ninguna correlación, como por ejemplo un gradiente de edades a través de la clasificación, con el RSN. Esto no descarta que una región activa de formación estelar está vinculada espacialmente con el RSN, pero resulta muy improbable que el remanente sea responsable de generar dicha formación.

¹Clase I: objetos con capullos moleculares en caída y posible disco. Clase II: objetos con discos ópticamente gruesos y posibles restos de un tenue capullo molecular en caída. Clasificación según Gutermuth et al. (2009)

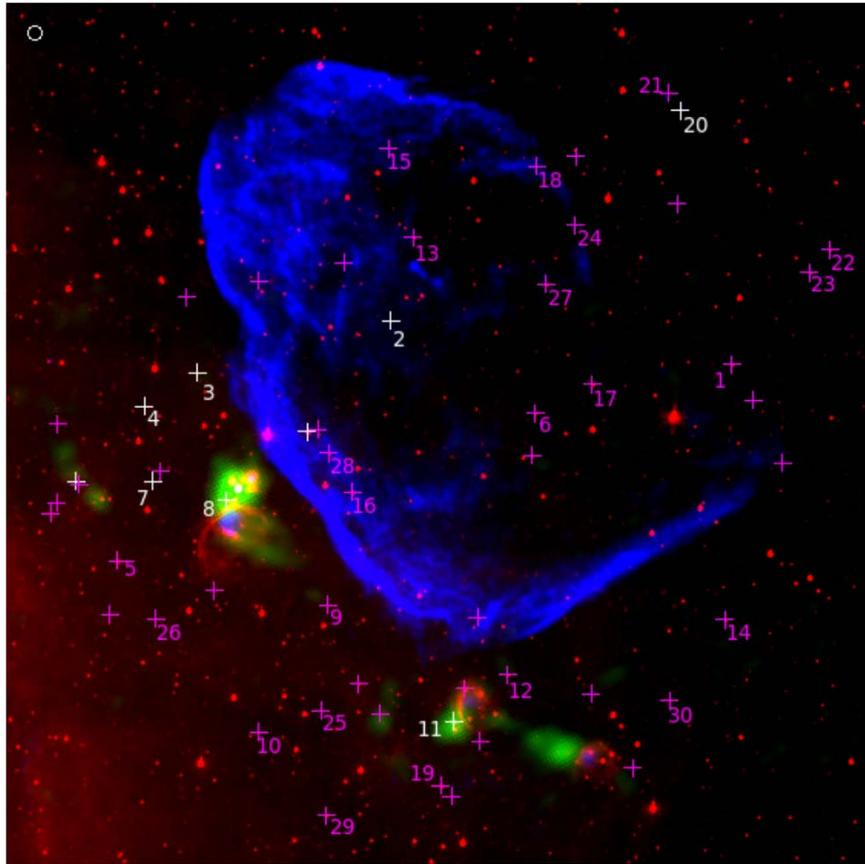


Figura 9.6: Imagen en 3 colores de la misión en continuo de radio a 20 cm del RSN G18.8+0.3 (color azul), emisión a $870 \mu\text{m}$ extraída de ATLASGAL (color verde) y la emisión a $8 \mu\text{m}$ de IRAC-*Spitzer* (color rojo). Las cruces de color blanco y magenta son fuentes de Clase I y II respectivamente según el criterio fotométrico de [Gutermuth et al. \(2009\)](#).

9.2.4. Resumen y conclusiones

Se realizó un análisis del MIE hacia el sur del RSN G18.8+0.3 utilizando observaciones de líneas moleculares obtenidas con el telescopio ASTE. Se examinaron dos regiones, una hacia el borde sur del RSN, que alberga a la región HII G018.630+0.309, y otra hacia su borde más aplanado. Los principales resultados se resumen a continuación:

- (1) En la región denominada Reg.1/Reg.1b, al estudiar la emisión del ^{12}CO J=3-2 se descubrió una estructura molecular con una excelente correspondencia morfológica con la

esquina sur del RSN. Se encontró que algunas protuberancias en la estructura molecular complementan claramente las hendiduras en la morfología del RSN que son observadas a través de la emisión en continuo de radio, lo que sugiere una interacción entre el RSN y la nube molecular. Además, al analizar esta nube molecular con la línea ^{13}CO J=3–2, se encontró una estructura molecular compuesta por dos grumos, que rodean parcialmente a la región HII G018.630+0.309 y se correlaciona con la emisión de polvo a $870\ \mu\text{m}$. Se encontró además que el máximo de ^{12}CO no se correlaciona con ninguno de los máximos del ^{13}CO . Se estimaron valores para las masas moleculares, y el único caso en el que la masa virial difiere considerablemente del valor de masa obtenido a través de otros métodos es en el caso del grumo molecular denominado “ ^{12}CO -grumo”, lo que sugiere que no está unido gravitacionalmente. Los frentes de choque del RSN pueden ser responsables en mantener a este grumo cohesionado generando una presión externa para ello.

(2) La segunda región, llamada Reg.2, cubre una parte del borde más aplanado del RSN G18.8+0.3, donde se podría sugerir una interacción con una nube densa. Sorprendentemente, las observaciones del ^{12}CO J=3–2 muestran una estructura molecular grumosa sin ninguna correspondencia morfológica con dicho borde.

(3) La presencia de varios candidatos a objetos estelares jóvenes junto a regiones HII y grumos de polvo frío permite sugerir que el RSN está asociado espacialmente a una región activa en formación estelar. Si bien se ha probado la interacción RSN-gas molecular, resulta muy improbable una correlación causa/efecto entre la acción del RSN y la formación estelar. Si se considera que efectivamente todos los objetos analizados se encuentran a una misma distancia, se puede sugerir que la estrella de alta masa precursora del RSN fue un miembro más de esta agrupación de estrellas de alta masa en distintos estadios de evolución.



Nube Mayor de Magallanes. Imagen: ESO/La Silla Observatory

10. Observaciones de las emisiones ^{12}CO y ^{13}CO $J=3-2$ hacia N11 en la Nube Mayor de Magallanes

*Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en “ ^{12}CO and ^{13}CO $J=3-2$ observations toward N11 in the Large Magellanic Cloud”, *Astronomy & Astrophysics*, volumen 618, id.A96, año 2019.*

El estudio de los medios interestelares de baja metalicidad hacia otras galaxias, cuyas condiciones físicas pueden parecerse a las que existían en los principios de la Vía Láctea, es un tema muy importante porque puede dar información sobre los procesos primarios de la formación de estrellas que tuvieron lugar en nuestra Galaxia.

Debido a su cercanía (aproximadamente 50 kpc), la Nube Mayor de Magallanes (LMC por sus siglas en inglés) es un escenario ideal para estudiar las propiedades físicas de las nubes moleculares en condiciones diferentes a las que se encuentran en nuestra Galaxia. De hecho, las Nubes de Magallanes son un laboratorio único para estudiar los efectos de la metalicidad y de los fuertes campos de radiación UV en el gas molecular y en la formación de estrellas con una buena resolución espacial (Jameson et al., 2016). La me-

talidad en la LMC es $Z \sim 0.5 Z_{\odot}$ (Keller et al., 2006) y la relación de gas-polvo es 4 veces más alta que en nuestra Galaxia. Dado que la LMC es observada casi de frente, con un ángulo de inclinación de 35° , se han encontrado y estudiado muchas regiones activas en formación de estrellas y regiones HII (ver por ejemplo, Ochsendorf et al. 2017, Paron et al. 2014; Paron et al. 2015).

Luego de 30 Doradus, N11 (Henize 1956) es la segunda nebulosa más grande y brillante en la LMC. Se encuentra en la esquina noroeste y es una de las regiones de formación estelar más importantes de la galaxia. N11 tiene una morfología en forma de anillo (ver Figura 10.1) con una cavidad de 170 pc de diámetro que encierra a la asociación OB LH9 (Lucke et al., 1970) también conocida como NGC 1760. Esta región también presenta varias asociaciones OB con nebulosas brillantes en su entorno (Rosado et al., 1996); por ejemplo, LH10 (NGC 1763) que se encuentra en el borde norte y excita a la nebulosa N11B, y LH13 (NGC 1769) al este, y se asocia con la nebulosa N11D. Parker et al. (1992) y Walborn et al. (1992) propusieron un escenario de formación secuencial de estrellas entre las asociaciones OB; LH9, una asociación más antigua, pudo haber generado la formación de LH10, que a su vez, probablemente, está provocando la formación de nuevas estrellas en los alrededores de la nebulosa N11B (Barbá et al., 2003). Adicionalmente, Hatano et al. (2006) han propuesto que LH9 está provocando la formación de estrellas en las nubes moleculares de los alrededores.

Con respecto al gas molecular relacionado con N11, Israel et al. (2003) y Herrera et al. (2013) proporcionaron catálogos de propiedades físicas de nubes moleculares individuales distribuidas a lo largo de todo el complejo en base a datos de la emisión del ^{12}CO en sus transiciones J=1-0 y J=2-1. Señalaron que el gas molecular relacionado con N11 exhibe una morfología con forma de cáscara con grumos de alta masa. Esta es la configuración usual para un escenario de formación de estrellas desencadenadas alrededor de las regiones HII (ver por ejemplo, Elmegreen et al. 1977; Pomares et al. 2009 y el Capítulo 3, Sección 3.4).

Israel et al. (2011) observaron que la distribución de las emisiones de CO y [CII] son bastante similares, sugiriendo que ocurre una disociación a gran escala del CO y

la subsiguiente ionización del carbono neutro. Más recientemente, utilizando los datos de *Spitzer*, *Herschel* y APEX/LABOCA, Galametz et al. (2015) realizaron un estudio completo sobre las propiedades del polvo hacia N11 e investigaron las variaciones de la relación de gas a polvo en toda la región.

Si bien, tal como se mencionó, hay varios estudios interesantes hacia esta región, en lo que respecta al estudio del gas molecular, se necesitan observaciones de otros isótopos del CO y de transiciones rotacionales más altas. Para poder mapear el gas con profundidades ópticas más bajas y densidades críticas más altas. El objetivo de esto es estudiar de manera más precisa las condiciones físicas del gas molecular.

En este capítulo, se presenta el estudio de las observaciones de las emisiones del ^{12}CO y ^{13}CO J=3–2, obtenidas por primera vez hacia N11. Se observó la línea ^{12}CO J=3–2, trazador de gas más caliente y más denso que la ^{12}CO J=1–0 en toda la región N11 (región delimitada por líneas discontinuas en la Figura 10.1). Las observaciones de la emisión del ^{13}CO J=3–2 se realizaron hacia tres subregiones (cuadrados blancos en la Figura 10.1), que según Herrera et al. (2013) contienen nubes moleculares en diferentes etapas evolutivas. A continuación se describen dichas subregiones.

10.0.1. Presentación de las subregiones analizadas en ^{13}CO J=3–2

En esta sección se describe brevemente las subregiones mapeadas en la línea ^{13}CO J=3–2 (ver Figura 10.1).

La primera subregión es una nube molecular en la parte norte de N11, N11B, asociada con LH10, una asociación joven de estrellas OB (3×10^6 años). LH10 es más joven que LH9 (Walborn et al. 1999; Mokiem et al. 2007), y Parker et al. (1992) descubrieron que su contenido estelar presenta una proporción mayor de estrellas de alta masa a estrellas de menor masa que en LH9. Esta nube tiene emisión libre-libre, y emisión del [CII] a $158 \mu\text{m}$ y en $8 \mu\text{m}$. Israel et al. (2011) obtuvieron un valor G_0 , que es el flujo en el rango $6 - 13.6 \text{ eV}$ normalizado a $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, de aproximadamente 180, el más

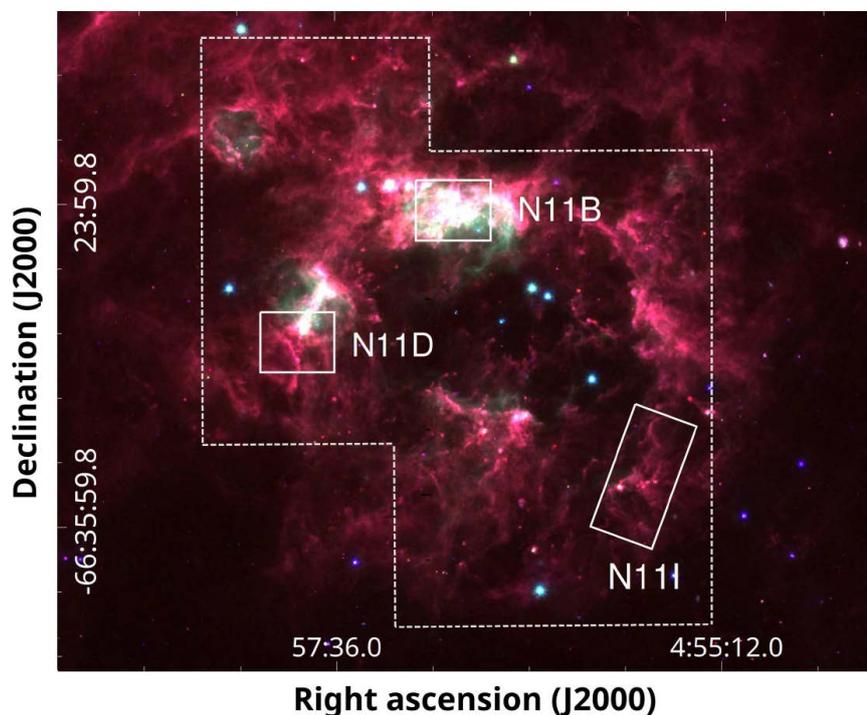


Figura 10.1: Imagen en tres colores donde las emisiones a 3.6, 4.5 y 8 μm obtenidas de la cámara IRAC del Telescopio Espacial *Spitzer* (de SAGE Spitzer) se presentan en color azul, verde y rojo, respectivamente. Los cuadros blancos muestran las subregiones mapeadas en la línea ^{13}CO J=3-2, mientras que el área delimitada por la línea discontinua es la región mapeada en la línea ^{12}CO J=3-2.

alto de la región. Hay evidencia de formación de estrellas en curso en N11B. De hecho, alrededor de 20 estrellas HAeBe, que son estrellas de la secuencia pre-principal de masa intermedia, se han detectado en esta región (Barbá et al. 2003; Hatano et al. 2006).

En segundo lugar, N11D, que está en el borde este de N11, es una nube molecular con emisión libre-libre, pero no con formación de estrellas de alta masa (no se observa evidencia directa de actividad de formación de estrellas en esta región). Esta nube se encuentra en la parte sur de la nebulosa generada por la asociación OB LH13 (Rosado et al., 1996). Galametz et al. (2015) muestran que la región también tiene una intensidad de campo de radiación significativa pero no tan extendida ni tan intensa como en la región descrita anteriormente. Israel et al. (2011) obtienen un valor para G_0 alrededor

de 26 hacia esta región.

Por último, la región N11I, la cual es una nube molecular en el borde sudoeste de N11, que no tiene emisión libre-libre, lo que indica que es una región más tranquila.

Estas nubes se pueden colocar en la secuencia evolutiva de nubes moleculares propuesta por [Kawamura et al. \(2009\)](#): N11B sería una nube tipo III (nubes asociadas con estrellas jóvenes), N11D, una tipo II (nubes asociadas con regiones HII) y N11I, una tipo I (nube sin regiones HII asociadas). El centro y los tamaños de estas regiones, y algunas de las características mencionadas se resumen en la Tabla 10.1.

Tabla 10.1: Regiones observadas en ^{13}CO J=3-2 hacia N11.

