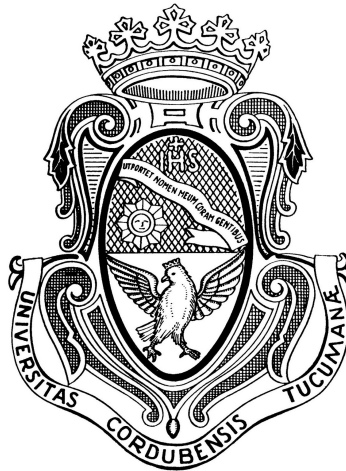


# Estudio Multifrecuencia de Jets Estelares



por la Lic. Leticia Virginia Ferrero

Directora: Dra. Cristina E. Cappa

Co-Directora: Dra. Mercedes N. Gómez

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación  
como parte de los requerimientos para la obtención del grado de  
*Doctora en Astronomía*

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Marzo 2020



El trabajo "Estudio Multifrecuencia de Jets Estelares" por la Lic. Leticia Virginia Ferrero se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial – Sin Obra Derivada 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).



*The truth is out there.  
May the Force be with you.*



## Agradecimientos

El recorrido fue largo y el aprendizaje intenso. Después de estos cinco años de doctorado son muchas las personas a las que quiero agradecerles por haber sido parte de este camino como "*padawan*" en la astronomía. En primer lugar, quiero agradecerles a mis "*maestras jedi*", a mi Directora la Dra. Cristina Cappa y a mi Co-Directora la Dra. Mercedes Gómez. Cristina aceptó dirigirme en esta tesis sin conocerme mucho y fue, como a ella le gusta decir, mi "mamá científica" que me introduzco, enseñó y guió en este nuevo mundo de la astronomía sub-milimétrica con mucha paciencia y me transmitió su pasión contagiosa por cada cosa nueva que me enseñaba. A Mercedes le quiero agradecer su dedicación, paciencia y apoyo ya desde la licenciatura, su exigencia me hizo crecer y aprender en el camino de la ciencia. Mi comisión asesora también fue una parte muy importante de este camino. Muchas gracias a los Drs. Guillermo Günthardt y David Merlo por toda la ayuda y consejos que recibí de ustedes, como así también el estímulo y la confianza en mis capacidades. También tengo que agradecerle a mi tribunal evaluador, los Drs. Alberto Petriella, Walter Weidmann y Javier Ahumada, que con sus enriquecedoras devoluciones y sugerencias terminaron de mejorar esta tesis doctoral.

A mis amigas y colegas por haber estado siempre presentes para alentarme, y con las que he compartido viajes y momentos inolvidables tanto de relax como de estrés: Lei, Ga y Fla. A Huguito por la