Region	RA (J2000)	DEC(J2000)	Tamaño	asociación OB	NM ^a
N11B	04 ^h 56 ^m 48 ^s	-66° 24' 25"	140'' × 110''	LH10 (embebida)	Tipo III
N11D	04 ^h 55 ^m 41 ^s	-66° 34' 25"	130'' × 100''	LH13 (en el norte)	Tipo II
N11I	04 ^h 57 ^m 50 ^s	-66° 28' 57"	80'' × 230''	ninguno	Tipo I

^(a) Tipo de nube molecular según la clasificación de [Kawamura et al. \(2009\)](#)

10.1. Observaciones de ASTE y reducción de datos

Las observaciones de la línea ^{12}CO J=3-2 (ver la región delimitada por líneas discontinuas en la Figura 10.1), se realizaron durante noviembre y diciembre de 2014 con el Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE). La resolución espectral en velocidad fue de 0.11 km s⁻¹ y el ancho del haz a media potencia (HPBW) fue de 22'' a 345 GHz. La región N11 se mapeó en el modo *on-the-fly* cubriendo la región con dos mapas diferentes en las direcciones de escaneo X e Y para eliminar posibles residuos en los mapas debido al patrón de escaneo. Los valores de temperatura del sistema cambiaron de 300 a 700 K.

Durante agosto de 2015, se mapearon las subregiones descritas más arriba (cuadros en la Figura 10.1) en la línea ^{13}CO J=3-2 utilizando el mismo telescopio. La resolución espectral también fue de 0.11 km s^{-1} , y el HPBW fue de $23''$ a 330 GHz. Las observaciones se realizaron también en el modo *on-the-fly* y la temperatura del sistema estuvo entre 200 y 400 K. En ambos casos, la eficiencia del haz principal fue de aproximadamente 0.6.

Las observaciones se redujeron con NOSTAR¹ y algunos espectros se procesaron utilizando el software XSpec. A los espectros se les realizó un suavizado *Hanning* para mejorar la relación señal-ruido y se utilizaron polinomios de bajo grado para el ajuste de la línea de base. El nivel de ruido rms típico es de 200 y 40 mK para el ^{12}CO y ^{13}CO , respectivamente.

10.2. Resultados

La Figura 10.2 presenta en contornos la emisión del ^{12}CO J=3-2 hacia la región de la nebulosa N11, integrada entre 270 y 290 km s^{-1} .

Con respecto a las subregiones mapeadas en ^{13}CO (cuadros en la Figura 10.1), denominadas N11B, N11D y N11I, la Figura 10.3 (izquierda) presenta el ^{13}CO J=3-2 integrado entre 270 y 290 km s^{-1} . A modo de comparación, también se muestra en la Figura 10.3 (derecha) el ^{12}CO J=3-2 integrado hacia las mismas subregiones.

Para estudiar la morfología y la distribución en velocidad del gas molecular mapeado en cada isótopo, las Figuras 10.4, 10.5 y 10.6 muestran mapas de canales integrados cada 2 km s^{-1} . Los rangos de velocidad mostrados en estas figuras son los mismos que los presentados en el mapa de canales de la emisión del ^{12}CO J=2-1 en Herrera et al. (2013).

Utilizando la emisión del ^{13}CO , el trazador ópticamente más delgado, se buscaron subestructuras en las nubes moleculares analizadas. Así, en N11B se identificaron dos

¹NOSTAR es un software basado en IDL desarrollado en el Observatorio de Radio Nobeyama para reducir los datos OTF del telescopio ASTE. <https://sites.google.com/site/asteobservation/home/reduction#TOC-NOSTAR>

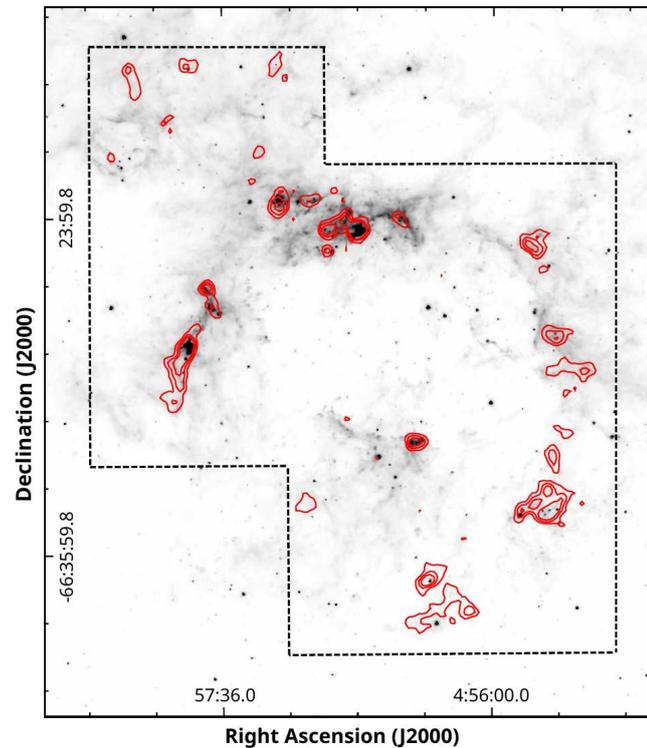


Figura 10.2: Imagen de la emisión a $8 \mu\text{m}$ de la Región N11 obtenida de SAGE Spitzer. En color rojo se encuentran superpuestos los contornos de la emisión del ^{12}CO J=3–2 integrada entre 270 y 290 km s^{-1} . Los niveles de los contornos son 4 , 7 y 10 K km s^{-1} , y el nivel de ruido rms está entre 1 y 1.5 K km s^{-1} .

grupos, 1B y 2B (se los muestra en los canales a 280.8 y 282.9 km s^{-1} en la Figura 10.4), en N11D se identificaron los grupos 1D y 2D (marcados en el canal a 276.6 km s^{-1} en la Figura 10.5), y finalmente en N11I, se identificaron los grupos 1I y 2I (marcados en los canales a 278.6 y 282.9 km s^{-1} en la Figura 10.6). En el último caso, se puede identificar otro grupo molecular hacia el este en el mapa a 274.4 km s^{-1} , pero como el grupo no se mapeó completamente, no se lo ha catalogado para calcular sus parámetros físicos.

Teniendo en cuenta que por primera vez se tienen datos de la línea ^{13}CO J=3–2 hacia N11, se los ha utilizado para estimar la masa de los grupos moleculares identificados. Suponiendo equilibrio termodinámico local (LTE), la temperatura de excitación se obtuvo a partir de la ecuación (4.34) y las profundidades ópticas se obtuvieron a partir de

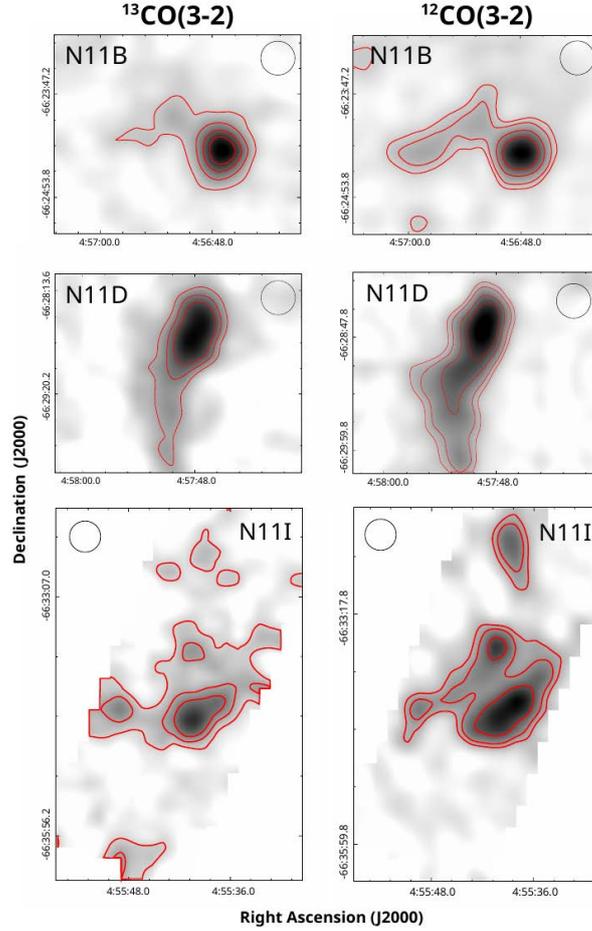


Figura 10.3: *Izquierda:* mapas de la emisión ^{13}CO J=3-2 integrada entre 270 y 290 km s^{-1} . Los niveles de los contornos son: 1, 2, 3 y 4 K km s^{-1} para N11B (panel superior); 1, 1.5 y 2 K km s^{-1} para N11D (panel central); y 0.6, 1 y 1.5 K km s^{-1} para N11I (panel inferior). El nivel de ruido rms es de aproximadamente 0.2 K km s^{-1} . *Derecha:* mapas de la emisión ^{12}CO J=3-2 integrada entre 270 y 290 km s^{-1} . Los niveles de los contornos son: 7, 10, 17 y 25 K km s^{-1} para N11B (panel superior); 5, 8, 11 y 15 K km s^{-1} para N11D (panel central); y 5, 7 y 11 K km s^{-1} para N11I (panel inferior). El nivel de ruido rms está entre 1 y 1.5 K km s^{-1} . El haz se incluye en cada panel.

la ecuación (4.40), donde la relación de abundancia utilizada fue $X = 50$ (Wang et al., 2008). Como se muestra en la Tabla 10.2, la línea del ^{13}CO J=3-2 es ópticamente delgada, entonces se puede estimar su densidad de columna $N(^{13}\text{CO})$ a partir de la ecuación (4.36). Luego si se supone una relación de abundancia $[\text{H}_2/^{13}\text{CO}] = 1.8 \times 10^6$ (Garay et al., 2002) para obtener la densidad de columna del hidrógeno molecular, se deriva

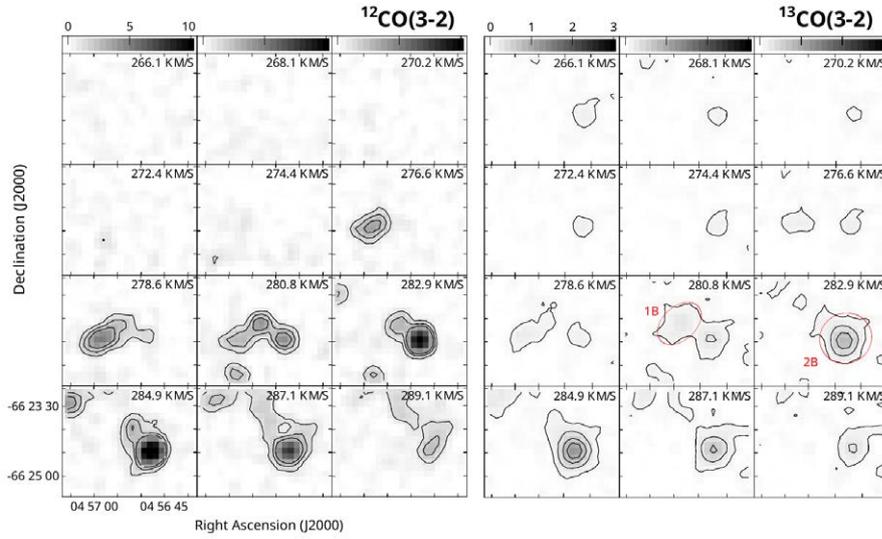


Figura 10.4: Mapa de canales de las líneas ^{12}CO $J=3-2$ (izquierda) y ^{13}CO $J=3-2$ (derecha) hacia N11B integrada cada 2 km s^{-1} . Los niveles de contorno son 1, 2 y 3 K km s^{-1} para el ^{12}CO , y 0.1, 0.3, 0.6 y 0.9 K km s^{-1} para el ^{13}CO . La escala de grises se muestra en la parte superior de cada mapa y está en K km s^{-1} . En dos paneles de la emisión del ^{13}CO , se indican los grupos moleculares identificados con círculos/elipses de color rojo.

finalmente la masa a partir de la ecuación (4.26). La velocidad central, el radio, y los valores obtenidos para cada grupo molecular se detallan en la Tabla 10.2.

De forma paralela se estimaron las masas viriales para todos los grupos moleculares siguiendo lo descrito en la sección 4.2.1. Para los grupos 2B, 1D, 1I y 2I se utilizaron formas circulares, mientras que para los grupos 1B y 2D formas elípticas. Los valores obtenidos para las masas viriales se detallan en la Tabla 10.3.

10.2.1. Mapas de los cocientes de línea

Para estudiar posibles evidencias de fotodisociación en el gas molecular se calculó la relación entre las líneas isotópicas integradas $\int T^{12\text{CO}} dv / \int T^{13\text{CO}} dv$ ($^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ $J=3-2$). Un análisis similar se realizó para los cocientes $\int T^{3-2} dv / \int T^{2-1} dv$ (^{12}CO $3-2/2-1$) y $\int T^{3-2} dv / \int T^{1-0} dv$ (^{12}CO $3-2/1-0$) para estudiar posibles evidencias de choques en

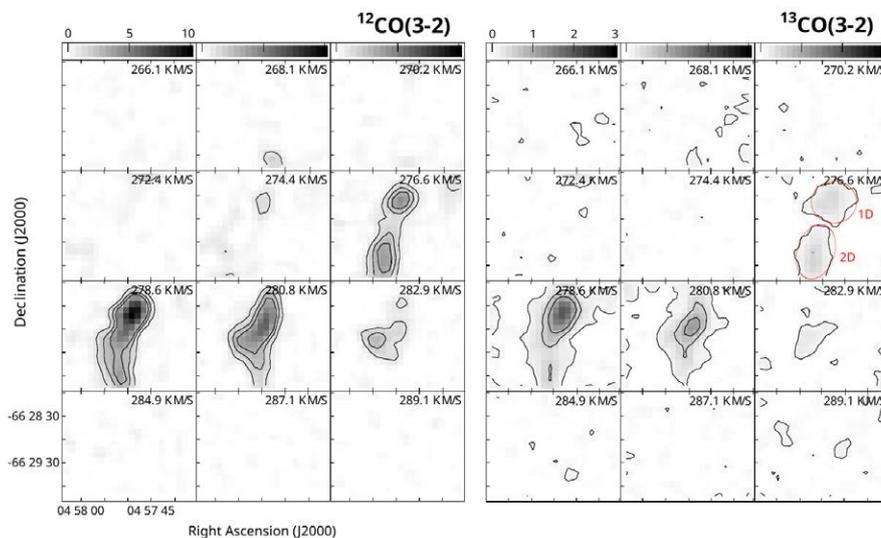


Figura 10.5: Mapa de canales de las líneas ^{12}CO J=3-2 (izquierda) y ^{13}CO J=3-2 (derecha) hacia N11D integrada cada 2 km s^{-1} . Los niveles de contorno son 1, 2 y 3 K km s^{-1} para el ^{12}CO , y 0.1, 0.5 y 0.9 K km s^{-1} para el ^{13}CO . La escala de grises se muestra en la parte superior de cada mapa y está en K km s^{-1} . En un panel de la emisión del ^{13}CO , se indican dos grupos moleculares identificados con círculos/elipses de color rojo.

el gas, investigar cómo el gas se ve afectado por la radiación, y para obtener una mejor relación entre las líneas J=3-2 y J=1-0 que contribuye a evaluar la contribución del CO en el continuo a $870 \mu\text{m}$.

De esta manera se construyeron mapas de $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ J=3-2 para cada región, los cuales se presentan en la Figura 10.7. Para construir dichos mapas se consideraron píxeles por encima de los 3σ del nivel de ruido en los mapas integrados del ^{13}CO y ^{12}CO .

Usando el ^{12}CO J=2-1 y J=1-0 de Herrera et al. (2013) junto con las observaciones del ^{12}CO J=3-2, se construyeron mapas de los cocientes de líneas integradas ^{12}CO 3-2/2-1 y ^{12}CO 3-2/1-0 (ver Figuras 10.8 y 10.9). Para comparar estas líneas, se necesita tener los datos en la misma resolución angular. Por lo tanto, se convolucionaron los datos ^{12}CO J=3-2 a las resoluciones $23''$ y $45''$ de los datos J=2-1 y J=1-0, respectivamente. La Tabla 10.4 enumera los valores promedio obtenidos para estas relaciones hacia la posición del máximo de cada grupo molecular.

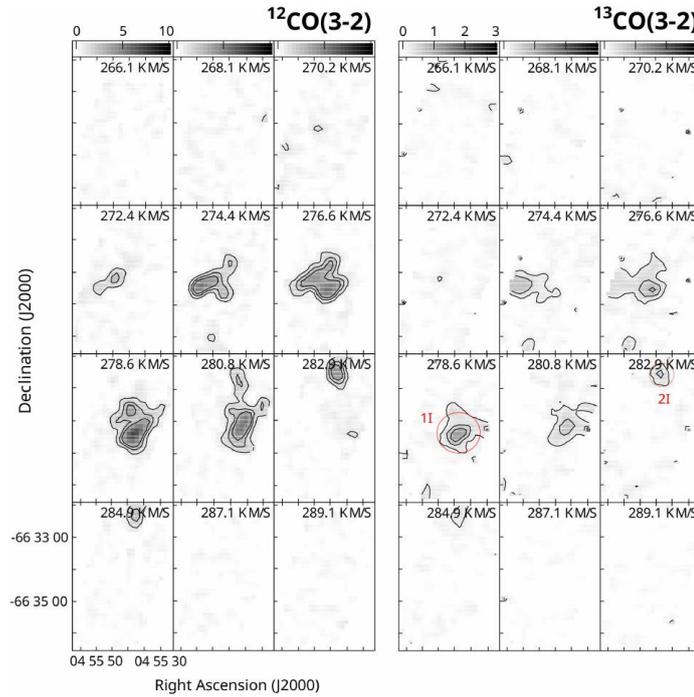


Figura 10.6: Mapa de canales de las líneas ^{12}CO J=3–2 (izquierda) y ^{13}CO J=3–2 (derecha) hacia N11I integrada cada 2 km s^{-1} . Los niveles de contorno son 1, 2 y 3 K km s^{-1} para el ^{12}CO , y 0.2, 0.5 y 0.8 K km s^{-1} para el ^{13}CO . La escala de grises se muestra en la parte superior de cada mapa y está en K km s^{-1} . En dos paneles de la emisión del ^{13}CO , se indican dos grupos moleculares identificados con círculos de color rojo.

10.2.2. Análisis no-LTE

Usando las líneas ^{12}CO J=1–0, 2–1 y 3–2 y ^{13}CO J=3–2, se realizó un análisis no-LTE para estimar las condiciones físicas hacia los máximos de los grupos moleculares más intensos (es decir, los grupos 2B, 1D y 1I). Para estimar la densidad de columna y la densidad volumétrica de H_2 , se utilizó el código RADEX (Tak et al., 2007).

Los valores de entrada para RADEX son: temperatura cinética (T_k), ancho de la línea en velocidad (Δv) y temperatura máxima de la línea (T_{mb}), y del código se extraen valores para las densidades de columna y volumétrica (N y n_{H_2}). Suponiendo que el polvo y el gas están acoplados, se utilizó una $T_k = 20 \text{ K}$ según la temperatura de polvo obtenida en trabajos anteriores Galametz et al. 2015; Herrera et al. 2013. En el caso de las líneas

Tabla 10.2: Parámetros observados y derivados (suponiendo LTE) de cada grumo molecular.

Grumo molecular	1B	2B	1D	2D	1I	2I
Velocidad [km s ⁻¹]	278.5	284.0	278.5	279.5	278.5	283.5
R [pc]	6.4	6.5	7.7	5.3	8.4	6.3
τ_{12}	8.8	9.5	10.6	15	8.8	8.2
τ_{13}	0.1	0.2	0.2	0.3	0.2	0.1
T_{ex} [K]	8	13	11	7	10	8
$N(\text{H}_2)$ [$\times 10^{22} M_{\odot}$]	1.6	2.3	2.5	2.3	3.9	1.0
M_{LTE} [$\times 10^4 M_{\odot}$]	0.8	1.1	1.3	1.1	2.0	0.5

Tabla 10.3: Valor usado de Δv_{13} (en km s⁻¹) y masa virial obtenida (en $\times 10^4 M_{\odot}$) de los grupos moleculares identificados en ^{13}CO J=3-2.

Grumo molecular	1B	2B	1D	2D	1I	2I
Δv_{13}	4.0 ± 0.5	5.4 ± 0.7	3.7 ± 0.4	4.5 ± 0.5	6.0 ± 1.2	2.6 ± 0.5
M_{vir}	1.9 ± 0.7	3.7 ± 1.4	1.9 ± 0.7	2.0 ± 0.8	5.7 ± 2.2	0.8 ± 0.3

^{12}CO J=2-1 y 3-2 y ^{13}CO J=3-2, los datos se convolucionaron a la resolución de 45'' de la línea J=1-0. T_{mb} y el Δv se obtuvieron a partir de ajustes gaussianos a los espectros (ver Figura 10.10), cuyos resultados se presentan en la Tabla 10.5. Los resultados de la línea ^{13}CO J=3-2 se incluyen simplemente por comparación.

Como se hizo en un trabajo previo hacia N159 (Paron et al., 2015), se supuso que las transiciones del ^{12}CO más bajas (J=1-0 y 2-1) provienen principalmente de una componente de gas frío, mientras que es probable que la transición J=3-2 surja de una componente fría y otra más cálida. De esta manera se ejecutó el código RADEX para dos casos: 100 y 50 % de la emisión ^{12}CO J=3-2 asignada a la componente fría. Los resultados de RADEX se presentan en la Figura 10.11. La Tabla 10.6 presenta los resultados obtenidos al suponer que el 50 % de la emisión del ^{12}CO J=3-2 proviene de la componente fría. Se seleccionó dicha posibilidad pues, como muestra la Figura 10.11 (ver el área

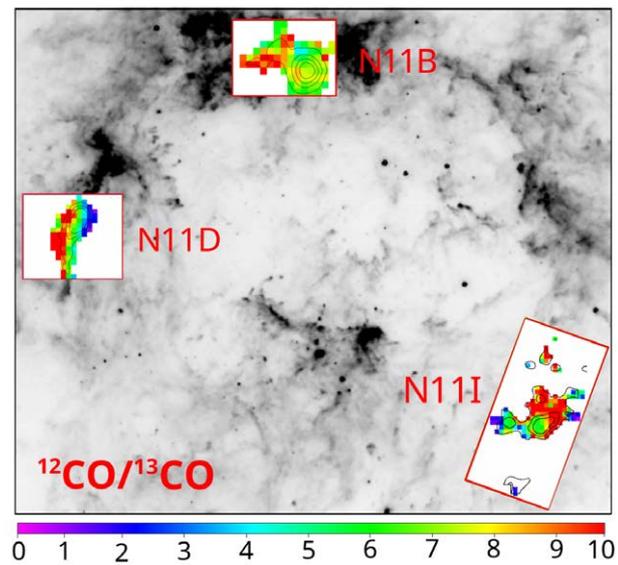


Figura 10.7: Cociente de la emisión integrada de los isótopos. Los contornos corresponden a la emisión integrada del ^{13}CO J=3-2 tal como se presenta en la Figura 10.3 (izquierda).

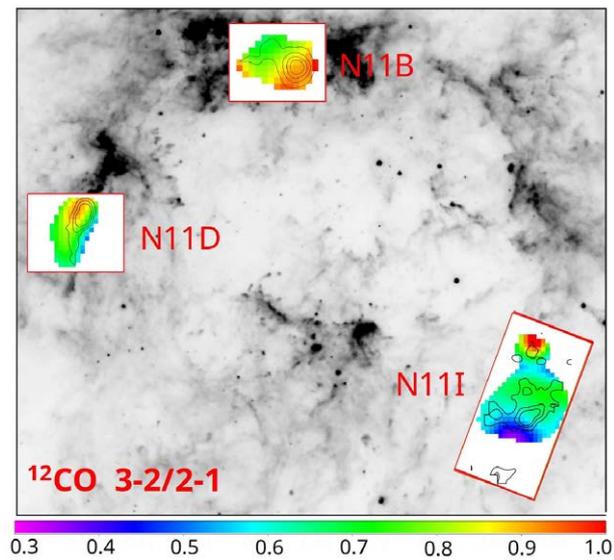


Figura 10.8: Cociente de líneas integradas ^{12}CO J=3-2/2-1. Los contornos corresponden a la emisión integrada del ^{13}CO J=3-2 tal como se presenta en la Figura 10.3 (izquierda).

sombreada en gris en cada panel), son los resultados más precisos (el área de convergencia es más estrecha) entre las posibilidades analizadas. Teniendo en cuenta los errores en las

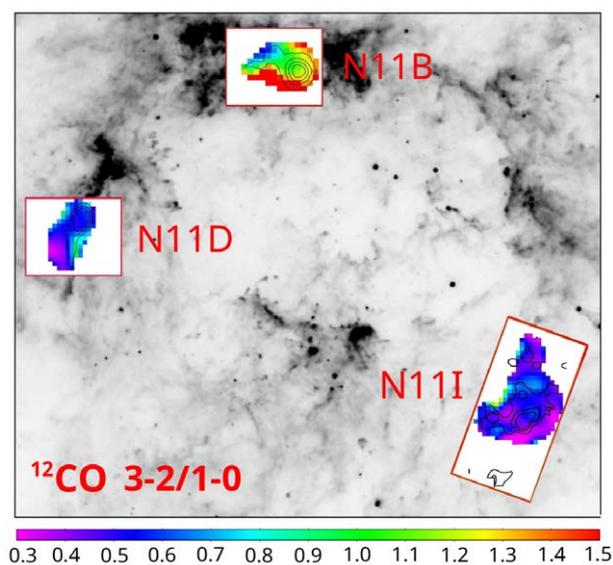


Figura 10.9: Cociente de líneas integradas ^{12}CO J=3-2/1-0. Los contornos corresponden a la emisión integrada del ^{13}CO J=3-2 tal como se presenta en la Figura 10.3 (izquierda).

temperaturas máximas, los errores en los resultados de RADEX son aproximadamente 20% y 30% en los límites de los rangos de $N(\text{CO})$ y n_{H_2} , respectivamente.

10.3. Discusión

En este trabajo se presentan por primera vez mapas del ^{12}CO y ^{13}CO J=3-2 hacia N11. Estos datos complementan estudios previos sobre las propiedades del polvo y el gas molecular en la región (Israel et al. 2003; Herrera et al. 2013; Galametz et al. 2015). La emisión del ^{12}CO J=3-2 muestra que el gas molecular se distribuye en una cáscara fragmentada alrededor de N11 (ver Figura 10.2). Como señalan Deharveng et al. (2005) y se describe en la Sección 3.4, la presencia de una capa molecular densa que rodea el gas ionizado de una región HII o fragmentos moleculares de alta masa regularmente espaciados a lo largo del frente de ionización, sugiere que el mecanismo *collect and collapse* podría estar actuando y generando nuevas estrellas. Este escenario concuerda con la formación estelar secuencial entre las asociaciones OB propuesta en Parker et al. (1992) y Walborn

Tabla 10.4: Promedio de los cocientes descriptos en el texto hacia los máximos de los grupos moleculares. El error en todos los casos es alrededor del 10%.

Grupo molecular	$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(1-0)}$	$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(2-1)}$
1B	8.3	0.7	0.7
2B	7.2	1.2	0.9
1D	6.5	0.5	0.8
2D	6.8	0.7	0.7
1I	7.0	0.4	0.6
2I	13.0	0.4	0.8

et al. (1992), y sugiere que es probable que los procesos de formación de estrellas que ocurren en nuestra Galaxia (ver por ejemplo, [Deharveng et al. 2009](#); [Zavagno et al. 2010](#); [Duronea et al. 2017](#)) también podrían ocurrir en la LMC.

La morfología de los grupos moleculares (ver Figura 10.3 y también los mapas de canales en las Figuras 10.4, 10.5 y 10.6) y el contexto en donde se encuentran permiten discutir sobre los efectos de las regiones HII/asociaciones OB en el gas molecular. Por ejemplo, en el caso de N11D, que es una región al sur de la asociación OB LH13, la nube molecular observada tiene una estructura similar a un filamento con un máximo hacia el norte. Esta estructura presenta una ligera curvatura con la concavidad apuntando hacia el centro de la nebulosa N11. A pesar de que esta nube puede verse afectada por la acción de la asociación OB LH13, teniendo en cuenta su morfología y su ubicación en el límite del complejo N11, la burbuja ionizante generada por LH9 (la asociación OB central en N11) debe ser la mayor responsable de su morfología.

En general, los grupos moleculares analizados en las regiones que se han observado en ^{13}CO muestran una morfología grumosa con al menos dos grupos moleculares bien definidos en cada una. En el caso de N11D se identificaron los grupos 1D y 2D que pertenecen a la estructura molecular descripta anteriormente. En N11B, hay dos grupos

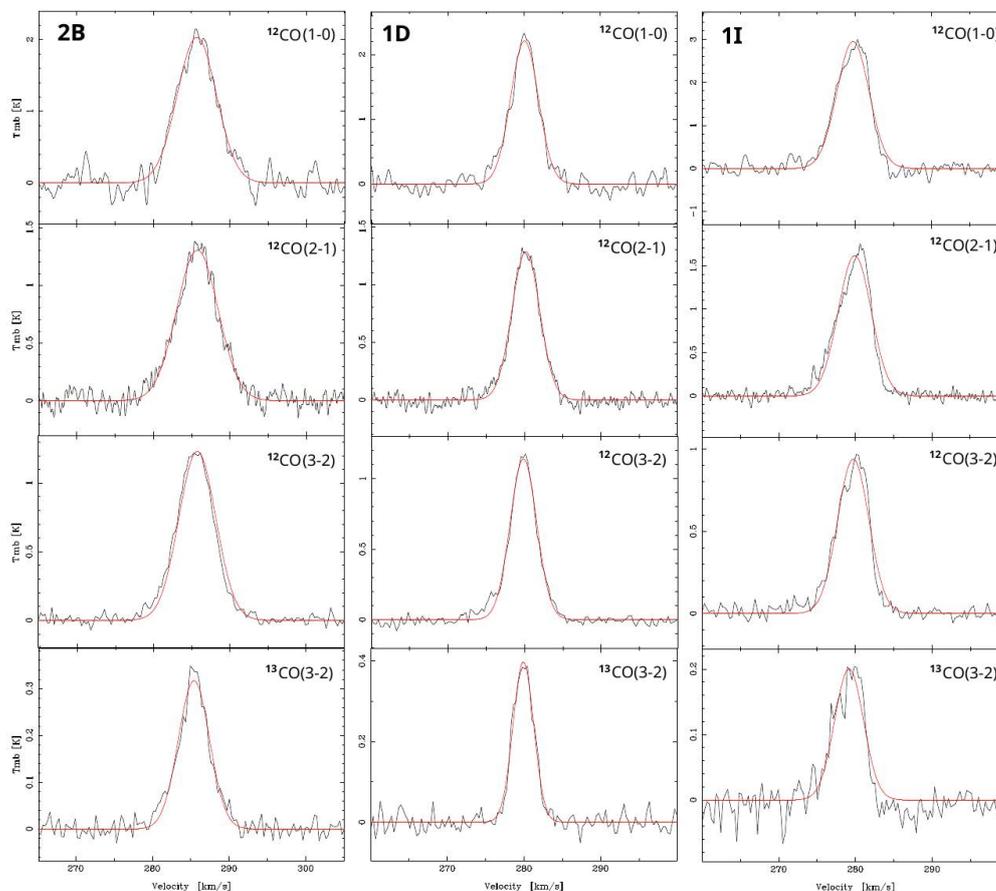


Figura 10.10: Espectros ^{12}CO J=1-0, 2-1, y 3-2, y ^{13}CO J=3-2 hacia los máximos de los grupos 2B, 1D y 2I. Las curvas rojas son los ajustes gaussianos. El ruido rms de cada espectro es (de arriba a abajo): 178.0, 95.2 y 31.2 mK (grupo 2B), 140.0, 62.9 y 25.6 mK (grupo 1D), y 142.0, 55.7 y 35.6 mK (grupo 2I). Los espectros ^{12}CO J=2-1 y 3-2, y ^{13}CO J=3-2 se convolucionaron con la resolución de $45''$ de la línea J=1-0.

moleculares: uno más intenso con una forma circular (grupo 2B) y uno más débil con una forma elíptica (grupo 1B). Estos grupos moleculares coinciden en posición con la nebulosa generada por LH10, y el grupo 2B se ubica ligeramente al norte de un máximo de emisión de [OIII] generado por la asociación OB LH10, donde también se encuentra un maser de metanol (Barbá et al., 2003). N11I presenta una morfología aún más gruesa, siendo el grupo 1I el más intenso en la región. La presencia de estos grupos en la línea del ^{13}CO J=3-2 puede interpretarse como una evidencia de la fragmentación

Tabla 10.5: Parámetros de las líneas de los espectros mostrados en la Figura 10.10. Los espectros ^{12}CO J=2-1 y 3-2, y ^{13}CO J=3-2 se convolucionaron con la resolución de $45''$ de la línea J=1-0.

Grupo molecular	Emisión	T_{mb} (K)	V_{LSR} (km s $^{-1}$)	Δv (km s $^{-1}$)
2B	$^{12}\text{CO}(1-0)$	2.0 ± 0.2	285.8 ± 0.3	5.9 ± 0.1
	$^{12}\text{CO}(2-1)$	1.3 ± 0.1	285.8 ± 0.1	6.2 ± 0.7
	$^{12}\text{CO}(3-1)$	1.2 ± 0.3	285.4 ± 0.7	5.7 ± 1.7
	$^{13}\text{CO}(3-2)$	0.30 ± 0.03	285.4 ± 1.0	4.8 ± 0.6
1D	$^{12}\text{CO}(1-0)$	2.3 ± 0.2	280.1 ± 0.2	4.5 ± 0.5
	$^{12}\text{CO}(2-1)$	1.3 ± 0.1	280.2 ± 0.3	4.3 ± 0.6
	$^{12}\text{CO}(3-2)$	1.1 ± 0.4	279.9 ± 0.7	4.1 ± 0.8
	$^{13}\text{CO}(3-2)$	0.40 ± 0.03	279.9 ± 1.0	3.1 ± 0.4
1I	$^{12}\text{CO}(1-0)$	2.9 ± 0.9	279.7 ± 0.2	4.9 ± 0.4
	$^{12}\text{CO}(2-1)$	1.6 ± 0.1	279.9 ± 0.2	5.1 ± 0.5
	$^{12}\text{CO}(3-2)$	0.9 ± 0.3	279.8 ± 0.7	4.8 ± 1.5
	$^{13}\text{CO}(3-2)$	0.20 ± 0.03	279.1 ± 0.6	4.4 ± 0.9

generada en una cáscara molecular debido a la expansión de la nebulosa N11 como se mencionó anteriormente. Sin embargo, no puede descartarse un colapso general de una nube molecular gigante que esté dando lugar a estos fragmentos.

Analizando las masas de estos grupos moleculares se observa que la relación entre la masa virial y LTE (M_{vir}/M_{LTE}) es mayor que la unidad en todos los casos, lo que sugiere que estas estructuras moleculares no están ligadas gravitacionalmente, y es probable que se esté analizando principalmente gas molecular turbulento. Esto es consistente con la presencia de asociaciones OB y regiones HII, de las que se conoce que son fuentes de energía cinética y turbulencia en las nubes moleculares (ver por ejemplo, Garay et al. 2002). Herrera et al. (2013), utilizando la línea del ^{12}CO J=2-1, obtuvieron relaciones similares entre M_{vir} y M_{LTE} en la mayoría de sus grupos moleculares catalogados. Los

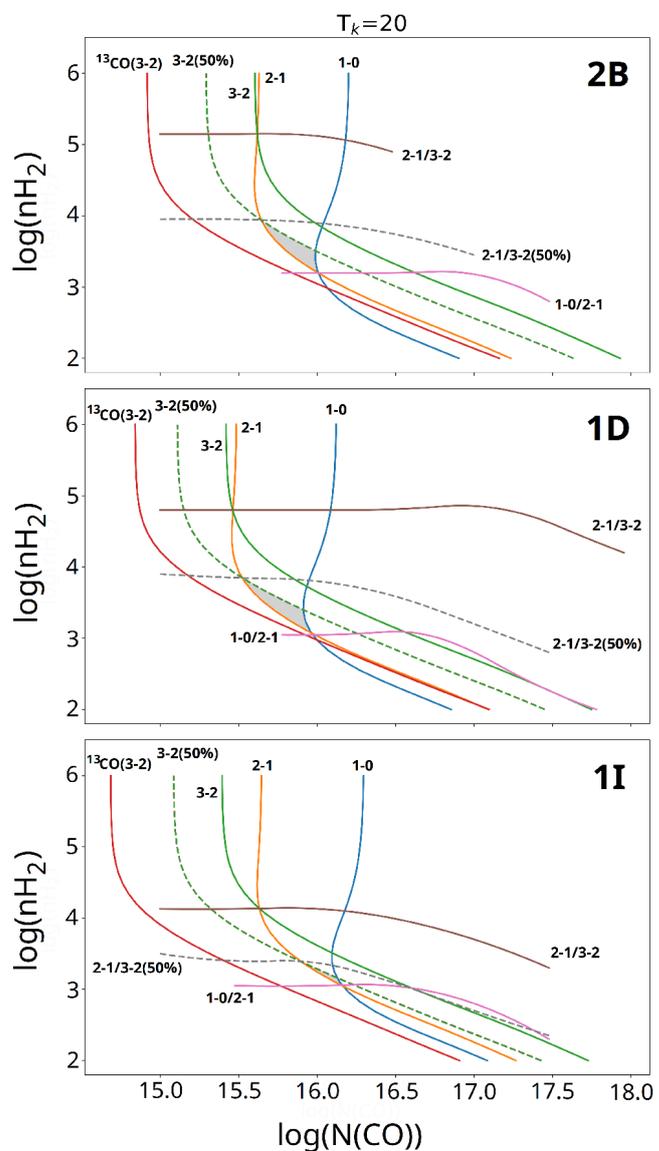


Figura 10.11: Resultados de Radex obtenidos de las líneas del ^{12}CO hacia los máximos de los grumos más intensos: 2B, 1D y 1I (de arriba a abajo). Las líneas discontinuas son los resultados que se obtienen al suponer que el 50% de la emisión del ^{12}CO J=3-2 proviene de una componente fría a 20 K. Las áreas sombreadas en gris en cada panel muestran las regiones con los valores más probables de $N(\text{CO})$ y $n\text{H}_2$. Simplemente para comparar también se incluyen los resultados obtenidos de la línea ^{13}CO J=3-2.

resultados, obtenidos con el ^{13}CO , un trazador ópticamente más delgado, muestran que incluso las partes más profundas de los grumos moleculares no están ligadas gravita-

Tabla 10.6: Resultados de Radex de las líneas ^{12}CO 1-0, 2-1 y 3-2 (50 %) con $T_k = 20$ K. Los errores son aproximadamente 20 % y 30 % en los límites de los rangos de $N(\text{CO})$ y n_{H_2} , respectivamente.

Grupo molecular	$N(\text{CO})(\times 10^{15} \text{ cm}^{-2})$	$n_{\text{H}_2} (\times 10^3 \text{ cm}^{-3})$
2B	4.4 – 10.1	1.5 – 8.5
1D	3.3 – 9.1	1.1 – 6.9
1I	7.9 – 14.4	1.0 – 2.4

cionalmente, los cuales deben estar soportados por la presión externa, tal como se ha encontrado en nubes moleculares alrededor de regiones HII galácticas (Rathborne et al. 2002; Massi et al. 1997), y en la LMC, en N113 (Paron et al., 2014) y en la Nube B del Complejo No.37 (Garay et al., 2002).

El grupo molecular 1I tiene la masa virial más alta entre los grupos estudiados ($\sim 5.7 \times 10^4 M_{\odot}$), que es casi tres veces más grande que su masa LTE. Esto sugiere, como se mencionó anteriormente, que el grupo está lejos de estar soportado gravitacionalmente. Si se observan los espectros del ^{12}CO J=1-0, J=2-1 y J=3-2 correspondientes a este grupo (ver Figura 10.10), se observa en los perfiles una ligera asimetría desplazada hacia velocidades menores. Descartando la presencia de una segunda componente de velocidad, y dado que es muy probable que este grupo carezca de actividad estelar en su interior, la asimetría hacia el rojo observada en los espectros podría atribuirse a la expansión global de N11 originada por la asociación OB LH9. Teniendo en cuenta que la V_{LSR} asociada con la emisión del ^{12}CO es de aproximadamente 280 km s^{-1} y la velocidad sistémica promedio de la asociación LH9 es de aproximadamente 295 km s^{-1} (Evans et al., 2006), las alas desplazadas hacia el azul exhibidas en los espectros podrían reflejar la presencia de gas empujado hacia nosotros por la expansión de la nebulosa.

10.3.1. Cocientes de líneas integradas

Los valores promedio (entre 7 y 8) en los cocientes isotópicos $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ encontrados hacia los máximos de los grupos 2B, 1D, 2D y 1I son similares a los valores encontrados en N159 y N113 (Paron et al. 2014; Paron et al. 2015), mientras que los valores en los máximos de los grupos 2I y 1B (mayores que 8) son bastante similares a los valores encontrados para N132, N166-A y N166-B (Paron et al., 2015), regiones que no son tan activas como N133 y N159. En general, los mapas $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ (ver Figura 10.7) muestran que los máximos presentan una distribución bastante uniforme, con valores más grandes hacia los bordes. Suponiendo que la relación de las líneas integradas es un indicador de la relación de abundancia $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$, la fotodisociación selectiva del ^{13}CO en las capas externas de los grupos podría explicar lo que se observa (Van Dishoeck et al. 1988; Visser et al. 2009). Este fenómeno se ha observado en nubes moleculares galácticas expuestas a radiación UV (Langer et al. 1993; Visser et al. 2009). En el caso de N11D, se encuentra un claro gradiente que se extiende de derecha a izquierda, con valores más bajos en el borde expuesto a la asociación OB central de N11 (LH9) y valores más grandes en el lado opuesto. Esto no se puede explicar solo por la fotodisociación selectiva generada por un flujo de fotones FUV de derecha a izquierda, sugiriendo algún otro mecanismo, ya sea la influencia de una fuente externa de radiación que incide de izquierda a derecha, como por ejemplo un campo de radiación interestelar fuerte, o probablemente, mecanismos competitivos entre fotodisociación selectiva, fraccionamiento químico y reacciones no selectivas de isótopos (Szűcs et al. 2014; Federman et al. 2003).

El valor promedio de la relación ^{12}CO J=3-2/1-0 obtenido de los seis grupos moleculares analizados es de aproximadamente 0.65, lo que concuerda con el valor supuesto en Galametz et al. (2016) para estimar la contribución de la línea ^{12}CO J=3-2 al flujo de $870\ \mu\text{m}$ observado con LABOCA. El ancho de banda de la cámara LABOCA incluye la línea del ^{12}CO J=3-2, por lo tanto, la emisión en continuo está contaminada y la contribución de la emisión del ^{12}CO debe eliminarse. Dado que no se poseía observaciones de ^{12}CO J=3-2, Galametz et al. (2015) usó la línea observada ^{12}CO J=1-0 para

estimar la emisión de la línea J=3-2. Los resultados obtenidos en esta Tesis confirman la estimación realizada por estos autores. Sin embargo, considerando las variaciones en la relación $^{12}\text{CO J=3-2/1-0}$ entre las regiones (ver Figura 10.8), el uso de la emisión $^{12}\text{CO J=3-2}$ presentada aquí podría mejorar la estimación de esta contribución a la emisión de polvo a $870 \mu\text{m}$. En la Sección 10.3.2 se discutirá esta contribución a partir de una comparación con los datos de LABOCA.

Además, de la Figura 10.9, se observa que el cociente $^{12}\text{CO J=3-2/1-0}$ presenta valores más altos que la unidad en la mayor parte del área mapeada, lo cual concuerda con lo propuesto en Minamidani et al. (2008), quienes señalan que esta relación se incrementa de 1.0 a 1.5 hacia regiones HII o nubes con asociaciones jóvenes, como es el caso de N11B. Por otro lado, los autores encontraron cocientes menores a la unidad hacia grumos sin regiones HII ni asociaciones, como es el caso de N11I. N11D también presenta cocientes $^{12}\text{CO J=3-2/1-0}$ menores que 1, lo que sugiere que la radiación estaría afectando de diferentes maneras a N11B y N11D.

Los valores del cociente $^{12}\text{CO J=3-2/2-1}$ son bastante constantes entre los máximos de los grumos moleculares analizados, con un promedio de 0.75. Este valor es similar al que se encuentra hacia regiones en la “Central Molecular Zone” en nuestra Galaxia (Kudo et al., 2011); en particular, hacia algunas protuberancias en estas estructuras, que tienen valores más grandes que en el gas circundante, pero más bajos que en regiones afectadas por choques fuertes (con valores tan altos como 2.5). De hecho, los valores aquí obtenidos para el cociente $^{12}\text{CO J=3-2/2-1}$ están cerca de 0.8, valor encontrado en nubes típicas del disco galáctico (Enokiya et al., 2018). Los mapas presentados en la Figura 10.8 muestran que los valores en la relación $^{12}\text{CO J=3-2/2-1}$ aumentan hacia el sur de N11B y el norte de N11D, en coincidencia con la presencia de las asociaciones OB locales a esas regiones.

10.3.2. Contribución de la línea ^{12}CO J=3-2 al continuo a $870\ \mu\text{m}$

Siguiendo la discusión anterior, se estimó la contribución de la línea del ^{12}CO J=3-2 a la emisión del continuo a $870\ \mu\text{m}$ comparando con los datos de LABOCA (proporcionados por Galametz M.). Los datos en continuo se convolucionaron a la resolución angular de los datos del ^{12}CO . La línea integrada del ^{12}CO J=3-2 (en K km s^{-1}) se llevó a un flujo pseudo-continuo (medido en mJy beam^{-1}) utilizando el factor de conversión C (ver Drabek et al. 2012) y de esta manera se compararon ambas emisiones. Los mapas presentados en la Figura 10.12 muestran el porcentaje de la contribución de la línea al continuo a $870\ \mu\text{m}$ hacia las regiones analizadas. El mapa de N11B muestra valores similares a los presentados en Galametz et al. (2015). Por otro lado, en el caso de N11D, el mapa obtenido muestra porcentajes más bajos en comparación con el rango presentado por dichos autores.

Vale la pena señalar que la región N11I presenta la mayor contribución de la línea al continuo a $870\ \mu\text{m}$ entre las tres regiones estudiadas. Esto podría deberse al hecho de que esta región está menos irradiada por los fotones UV y, por lo tanto, el gas molecular, en comparación con el polvo, debe ser más abundante que en las regiones más intensamente irradiadas.

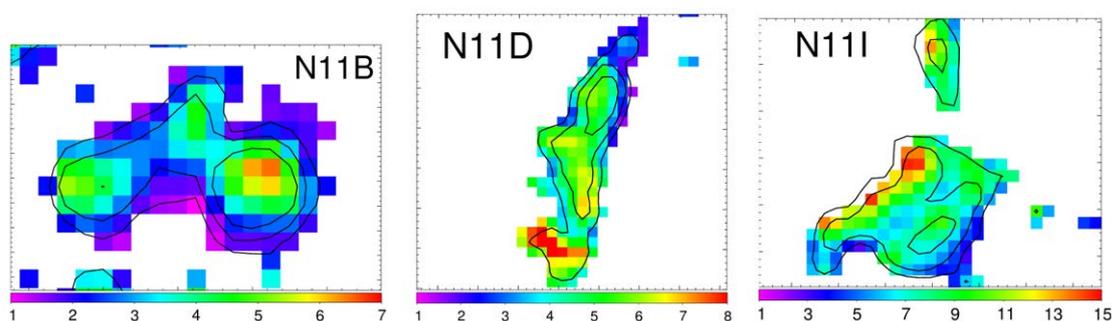


Figura 10.12: Contribución de la emisión del ^{12}CO J=3-2 al continuo a $870\ \mu\text{m}$. La escala de colores representa porcentaje (%). Algunos contornos del ^{12}CO J=3-2 integrado se incluyen como referencia.

10.3.3. Estimaciones no-LTE

Con respecto al análisis no-LTE, se consideró una temperatura cinética $T_k = 20$ K en base a suponer que el gas está acoplado al polvo, y por lo tanto deberían tener las mismas temperaturas. Se encontró que la mejor convergencia en los modelos (es decir, rangos de resultados más ajustados en un diagrama $N(\text{CO})-n_{\text{H}_2}$) se produce cuando se considera que la emisión del ^{12}CO J=3-2 surge de una componente fría y otra más cálida. Por lo tanto, se considera aproximadamente que el 50 % de su emisión corresponde a gas con $T_k = 20$ K mientras que el otro 50 % corresponde a gas a temperaturas más altas.

Al ejecutar RADEX se obtienen rangos de n_{H_2} de $1.5 - 8.5$, $1.1 - 6.9$, $1.0 - 2.4 \times 10^3$ cm^{-3} para los grumos 2B, 1D y 1I, respectivamente. El rango con los valores más grandes en n_{H_2} se encuentra hacia 2B, que es la única región con evidencia directa de formación estelar en curso, mientras que un rango más estrecho con valores más bajos se encuentra hacia 1I, la región sin actividad en su interior. El valor promedio de n_{H_2} obtenido en el grumo 2B, y los valores más grandes en el grumo 1D están bastante de acuerdo con la densidad obtenida hacia la región de formación de estrellas N113 (Wang et al., 2008) a partir de un análisis similar, utilizando la aproximación LVG, el cual también es un enfoque fuera de LTE.

10.4. Resumen

La nebulosa N11, una de las regiones de formación estelar más importantes en la Nube Mayor de Magallanes, fue mapeada por primera vez en las líneas ^{12}CO y ^{13}CO J=3-2 usando el Telescopio ASTE. La línea ^{12}CO J=3-2, mapeada en toda la región, muestra que el gas molecular se distribuye en una cáscara fragmentada alrededor de N11. Tres subregiones (N11B, N11D y N11I) que aparentemente se encuentran afectadas por la radiación en diferentes maneras, también se mapearon en la línea ^{13}CO J=3-2. N11B y N11D están relacionadas con las asociaciones OB LH10 y LH13, respectivamente, y

N11I es un área más alejada en el suroeste sin ninguna asociación OB relacionada. Los principales resultados se resumen a continuación:

(1) Se encontró que las estructuras moleculares que se encuentran en cada sub-región son en general grumosas (se encontraron al menos dos grumos bien definidos en cada una de ellas) y muestran algunas características que podrían explicarse por la expansión de la nebulosa y la acción de la radiación. En N11D, que es una región hacia el sur de la asociación OB LH13, la nube molecular tiene una morfología curva similar a un filamento con la concavidad apuntando hacia el centro de la nebulosa N11, lo que muestra que la burbuja ionizante alrededor de LH9 (el grupo OB central de N11) le estaría dando forma, y probablemente influyendo en su actividad de formación estelar y en su química, tal como lo sugiere la relación isotópica. La nube molecular en N11B tiene un máximo ubicado ligeramente al norte de un máximo de emisión [OIII] generada por la asociación OB LH10. La nube molecular en N11I, que es aún más grumosa y no está relacionada con ninguna asociación OB embebida, refuerza la hipótesis de la fragmentación generada en una gran cáscara molecular debido a la expansión de la nebulosa N11.

(2) Los fragmentos moleculares observados en la burbuja N11 sugieren un escenario de formación estelar secuencial, tal como se propuso en trabajos anteriores a través de las edades de las asociaciones estelares. Esto mostraría que los procesos de formación estelar conocidos y observados en nuestra Galaxia también podrían ocurrir en galaxias distintas como la LMC.

(3) Se encontró que la relación entre la masa virial y la masa LTE (M_{vir}/M_{LTE}) es más alta que la unidad en todos los grumos moleculares analizados, lo que sugiere que dichos grumos no estarían ligados gravitacionalmente y deberían estar soportados por presión externa.

(4) Un análisis no-LTE sugiere que en los grumos 2B, 1D y 1I, se observa principalmente gas frío (T_k alrededor de 20 K si se supone que el gas está acoplado al polvo) con $n_{\text{H}_2} \sim$

10^3 cm^{-3} . El análisis arroja que el grupo 2B es el más denso entre los tres grupos analizados. Es probable que la línea del ^{12}CO J=3-2 sea emanada de una componente fría y una más cálida.

(5) Los mapas del cociente de las líneas integradas $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ muestran valores bastante uniformes en los máximos de los grupos, con valores que crecen hacia los bordes. En N11D se encuentra un gradiente que se extiende desde el borde expuesto al grupo central de N11 hacia el borde opuesto. La fotodisociación selectiva del ^{13}CO puede explicar lo que se observa en N11B y N11I, mientras que probablemente en N11D debería tenerse en cuenta también el fraccionamiento químico entre otros posibles fenómenos.

(6) Se obtuvo un valor promedio de 0.65 en la relación ^{12}CO J=3-2/1-0 entre los grupos moleculares analizados, lo que confirma la suposición hecha por [Galamez et al. \(2015\)](#) para estimar la contribución de la línea del ^{12}CO J=3-2 al flujo a $870 \mu\text{m}$. Sin embargo, las variaciones entre los grupos muestran que la observación directa de esta línea puede mejorar la estimación de su contribución a la emisión de polvo a $870 \mu\text{m}$. De esta manera se realizaron mapas de la contribución de la línea del ^{12}CO J=3-2 a la emisión continua a $870 \mu\text{m}$. Se encontró que la nube molecular N11I presenta la mayor contribución de la línea al continuo de $870 \mu\text{m}$ entre las tres regiones estudiadas.

(7) Se encontró que N11B y N11D presentan valores para el cociente ^{12}CO J=3-2/1-0 mayores y menores que la unidad, respectivamente. Esto es una evidencia de que el gas molecular en ambas regiones se ve afectado de diferentes maneras por la radiación. Se encontró que los valores de los cocientes ^{12}CO J=3-2/2-1 en toda la región son similares al valor (aproximadamente 0.8) medido en nubes típicas del disco galáctico. El cociente ^{12}CO J=3-2/2-1 levemente más elevado hacia la parte norte de N11D muestra que la asociación LH13 debe estar contribuyendo en el calentamiento del gas. Lo mismo se observa en N11B alrededor de la asociación LH10.



Medio Interestelar. *Imagen: ESO/APEX/ATLASGAL*

11. Conclusiones

Con el objetivo de realizar un estudio lo más integral posible sobre la física y química que ocurre en las regiones de formación estelar, para el trabajo presentado en esta Tesis se seleccionaron varias fuentes ubicadas en distintas regiones de la Galaxia, e incluso una de ellas ubicada en la Nube Mayor de Magallanes, galaxia satélite a la nuestra. Con los datos disponibles en cada caso se estudiaron en profundidad las nubes moleculares en donde está ocurriendo el nacimiento de estrellas, y en donde estrellas de alta masa se encuentran evolucionando, las cuales a través de su radiación y generación de regiones HII, y en un caso, a través de los frentes de choque de un remanente de supernova, están influyendo fuertemente en la física y química del gas molecular. A continuación se detallan las conclusiones más importantes obtenidas hacia cada una de estas regiones.

El primer estudio realizado en esta Tesis se hizo hacia la región de formación estelar R Coronae Australis, la cual es la región más cercana de todas las analizadas, encontrándose a una distancia de ~ 130 pc. En esta región se estudió la cinemática del gas molecular y algunas condiciones químicas a través de las emisiones del ^{12}CO J=3–2, HCO^+ J=4–3 y del N_2H^+ J=4–3. Del análisis del ^{12}CO y HCO^+ se puede concluir que es una región

donde hay *outflows* moleculares provocados por la formación de estrellas. Los espectros de la emisión del ^{12}CO muestran alas desplazadas hacia el rojo y hacia el azul, siendo esto una evidencia sólida de la presencia de *outflows* moleculares impulsados por los objetos estelares jóvenes embebidos en la nube. Finalmente, de un análisis químico a través de la relación de abundancia $I(\text{N}_2\text{H}^+)/I(\text{HCO}^+)$, que puede ser usada como “reloj” evolutivo, se puede sugerir que los objetos estelares jóvenes de baja e intermedia masa relacionados a esta región se encuentran en etapas evolutivas no tan tempranas de su formación.

La segunda región analizada fue hacia estructuras con forma de pilares relacionadas a la región HII G46.5-0.2 que se encuentran a una distancia de ~ 4 kpc. Dichas estructuras se formaron muy probablemente por la radiación proveniente de la estrella excitatriz de la región HII, la cual a través de espectroscopía óptica se concluyó que sería una estrella tipo O4-6. Esta estrella está ionizando su entorno y podría estar provocando la formación de nuevas estrellas. En este trabajo se encontró evidencia directa de formación estelar hacia una nube observada a través de la emisión del HCO^+ J=4-3. Asimismo detectaron dos *outflows* moleculares a través de la emisión del ^{12}CO J=3-2 y se observó que dichos *outflows* de alta masa se extienden a lo largo del plano del cielo, coincidiendo con dos nebulosidades observadas en el IR cercano. Se encontró que la orientación del eje de los *outflows* de la estrella en formación es perpendicular a la dirección del flujo de la radiación. En conclusión, la formación estelar está ocurriendo en un grumo molecular de HCO^+ que está delimitado por los pilares. Este hallazgo confirmaría que los pilares son estructuras transitorias que forman parte de la propagación de una onda continua de formación estelar provocada por la acción de estrellas de alta masa.

El tercer estudio se realizó hacia la fuente MSX G052.9221-00.4892 que se encuentra a ~ 7.2 kpc, donde se estudió el gas molecular y el gas ionizado hacia su entorno. Se analizó la emisión del ^{12}CO J=3-2 y se encontraron *outflows* moleculares de alta masa no-alineados, donde el *outflow* corrido al azul coincide en posición con una estructura con forma de *jet* detectada en $8 \mu\text{m}$. De la emisión en continuo de radio a 6 GHz se observó una fuente de radio compacta levemente alargada coincidiendo en posición con

la fuente MSX. Además la fuente de radio compacta también coincide con una nebulosa con forma de “reloj de arena” observada en la banda Ks del IR cercano. Se concluye que la fuente podría estar transitando una etapa evolutiva muy temprana: una región HII HC con presencia de un viento ionizado bipolar de gran apertura angular o bien, estaría en la transición entre esta etapa evolutiva y la de una región HII UC. Es importante destacar que existen muy pocas fuentes de este tipo detectadas, lo cual realza la importancia de este trabajo y motiva futuros estudios multiespectrales hacia ella.

El cuarto trabajo realizado en esta Tesis se llevó a cabo hacia el borde sur del RSN G18.8+0.3 que se encuentra a ~ 14 kpc. Se examinaron dos regiones, una hacia el sur del RSN en coincidencia con una región HII (Reg.1 y Reg.1b) y otra hacia su borde más aplanado (Reg.2). En la Reg.1 y Reg.1b se analizó la emisión del ^{12}CO J=3-2 y se encontró una estructura molecular con una excelente correspondencia morfológica con la esquina sur del RSN observada en continuo de radio. Esto sugiere una interacción RSN-nube molecular. En la Reg.2 las observaciones del ^{12}CO J=3-2 muestran una estructura molecular grumosa sin ninguna correspondencia morfológica con el borde aplanado del RSN. Si bien se ha demostrado la interacción RSN-gas molecular hacia el borde sur del remanente, es muy improbable que haya una correlación entre la acción del RSN y la formación estelar evidenciada por la presencia de las regiones HII y fuentes candidatas a YSOs. Se puede sugerir que la estrella de alta masa precursora del RSN posiblemente fue un miembro más de la agrupación de estrellas de alta masa en distintas etapas de evolución que se encuentran en esta región.

En el último trabajo se realizó un estudio extragaláctico hacia N11, una de las regiones de formación estelar más importantes en la Nube Mayor de Magallanes, la cual se encuentra a una distancia de ~ 50 kpc. En particular se estudiaron tres subregiones ubicadas hacia los bordes de la burbuja N11 (N11B, N11D y N11I), donde N11B y N11D están relacionadas con las asociaciones OB LH10 y LH13, respectivamente, y N11I es la subregión más alejada sin ninguna asociación OB relacionada. Se observó a través de la emisión del ^{12}CO y ^{13}CO J=3-2, que las estructuras moleculares en cada sub-región

en general son grumosas. En N11D la nube molecular tiene una morfología similar a un filamento curvo, con la concavidad apuntando hacia el centro de la nebulosa N11, lo que muestra que la burbuja ionizante generada por la asociación OB LH9 (la que excita a N11) estaría dando forma e influyendo en la actividad de esta sub-región. A lo largo de toda la burbuja N11 hay distribuidos fragmentos moleculares que sugieren un escenario de formación estelar secuencial, y esto mostraría que los procesos de formación estelar conocidos en nuestra Galaxia también podrían ocurrir en otras galaxias con medios interestelares distintos. Del análisis del cociente isotópico $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ y de los cocientes de línea del ^{12}CO , para los cuales se utilizaron las líneas J=2-1 y 1-0 de trabajos previos, se encontraron evidencias de fotodisociación selectiva del ^{13}CO y de procesos físico-químicos generados por la radiación y expansión de regiones HII en el gas molecular similares a los que ocurren en nuestra Galaxia. Asimismo se pudo determinar fehacientemente la contribución de la línea del ^{12}CO J=3-2 a la emisión del continuo a $870\ \mu\text{m}$, y de esta manera observar como la relación gas-polvo varía de región a región en relación a la radiación incidente.

Como conclusión general se destaca la importancia de llevar a cabo cinco estudios hacia regiones a distintas distancias, cuatro regiones a lo largo de la Vía Láctea, a 130 pc, 4 kpc, 7.2 kpc y 14 kpc, y una región en la Nube Mayor de Magallanes a 50 kpc, pues de esta manera se ha podido estudiar la formación de estrellas en medios con distintas condiciones físicas y químicas. En general se ha mostrado que el rol de la radiación y de los procesos expansivos influyen notablemente en el gas molecular en donde se generan estrellas, las cuales durante su nacimiento también lo influirán dejando importantes huellas como por ejemplo sus *outflows*, para luego, en el caso de las estrellas de alta masa, generar regiones HII que comenzarán un nuevo ciclo de interacción con el gas molecular.

Se han encontrado algunos indicios que sugieren que la química que ocurre en regiones de formación estelar de alta masa podría ser similar a aquella que ocurre para las de masa intermedia y baja. También se ha mostrado que los mismos procesos que disparan la formación estelar en nuestra Galaxia pueden también ocurrir en galaxias con medios interestelares distintos, en donde a su vez se mostró para el caso particular de N11 en la

Nube Mayor de Magallanes, que procesos como la fotodisociación y aquellos generados por la interacción entre la radiación y expansión de burbujas en el gas molecular también son similares a los de nuestra Galaxia.

Estudios como los presentados en esta Tesis son sumamente necesarios para avanzar en la comprensión integral y abarcadora de la formación estelar. Es por eso que es importante continuar realizando estudios multispectrales hacia diversas regiones en nuestra Galaxia y en otras, en las cuales las resoluciones espaciales de las observaciones nos permitan aún realizar comparaciones.

Finalmente cabe mencionar que es importante realizar todos estos estudios en el contexto de haber comprendido que el medio interestelar es un medio en permanente cambio e interacción con sí mismo y con los diversos objetos que en él se encuentran.



. Bibliografía

- Abreu-Vicente, J, S Ragan, J Kainulainen, Th Henning, H Beuther y K Johnston (2016). “Giant molecular filaments in the Milky Way-II. The fourth Galactic quadrant”. En: *Astronomy & Astrophysics* 590, A131.
- Anderson, LD y TM Bania (2008). “Resolution of the distance ambiguity for galactic H II regions”. En: *The Astrophysical Journal* 690.1, pág. 706.
- Anderson, LD, TM Bania, Dana S Balser y Robert T Rood (2011). “The Green Bank Telescope H II Region Discovery Survey. II. The Source Catalog”. En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 194.2, pág. 32.
- Anderson, LD, A Zavagno, L Deharveng, A Abergel, F Motte, Ph André, J-P Bernard, Sylvain Bontemps, M Hennemann, T Hill et al. (2012). “The dust properties of bubble H II regions as seen by Herschel”. En: *Astronomy & Astrophysics* 542, A10.
- André, Ph, Alexander Men’shchikov, Sylvain Bontemps, V Könyves, F Motte, N Schneider, P Didelon, V Minier, P Saraceno, Derek Ward-Thompson et al. (2010). “From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey”. En: *Astronomy & Astrophysics* 518, pág. L102.

- Arce, Héctor G, Debra Shepherd, Frédéric Gueth, Chin-Fei Lee, Rafael Bachiller, Alexander Rosen y Henrik Beuther (2006). “Molecular outflows in low-and high-mass star forming regions”. En: *arXiv preprint astro-ph/0603071*.
- Arzoumanian, D, Ph André, P Didelon, V Könyves, N Schneider, A Men’shchikov, T Sousbie, A Zavagno, Sylvain Bontemps, J Di Francesco et al. (2011). “Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146”. En: *Astronomy & Astrophysics* 529, pág. L6.
- Avedisova, VS (1979). “The Flux of Ionizing Lyman Continuum Photons and the Rate of Star Formation in the Galaxy”. En: *Soviet Astronomy* 23, pág. 544.
- Bally, John, Bo Reipurth y Christopher J Davis (2007). “Observations of jets and outflows from young stars”. En: *Protostars and Planets V*, págs. 215-230.
- Balog, Zoltan, Thomas Müller, Markus Nielbock, Bruno Altieri, Ulrich Klaas, Joris Blommaert, Hendrik Linz, Dieter Lutz, Attila Moór, Nicolas Billot et al. (2014). “The Herschel-PACS photometer calibration”. En: *Experimental Astronomy* 37.2, págs. 129-160.
- Baraffe, Isabelle, Gilles Chabrier, France Allard y PH Hauschildt (2002). “Evolutionary models for low-mass stars and brown dwarfs: Uncertainties and limits at very young ages”. En: *Astronomy & Astrophysics* 382.2, págs. 563-572.
- Barbá, Rodolfo H, Mónica Rubio, Miguel R Roth y Jorge García (2003). “Active star formation in the N11B nebula in the Large Magellanic Cloud: A sequential star formation scenario confirmed”. En: *The Astronomical Journal* 125.4, pág. 1940.
- Bate, MR, IA Bonnell, CJ Clarke, SH Lubow, GI Ogilvie, JE Pringle y CA Tout (2000). “Observational implications of precessing protostellar discs and jets”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 317.4, págs. 773-781.
- Beckwith, Steven VW, Anneila I Sargent, Rolf S Chini y Rolf Guesten (1990). “A survey for circumstellar disks around young stellar objects”. En: *The Astronomical Journal* 99, págs. 924-945.
- Bendo, George J, MJ Griffin, JJ Bock, L Conversi, CD Dowell, T Lim, N Lu, CE North, A Papageorgiou, CP Pearson et al. (2013). “Flux calibration of the Herschel-

- SPIRE photometer”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 433.4, págs. 3062-3078.
- Benjamin, Robert A, E Churchwell, Brian L Babler, TM Bania, Dan P Clemens, Martin Cohen, John M Dickey, Rémy Indebetouw, James M Jackson, Henry A Kobulnicky et al. (2003). “GLIMPSE. I. An SIRTf legacy project to map the inner galaxy”. En: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 115.810, pág. 953.
- Bertoldi, Frank (1989). “The photoevaporation of interstellar clouds. I-Radiation-driven implosion”. En: *The Astrophysical Journal* 346, págs. 735-755.
- Bertoldi, Frank y Christopher F McKee (1992). “Pressure-confined clumps in magnetized molecular clouds”. En: *The Astrophysical Journal* 395, págs. 140-157.
- Bertsch, DL, TM Dame, CE Fichtel, SD Hunter, P Sreekumar, JG Stacy y P Thaddeus (1993). “Diffuse gamma-ray emission in the galactic plane from cosmic-ray, matter, and photon interactions”. En: *The Astrophysical Journal* 416, pág. 587.
- Beuther, H, P Schilke, TK Sridharan, KM Menten, CM Walmsley y F Wyrowski (2002). “Massive molecular outflows”. En: *Astronomy & Astrophysics* 383.3, págs. 892-904.
- Beuther, Henrik y Debra Shepherd (2005). “Precursors of UCHII regions and the evolution of massive outflows”. En: *Cores to Clusters*. Springer, págs. 105-120.
- Bik, Arjan, L Kaper y LBFM Waters (2006). “VLT K-band spectroscopy of massive young stellar objects in (ultra-) compact HII regions”. En: *Astronomy & Astrophysics* 455.2, págs. 561-576.
- Bisbas, Thomas G, Richard Wünsch, Anthony P Whitworth, David A Hubber y Stefanie Walch (2011). “Radiation-driven implosion and triggered star formation”. En: *The Astrophysical Journal* 736.2, pág. 142.
- Bjerkeli, Per, Matthijs HD van der Wiel, Daniel Harsono, Jon P Ramsey y Jes K Jørgensen (2016). “Resolved images of a protostellar outflow driven by an extended disk wind”. En: *Nature* 540.7633, pág. 406.
- Blitz, Leo y Jonathan P Williams (1999). “Molecular Clouds (a review)”. En: *arXiv preprint astro-ph/9903382*.
- Blomme, Ronny (2011). “Radio observations of massive stars”. En: *arXiv preprint arXiv:1102.0386*.

- Briceno, César, Lee Hartmann, Jesús Hernández, Nuria Calvet, A Katherina Vivas, Gabor Furesz y Andrew Szentgyorgyi (2007). “25 Orionis: A kinematically distinct 10 Myr old group in Orion OB1a”. En: *The Astrophysical Journal* 661.2, pág. 1119.
- Busquet, Gemma, Robert Estalella, Qizhou Zhang, Serena Viti, Aina Palau, Paul TP Ho y Alvaro Sanchez-Monge (2011). “N₂H⁺ depletion in the massive protostellar cluster AFGL 5142”. En: *Astronomy & Astrophysics* 525, A141.
- Carey, SJ, A Noriega-Crespo, DR Mizuno, S Shenoy, R Paladini, KE Kraemer, SD Price, N Flagey, E Ryan, JG Ingalls et al. (2009). “MIPSGAL: A Survey of the Inner Galactic Plane at 24 and 70 μ m”. En: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 121.875, pág. 76.
- Cesaroni, R, D Galli, G Lodato, CM Walmsley y Q Zhang (2007). “Disks around young OB (proto) stars: Observations and theory”. En: *arXiv preprint astro-ph/0603093*.
- Cesaroni, Riccardo (2005). “Hot molecular cores”. En: *Proceedings of the International Astronomical Union* 1.S227, págs. 59-69.
- Chaisson, Eric J (1976). “Gaseous Nebulae and Their Interstellar Environment”. En: *Frontiers of Astrophysics*, págs. 259-351.
- Chenel, Aurelie, Octavio Roncero, Alfredo Aguado, Marcelino Agúndez y José Cernicharo (2016). “Photodissociation of HCN and HNC isomers in the 7-10 eV energy range”. En: *The Journal of chemical physics* 144.14, pág. 144306.
- Churchwell, Ed (2002). “Ultra-compact HII regions and massive star formation”. En: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 40.1, págs. 27-62.
- Comerón, F, N Schneider y D Russeil (2005). “Star formation in RCW 108: Triggered or spontaneous?” En: *Astronomy & Astrophysics* 433.3, págs. 955-977.
- Cooper, HDB, SL Lumsden, RD Oudmaijer, MG Hoare, AJ Clarke, JS Urquhart, JC Mottram, TJT Moore y B Davies (2013). “The RMS survey: near-IR spectroscopy of massive young stellar objects”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 430.2, págs. 1125-1157.
- Csengeri, T, JS Urquhart, F Schuller, F Motte, Sylvain Bontemps, F Wyrowski, KM Menten, L Bronfman, H Beuther, Th Henning et al. (2014). “The ATLASGAL survey:

- a catalog of dust condensations in the Galactic plane”. En: *Astronomy & Astrophysics* 565, A75.
- Davis, Christopher J, Ryan Gell, Tigran Khanzadyan, Michael D Smith y Tim Jenness (2010). “A general catalogue of molecular hydrogen emission-line objects (MHOs) in outflows from young stars”. En: *Astronomy & Astrophysics* 511, A24.
- Decourchelle, Anne (2008). “Non-thermal acceleration mechanisms in supernova remnant shells”. En: *arXiv preprint arXiv:0802.0372*.
- Deharveng, L, A Zavagno y James Caplan (2005). “Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions-I. A search for “collect and collapse” candidates”. En: *Astronomy & Astrophysics* 433.2, págs. 565-577.
- Deharveng, L, A Zavagno, F Schuller, J Caplan, M Pomarès y C De Breuck (2009). “Star formation around RCW 120, the perfect bubble”. En: *Astronomy & Astrophysics* 496.1, págs. 177-190.
- Drabek, E, J Hatchell, P Friberg, J Richer, S Graves, JV Buckle, D Nutter, D Johnstone y J Di Francesco (2012). “Molecular line contamination in the SCUBA-2 450 and 850 μm continuum data”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 426.1, págs. 23-39.
- Dubner, G, E Giacani, E Reynoso, WM Goss, M Roth y A Green (1999). “Interaction of the supernova remnant G18. 8+ 0.3 with the surrounding medium”. En: *The Astrophysical Journal* 118.2, pág. 930.
- Dubner, G, E Giacani, E Reynoso y S Parón (2004). “The molecular clouds in the environs of the supernova remnants G349. 7+ 0.2 and G18. 8+ 0.3”. En: *Astronomy & Astrophysics* 426.1, págs. 201-212.
- Duronea, Nicolas Urbano, Cristina Elisabeth Cappa, L Bronfman, J Borissova, M Gromadzki y MA Kuhn (2017). “Triggered massive star formation associated with the bubble Hii region Sh2-39 (N5)”. En: *Astronomy & Astrophysics* 606, A8.
- Dyson, John Edward y David Arnold Williams (1997). *The physics of the interstellar medium*. CRC Press.
- Elmegreen, Bruce G (2000). “Modeling a high-mass turn-down in the stellar initial mass function”. En: *The Astrophysical Journal* 539.1, pág. 342.

- Elmegreen, Bruce G y Charles J Lada (1977). “Sequential formation of subgroups in OB associations”. En: *The Astrophysical Journal* 214, págs. 725-741.
- Enokiya, Rei, Hidetoshi Sano, Katsuhiko Hayashi, Kengo Tachihara, Kazufumi Torii, Hiroaki Yamamoto, Yusuke Hattori, Yutaka Hasegawa, Akio Ohama, Kimihiro Kimura et al. (2018). “Detailed CO (J= 1–0, 2–1, and 3–2) observations toward an H ii region RCW 32 in the Vela Molecular Ridge”. En: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 70.SP2, S49.
- Evans, CJ, DJ Lennon, SJ Smartt y C Trundle (2006). “The VLT-FLAMES survey of massive stars: observations centered on the Magellanic Cloud clusters NGC 330, NGC 346, NGC 2004, and the N11 region”. En: *Astronomy & Astrophysics* 456.2, págs. 623-638.
- Ezawa, Hajime, Ryohei Kawabe, Kotaro Kohno y Satoshi Yamamoto (2004). “The Atacama submillimeter telescope experiment (ASTE)”. En: *Ground-based Telescopes*. Vol. 5489. International Society for Optics y Photonics, págs. 763-773.
- Federman, SR, David L Lambert, Yaron Sheffer, Jason A Cardelli, B-G Andersson, Ewine F Van Dishoeck y J Zsargó (2003). “Further evidence for chemical fractionation from ultraviolet observations of carbon monoxide”. En: *The Astrophysical Journal* 591.2, pág. 986.
- Ferreira, J y G Pelletier (1995). “Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows.” En: *Astronomy and Astrophysics* 295, pág. 807.
- Field, GB, DW Goldsmith y HJ Habing (1969). “Cosmic-ray heating of the interstellar gas”. En: *The Astrophysical Journal* 155, pág. L149.
- Gahm, GF, Per Carlqvist, Lars EB Johansson y S Nikolić (2006). “Rotating elephant trunks”. En: *Astronomy & Astrophysics* 454.1, págs. 201-212.
- Gahm, Gösta F, Carina M Persson, Minja M Mäkelä y Lauri K Haikala (2013). “Mass and motion of globulets in the Rosette Nebula”. En: *Astronomy & Astrophysics* 555, A57.
- Galametz, M, S Hony, M Albrecht, F Galliano, D Cormier, Vianney Lebouteiller, MY Lee, SC Madden, A Bolatto, C Bot et al. (2015). “The dust properties and physical

- conditions of the interstellar medium in the LMC massive star-forming complex N11".
En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 456.2, págs. 1767-1790.
- Garay, G, LEB Johansson, L-Å Nyman, RS Booth, FP Israel, ML Kutner, J Lequeux y M Rubio (2002). "Results of the SEST Key Programme: CO in the Magellanic Clouds-VIII. The giant molecular complex No. 37 of the LMC". En: *Astronomy & Astrophysics* 389.3, págs. 977-992.
- Gerola, H y Ph E Seiden (1978). "Stochastic star formation and spiral structure of galaxies". En: *The Astrophysical Journal* 223, págs. 129-135.
- Gibb, AG y MG Hoare (2007). "A high-frequency radio continuum study of massive young stellar objects". En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 380.1, págs. 246-262.
- Goicoechea, JR, J Pety, M Gerin, P Hily-Blant y J Le Bourlot (2009). "The ionization fraction gradient across the Horsehead edge: an archetype for molecular clouds". En: *Astronomy & Astrophysics* 498.3, págs. 771-783.
- Goldsmith, Paul F (1987). "Molecular clouds: An overview". En: *Interstellar processes*. Springer, págs. 51-70.
- Goldsmith, Paul F, Mark Heyer, Gopal Narayanan, Ronald Snell, Di Li y Chris Brunt (2008). "Large-scale structure of the molecular gas in taurus revealed by high linear dynamic range spectral line mapping". En: *The Astrophysical Journal* 680.1, pág. 428.
- Gutermuth, RA, ST Megeath, PC Myers, LE Allen, JL Pipher y GG Fazio (2009). "A Spitzer survey of young stellar clusters within one kiloparsec of the sun: cluster core extraction and basic structural analysis". En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 184.1, pág. 18.
- Hacar, A, M Tafalla, J Kauffmann y A Kovács (2013). "Cores, filaments, and bundles: hierarchical core formation in the L1495/B213 Taurus region". En: *Astronomy & Astrophysics* 554, A55.
- Hatano, Hirofumi, Ryota Kadowaki, Yasushi Nakajima, Motohide Tamura, Tetsuya Nagata, Koji Sugitani, Toshihiko Tanabé, Daisuke Kato, Mikio Kurita, Shogo Nishiyama et al. (2006). "Near-Infrared Observations of N11 in the Large Magellanic Cloud: Trig-

- gered Star Formation around the Periphery of LH 9". En: *The Astronomical Journal* 132.6, pág. 2653.
- Herbst, Eric (1978). "What are the products of polyatomic ion-electron dissociative recombination reactions". En: *The Astrophysical Journal* 222, págs. 508-516.
- Herbst, Wt y GE Assousa (1977). "Observational evidence for supernova-induced star formation-Canis Major R1". En: *The Astrophysical Journal* 217, págs. 473-487.
- Herrera, Cinthya N, Monica Rubio, Alberto D Bolatto, Francois Boulanger, Frank P Israel y FT Rantakyro (2013). "Millimeter dust emission compared with other mass estimates in N11 molecular clouds in the LMC". En: *Astronomy & Astrophysics* 554, A91.
- Hirota, Tomoya, Satoshi Yamamoto, Hitomi Mikami y Masatoshi Ohishi (1998). "Abundances of HCN and HNC in dark cloud cores". En: *The Astrophysical Journal* 503.2, pág. 717.
- Hoare, MG, SE Kurtz, S Lizano, E Keto y P Hofner (2007). "Ultra-Compact H II Regions and the Early Lives of Massive Stars". En: *arXiv preprint astro-ph/0603560*.
- Hoq, Sadia, James M Jackson, Jonathan B Foster, Patricio Sanhueza, Andrés Guzmán, J Scott Whitaker, Christopher Claysmith, Jill M Rathborne, Tatiana Vasyunina y Anton Vasyunin (2013). "Chemical Evolution in High-Mass Star-Forming Regions: Results from the MALT90 Survey". En: *The Astrophysical Journal* 777.2, pág. 157.
- Inoue, Tsuyoshi y Yasuo Fukui (2013). "Formation of Massive Molecular Cloud Cores by Cloud-Cloud Collision". En: *The Astrophysical Journal Letters* 774.2, pág. L31.
- Israel, FP, LEB Johansson, M Rubio, G Garay, Th de Graauw, Roy S Booth, Francois Boulanger, ML Kutner, J Lequeux y L-A Nyman (2003). "Results of the ESO-SEST Key Programme on CO in the Magellanic Clouds-X. CO emission from star formation regions in LMC and SMC". En: *Astronomy & Astrophysics* 406.3, págs. 817-828.
- Israel, FP y PR Maloney (2011). "C+ emission from the Magellanic Clouds-II.[C II] maps of star-forming regions LMC-N 11, SMC-N 66, and several others". En: *Astronomy & Astrophysics* 531, A19.
- Jameson, Katherine E, Alberto D Bolatto, Adam K Leroy, Margaret Meixner, Julia Roman-Duval, Karl Gordon, Annie Hughes, Frank P Israel, Monica Rubio, Remy

- Indebetouw et al. (2016). “The relationship between molecular gas, H i, and star formation in the low-mass, low-metallicity Magellanic Clouds”. En: *The Astrophysical Journal* 825.1, pág. 12.
- Kainulainen, Jouni (2016). “Connecting the density structure of molecular clouds with star formation”. En: *Proceedings of the International Astronomical Union* 11.S315, págs. 69-72.
- Kainulainen, Jouni, SE Ragan, Thomas Henning y Amelia Stutz (2013). “High-fidelity view of the structure and fragmentation of the high-mass, filamentary IRDC G11.11-0.12”. En: *Astronomy & Astrophysics* 557, A120.
- Kalberla, Peter MW, WB Burton, Dap Hartmann, Edmundo Marcelo Arnal, Esteban Bajaja, Ricardo Morras y WGL Pöppel (2005). “The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI-Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections”. En: *Astronomy & Astrophysics* 440.2, págs. 775-782.
- Kalberla, Peter MW y Jürgen Kerp (2009). “The hi distribution of the milky way”. En: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 47, págs. 27-61.
- Kawamura, Akiko, Toshikazu Onishi, Yoshinori Yonekura, Kazuhito Dobashi, Akira Mizuno, Hideo Ogawa y Yasuo Fukui (1998). “A13CO Survey of Molecular Clouds in Gemini and Auriga”. En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 117.2, pág. 387.
- Kawamura, Akiko, Yoji Mizuno, Tetsuhiro Minamidani, Miroslav D Filipović, Lister Staveley-Smith, Sungeun Kim, Norikazu Mizuno, Toshikazu Onishi, Akira Mizuno y Yasuo Fukui (2009). “The second survey of the molecular clouds in the Large Magellanic Cloud by NANTEN. II. Star formation”. En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 184.1, pág. 1.
- Keller, Stefan C y Peter R Wood (2006). “Bump cepheids in the Magellanic Clouds: metallicities, the distances to the LMC and SMC, and the pulsation-evolution mass discrepancy”. En: *The Astrophysical Journal* 642.2, pág. 834.
- Kessel-Deynet, Olaf y Andreas Burkert (2003). “Radiation-driven implosion of molecular cloud cores”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 338.3, págs. 545-554.

- Keto, Eric (2007). “The Formation of Massive Stars: Accretion, Disks, and the Development of Hypercompact H II Regions”. En: *The Astrophysical Journal* 666.2, pág. 976.
- Kraus, S, K-H Hofmann, M Benisty, J-P Berger, O Chesneau, A Isella, F Malbet, A Meilland, N Nardetto, A Natta et al. (2008). “The origin of hydrogen line emission for five Herbig Ae/Be stars spatially resolved by VLTI/AMBER spectro-interferometry”. En: *Astronomy & Astrophysics* 489.3, págs. 1157-1173.
- Kraus, Stefan, Y Balega, M Elitzur, K-H Hofmann, Th Preibisch, A Rosen, D Schertl, G Weigelt y ET Young (2006). “Outflows from the high-mass protostars NGC 7538 IRS1/2 observed with bispectrum speckle interferometry-Signatures of flow precession”. En: *Astronomy & Astrophysics* 455.2, págs. 521-537.
- Krolik, JH y HA Smith (1981). “Infrared atomic hydrogen line formation in luminous stars”. En: *The Astrophysical Journal* 249, págs. 628-636.
- Kudo, Natsuko, Kazufumi Torii, Mami Machida, Timothy A Davis, Kazuki Tsutsumi, Motusuji Fujishita, Nayuta Moribe, Hiroaki Yamamoto, Takeshi Okuda, Akiko Kawamura et al. (2011). “High Excitation Molecular Gas in the Galactic Center Loops; 12CO (J= 2–1 and J= 3–2) Observations”. En: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 63.1, págs. 171-197.
- Kurtz, STAN, RICCARDO Cesaroni, E Churchwell, PETER Hofner y C MALCOLM Walmsley (2000). “Hot molecular cores and the earliest phases of high-mass star formation”. En: *Protostars and Planets IV*, págs. 299-326.
- Kurtz, Stan y Jose Franco (2002). “Ultracompact HII regions”. En: *arXiv preprint astro-ph/0111351*.
- Kurtz, Stan y P Hofner (2005). “Water Masers Toward Ultracompact H II Regions”. En: *The Astronomical Journal* 130.2, pág. 711.
- Langer, William D y Arno A Penzias (1993). “(C-12)/(C-13) isotope ratio in the local interstellar medium from observations of (C-13)(O-18) in molecular clouds”. En: *The Astrophysical Journal* 408, págs. 539-547.
- Larson, Richard B (1981). “Turbulence and star formation in molecular clouds”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 194.4, págs. 809-826.

- Lawrence, Andy, SJ Warren, O Almaini, AC Edge, NC Hambly, RF Jameson, P Lucas, M Casali, A Adamson, S Dye et al. (2007). “The UKIRT infrared deep sky survey (UKIDSS)”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 379.4, págs. 1599-1617.
- Lequeux, James (2004). *The interstellar medium*. Springer Science & Business Media.
- Lindberg, JE y Jes Kristian Jørgensen (2012). “Strong irradiation of protostellar cores in Corona Australis”. En: *Astronomy & Astrophysics* 548, A24.
- Lockman, Felix J (1989). “A survey of radio H II regions in the northern sky”. En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 71, págs. 469-479.
- Lora, V, AC Raga y A Esquivel (2009). “The angular momentum of condensations within elephant trunks”. En: *Astronomy & Astrophysics* 503.2, págs. 477-482.
- Lucas, PW, Melvin G Hoare, A Longmore, AC Schröder, Christopher J Davis, A Adamson, Reba M Bandyopadhyay, Richard De Grijs, M Smith, Amanda Gosling et al. (2008). “The UKIDSS Galactic plane survey”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 391.1, págs. 136-163.
- Lucke, PB y PW Hodge (1970). “A catalogue of stellar associations in the Large Magellanic Cloud.” En: *The Astronomical Journal* 75, págs. 171-175.
- Lumsden, SL, MG Hoare, JS Urquhart, RD Oudmaijer, B Davies, JC Mottram, HDB Cooper y TJT Moore (2013). “The red MSX source survey: The massive young stellar population of our galaxy”. En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208.1, pág. 11.
- Mac Low, Mordecai-Mark, Ralf S Klessen, Andreas Burkert y Michael D Smith (1998). “Kinetic energy decay rates of supersonic and super-Alfvénic turbulence in star-forming clouds”. En: *Physical Review Letters* 80.13, pág. 2754.
- Mac Low, Mordecai-Mark y Ralf S Klessen (2004). “Control of star formation by supersonic turbulence”. En: *Reviews of modern physics* 76.1, pág. 125.
- Mackey, Jonathan y Andrew J Lim (2010). “Dynamical models for the formation of elephant trunks in H ii regions”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 403.2, págs. 714-730.

- MacLaren, I, K Mn Richardson y AW Wolfendale (1988). “Corrections to virial estimates of molecular cloud masses”. En: *The Astrophysical Journal* 333, págs. 821-825.
- Mangum, Jeffrey G y Yancy L Shirley (2015). “How to calculate molecular column density”. En: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 127.949, pág. 266.
- Martins, Fabrice, Daniel Schaerer y D John Hillier (2005). “A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars”. En: *Astronomy & Astrophysics* 436.3, págs. 1049-1065.
- Massi, F, J Brand y M Felli (1997). “Molecular cloud/HII region interfaces in the star forming region NGC 6357.” En: *Astronomy and Astrophysics* 320, págs. 972-992.
- McKee, Christopher F y Jeremiah P Ostriker (1977). “A theory of the interstellar medium—Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate”. En: *The Astrophysical Journal* 218, págs. 148-169.
- McKee, Christopher F y Jonathan C Tan (2003). “The formation of massive stars from turbulent cores”. En: *The Astrophysical Journal* 585.2, pág. 850.
- Melioli, Claudio, EM de Gouveia Dal Pino, R de La Reza y A Raga (2006). “Star formation triggered by SN explosions: an application to the stellar association of β Pictoris”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 373.2, págs. 811-818.
- Men’Shchikov, A, Ph André, P Didelon, V Könyves, N Schneider, F Motte, Sylvain Bon-temps, D Arzoumanian, M Attard, A Abergel et al. (2010). “Filamentary structures and compact objects in the Aquila and Polaris clouds observed by Herschel”. En: *Astronomy & Astrophysics* 518, pág. L103.
- Menten, KM, T Pillai y F Wyrowski (2005). “Initial conditions for massive star birth—Infrared dark clouds”. En: *Proceedings of the International Astronomical Union* 1.S227, págs. 23-34.
- Mestel, L y L Spitzer Jr (1956). “Star formation in magnetic dust clouds”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 116.5, págs. 503-514.
- Mezger, PG y AP Henderson (1967). “Galactic H II regions. I. Observations of their continuum radiation at the frequency 5 GHz”. En: *The Astrophysical Journal* 147, pág. 471.
- Minamidani, Tetsuhiro, Norikazu Mizuno, Yoji Mizuno, Akiko Kawamura, Toshikazu Onishi, Tetsuo Hasegawa, Ken’ichi Tatematsu, Masafumi Ikeda, Yoshiaki Moriguchi,

- Nobuyuki Yamaguchi et al. (2008). “Submillimeter observations of giant molecular clouds in the Large Magellanic Cloud: Temperature and density as determined from $J=3-2$ and $J=1-0$ transitions of CO”. En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 175.2, pág. 485.
- Mokiem, MR, Alex de Koter, CJ Evans, J Puls, SJ Smartt, PA Crowther, A Herrero, N Langer, DJ Lennon, F Najarro et al. (2007). “The VLT-FLAMES survey of massive stars: wind properties and evolution of hot massive stars in the Large Magellanic Cloud”. En: *Astronomy & Astrophysics* 465.3, págs. 1003-1019.
- Molinari, Sergio, B Swinyard, John Bally, Mike Barlow, J-P Bernard, P Martin, T Moore, Alberto Noriega-Crespo, René Plume, Leonardo Testi et al. (2010). “Clouds, filaments, and protostars: the Herschel Hi-GAL milky way”. En: *Astronomy & Astrophysics* 518, pág. L100.
- Mouschovias, Telemachos Ch y Glenn E Ciolek (1999). “Magnetic fields and star formation: A theory reaching adulthood”. En: *The Origin of Stars and Planetary Systems*. Springer, págs. 305-340.
- Mouschovias, Telemachos Ch, Konstantinos Tassis y Matthew W Kunz (2006). “Observational constraints on the ages of molecular clouds and the star formation timescale: Ambipolar-diffusion-controlled or turbulence-induced star formation”. En: *The Astrophysical Journal* 646.2, pág. 1043.
- Neuhäuser, Ralph y Jan Forbrich (2008). “The Corona Australis Star Forming Region”. En: *arXiv preprint arXiv:0808.3374*.
- Ochsendorf, Bram B, Hans Zinnecker, Omnarayani Nayak, John Bally, Margaret Meixner, Olivia C Jones, Remy Indebetouw y Mubdi Rahman (2017). “The star-forming complex LMC-N79 as a future rival to 30 Doradus”. En: *Nature Astronomy* 1.11, pág. 784.
- Ohama, Akio, Mikito Kohno, Shinji Fujita, Daichi Tsutsumi, Yusuke Hattori, Kazufumi Torii, Atsushi Nishimura, Hidetoshi Sano, Hiroaki Yamamoto, Kengo Tachihara et al. (2018). “Molecular gas in the H ii-region complex RCW 166: Possible evidence for an early phase of cloud–cloud collision prior to the bubble formation”. En: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 70.SP2, S47.

- Opik, EJ (1953). “Stellar associations and supernovae”. En: *Irish Astronomical Journal* 2, pág. 219.
- Ostriker, Eve C (2014). “Theory and Numerical Simulations of Self-Gravitating Core Formation”. En: *Dense Cores: Origin, Evolution, and Collapse*. Vol. 4.
- Palmeirim, P, Ph André, J Kirk, Derek Ward-Thompson, D Arzoumanian, V Könyves, P Didelon, N Schneider, M Benedettini, Sylvain Bontemps et al. (2013). “Herschel view of the Taurus B211/3 filament and striations: evidence of filamentary growth?” En: *Astronomy & Astrophysics* 550, A38.
- Panagia, Nino y Marcello Felli (1975). “The spectrum of the free-free radiation from extended envelopes”. En: *Astronomy and Astrophysics* 39, págs. 1-5.
- Parker, Joel Wm, Catharine D Garmany, Philip Massey y Nolan R Walborn (1992). “The stellar content of LH 9 and 10 (N11) in the LMC-A case for sequential star formation”. En: *The Astronomical Journal* 103, págs. 1205-1233.
- Paron, S, ME Ortega, A Petriella, M Rubio, E Giacani y G Dubner (2012). “Study of the dense molecular gas surrounding the ‘extended green object’ G35. 03+ 0.35”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 419.3, págs. 2206-2214.
- Paron, S, Martin Eduardo Ortega, M Cunningham, PA Jones, M Rubio, C Fariña y S Komugi (2014). “ASTE observations in the 345 GHz window towards the HII region N113 of the Large Magellanic Cloud”. En: *Astronomy & Astrophysics* 572, A56.
- Paron, S, Martin Eduardo Ortega, G Dubner, Jing-Hua Yuan, Alberto Petriella, E Giacani, Jin Zeng Li, Yuefang Wu, Hongli Liu, Ya Fang Huang et al. (2015). “H II Region G46. 5-0.2: The Interplay between Ionizing Radiation, Molecular Gas, and Star Formation”. En: *The Astronomical Journal* 149.6, pág. 193.
- Patel, Nimesh A, Paul F Goldsmith, Mark H Heyer, Ronald L Snell y Preethi Pratap (1998). “Origin and evolution of the Cepheus bubble”. En: *the Astrophysical Journal* 507.1, pág. 241.
- Perrin, Marshall D, Gaspard Duchêne, Paul Kalas y James R Graham (2006). “Discovery of an optically thick, edge-on disk around the Herbig Ae star PDS 144N”. En: *The Astrophysical Journal* 645.2, pág. 1272.

- Pomares, M, A Zavagno, L Deharveng, M Cunningham, P Jones, S Kurtz, D Russeil, J Caplan y F Comeron (2009). “Triggered star formation on the borders of the Galactic Hii region RCW 82”. En: *Astronomy & Astrophysics* 494.3, págs. 987-1003.
- Preibisch, Thomas y Hans Zinnecker (2007). “Sequentially triggered star formation in OB associations”. En: *Proceedings of the International Astronomical Union* 2.S237, págs. 270-277.
- Pudritz, Ralph E, Rachid Ouyed, Christian Fendt y Axel Brandenburg (2007). “Disk winds, jets, and outflows: theoretical and computational foundations”. En: *arXiv preprint astro-ph/0603592*.
- Rathborne, JM, MG Burton, KJ Brooks, M Cohen, MCB Ashley y JWV Storey (2002). “Photodissociation regions and star formation in the Carina nebula”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 331.1, págs. 85-97.
- Rathborne, JM, AM Johnson, JM Jackson, RY Shah y R Simon (2009). “Molecular Clouds and Clumps in the Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey”. En: *arXiv preprint arXiv:0904.1217*.
- Rawlings, JMC, Matt P Redman, E Keto y DA Williams (2004). “HCO⁺ emission excess in bipolar outflows”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 351.3, págs. 1054-1062.
- Reach, William T y Jeonghee Rho (1998). “Detection of far-infrared water vapor, hydroxyl, and carbon monoxide emissions from the supernova Remnant 3C 391”. En: *The Astrophysical Journal Letters* 507.1, pág. L93.
- Reipurth, B (2000). “VizieR Online Data Catalog: General Catalogue of Herbig-Haro Objects (Reipurth+, 1999)”. En: *VizieR Online Data Catalog* 5104.
- Reipurth, Bo y John Bally (2001). “Herbig-Haro flows: Probes of early stellar evolution”. En: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 39.1, págs. 403-455.
- Rodríguez, Luis F, Ricardo F González, Gabriela Montes, Hassan M Asiri, Alejandro C Raga y Jorge Cantó (2012). “Compact radio sources in M17”. En: *The Astrophysical Journal* 755.2, pág. 152.
- Rohlfs, Kristen y Thomas L Wilson (1996). *Tools of radio astronomy*. Springer Science & Business Media.

- Rosado, M, A Laval, E Le Coarer, YP Georgelin, P Amram, M Marcelin, G Goldes y JL Gach (1996). "Formation of the nebular complex N11 in the Large Magellanic Cloud." En: *Astronomy and Astrophysics* 308, págs. 588-600.
- Rosolowsky, Erik, Miranda K Dunham, Adam Ginsburg, E Todd Bradley, James Aguirre, John Bally, Cara Battersby, Claudia Cyganowski, Darren Dowell, Meredith Drosback et al. (2010). "The Bolocam Galactic Plane Survey. II. Catalog of the Image Data". En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 188.1, pág. 123.
- Saito, Hiro, Masao Saito, Kazuyoshi Sunada y Yoshinori Yonekura (2007). "Dense molecular clumps associated with young clusters in massive star-forming regions". En: *The Astrophysical Journal* 659.1, pág. 459.
- Sankrit, Ravi, Robin L Shelton, William P Blair, Kenneth R Sembach y Edward B Jenkins (2001). "Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observations of an X-Ray Bright Region in the Vela Supernova Remnant". En: *The Astrophysical Journal* 549.1, pág. 416.
- Schilke, P, CM Walmsley, G Pineau des Forêts, E Roueff, DR Flower y S Guilloteau (1992). "A study of HCN, HNC and their isotopomers in OMC-1. I-Abundances and chemistry". En: *Astronomy and Astrophysics* 256, págs. 595-612.
- Schneider, STEPHEN y BRUCE G Elmegreen (1979). "A catalog of dark globular filaments". En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 41, págs. 87-95.
- Shu, Frank H, Joan Najita, Eve C Ostriker y Hsien Shang (1995). "Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. V. Asymptotic collimation into jets". En: *The Astrophysical Journal Letters* 455.2, pág. L155.
- Simon, Robert, James M Jackson, Dan P Clemens, TM Bania y Mark H Heyer (2001). "The structure of four molecular cloud complexes in the BU-FCRAO Milky Way galactic ring survey". En: *The Astrophysical Journal* 551.2, pág. 747.
- Simpson, RJ, MS Povich, S Kendrew, CJ Lintott, E Bressert, K Arvidsson, C Cyganowski, S Maddison, Kevin Schawinski, R Sherman et al. (2012). "The milky way project first data release: a bubblier galactic disc". En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 424.4, págs. 2442-2460.

- Smith, Nathan, John Bally y Nolan R Walborn (2010a). “HST/ACS H α imaging of the Carina Nebula: outflow activity traced by irradiated Herbig–Haro Jets”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 405.2, págs. 1153-1186.
- Smith, Nathan, Matthew S Povich, Barbara A Whitney, Ed Churchwell, Brian L Babler, Marilyn R Meade, John Bally, Robert D Gehrz, Thomas P Robitaille y Keivan G Stassun (2010b). “Spitzer Space Telescope observations of the Carina nebula: the steady march of feedback-driven star formation”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406.2, págs. 952-974.
- Snell, RL y J Bally (1986). “Compact radio sources associated with molecular outflows”. En: *The Astrophysical Journal* 303, págs. 683-701.
- Sobolev, VV (1957). “The Diffusion of Lalpha Radiation in Nebulae and Stellar Envelopes.” En: *Soviet Astronomy* 1, pág. 678.
- Sridharan, TK, SJ Williams y GA Fuller (2005). “The direct detection of a (proto) binary/disk system in IRAS 20126+ 4104”. En: *The Astrophysical Journal Letters* 631.1, pág. L73.
- Szűcs, László, Simon CO Glover y Ralf S Klessen (2014). “The 12CO/13CO ratio in turbulent molecular clouds”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 445.4, págs. 4055-4072.
- Tafalla, M y A Hacar (2013). “HH 114 MMS: a new chemically active outflow”. En: *Astronomy & Astrophysics* 552, pág. L9.
- Tak, FFS Van der y KM Menten (2005). “Very compact radio emission from high-mass protostars-II. Dust disks and ionized accretion flows”. En: *Astronomy & Astrophysics* 437.3, págs. 947-956.
- Tak, FFS Van der, John H Black, FL Schöier, DJ Jansen y Ewine F van Dishoeck (2007). “A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra- With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios”. En: *Astronomy & Astrophysics* 468.2, págs. 627-635.
- Torii, Kazufumi, Yusuke Hattori, Keisuke Hasegawa, A Ohama, Thomas J Haworth, Kazuhiro Shima, Aasao Habe, Kengo Tachihara, Norikazu Mizuno, Toshikazu Onishi et al. (2017). “Triggered O Star Formation in M20 via Cloud–Cloud Collision:

- Comparisons between High-resolution CO Observations and Simulations”. En: *The Astrophysical Journal* 835.2, pág. 142.
- Urquhart, JS, T Csengeri, F Wyrowski, F Schuller, Sylvain Bontemps, L Bronfman, KM Menten, CM Walmsley, Y Contreras, H Beuther et al. (2014). “ATLASGAL—Complete compact source catalogue: $280^\circ < \ell < 60^\circ$ ”. En: *Astronomy & Astrophysics* 568, A41.
- Van Dishoeck, Ewine F, John H Black et al. (1988). “The photodissociation and chemistry of interstellar CO”. En: *Astrophysical Journal* 334, págs. 771-802.
- Vanhala, Harri AT y AGW Cameron (1998). “Numerical simulations of triggered star formation. I. Collapse of dense molecular cloud cores”. En: *The Astrophysical Journal* 508.1, pág. 291.
- Vazquez-Semadeni, Enrique, J Ballesteros-Paredes y RS Klessen (2003). “A holistic scenario of turbulent molecular cloud evolution and control of the star formation efficiency: first tests”. En: *The Astrophysical Journal Letters* 585.2, pág. L131.
- Visser, Ruud, EF Van Dishoeck y John H Black (2009). “The photodissociation and chemistry of CO isotopologues: applications to interstellar clouds and circumstellar disks”. En: *Astronomy & Astrophysics* 503.2, págs. 323-343.
- Von Weizsäcker, CF (1951). “The Evolution of Galaxies and Stars.” En: *The Astrophysical Journal* 114, pág. 165.
- Walborn, Nolan R y Joel Wm Parker (1992). “Two-stage starbursts in the Large Magellanic Cloud-N11 as a once and future 30 Doradus”. En: *The Astrophysical Journal* 399, págs. L87-L89.
- Walborn, Nolan R, Laurent Drissen, Joel Wm Parker, Abhijit Saha, John W MacKenty y Richard L White (1999). “HST/FOS Spatially Resolved Spectral Classification of Compact OB Groups in the Large Magellanic Cloud”. En: *The Astronomical Journal* 118.4, pág. 1684.
- Wang, M, Y-N Chin, C Henkel, JB Whiteoak y M Cunningham (2008). “Abundances and Isotope Ratios in the Magellanic Clouds: The Star-Forming Environment of N 113”. En: *The Astrophysical Journal* 690.1, pág. 580.

- Warren, SJ, NC Hambly, S Dye, O Almaini, NJG Cross, AC Edge, S Foucaud, PC Hewett, ST Hodgkin, MJ Irwin et al. (2007). “The United Kingdom Infrared Telescope Infrared Deep Sky Survey First Data Release”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 375.1, págs. 213-226.
- Weigelt, Gerd, H Beuther, K-H Hofmann, MR Meyer, Th Preibisch, D Schertl, MD Smith y ET Young (2006). “Bispectrum speckle interferometry of the massive protostellar outflow source IRAS 23151+ 5912”. En: *Astronomy & Astrophysics* 447.2, págs. 655-665.
- White, Glenn J, Richard P Nelson, Wayne S Holland, EI Robson, Jane S Greaves, Mark J McCaughrean, Göran L Pilbratt, Dana S Balser, Tomoharu Oka, Seiichi Sakamoto et al. (1999). “The Eagle Nebula’s fingers-pointers to the earliest stages of star formation?” En: *Astronomy & Astrophysics* 342, págs. 233-256.
- Wilson, TL y RT Rood (1994). “Abundances in the interstellar medium”. En: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 32.1, págs. 191-226.
- Wu, Yuefang, Yue Wei, Ming Zhao, Yong Shi, Wentao Yu, Shengli Qin y Maohai Huang (2004). “A study of high velocity molecular outflows with an up-to-date sample”. En: *Astronomy & Astrophysics* 426.2, págs. 503-515.
- Wynn-Williams, CG (1984). “Infrared Hydrogen Emission Lines from H II Regions and ‘Protostars’”. En: *Galactic and extragalactic infrared spectroscopy*. Springer, págs. 133-144.
- Yamaguchi, Reiko, Hiro Saito, Norikazu Mizuno, Yoshihiro Mine, Akira Mizuno, Hideo Ogawa y Yasuo Fukui (1999). “Molecular clouds and star formation in the southern H II regions”. En: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 51.6, págs. 791-818.
- Zavagno, A., L. Deharveng, J. Brand, F. Massi, J. Caplan, F. Comerón y B. Lefloch (2005). “Triggered massive-star formation on the borders of Galactic HII regions”. En: *Proceedings of the International Astronomical Union* 227.1, págs. 346-351.
- Zavagno, A, LD Anderson, D Russeil, L Morgan, GS Stringfellow, L Deharveng, JA Rodón, TP Robitaille, JC Mottram, F Schuller et al. (2010). “Star formation triggered by H II regions in our Galaxy-First results for N49 from the Herschel infrared survey of the Galactic plane”. En: *Astronomy & Astrophysics* 518, pág. L101.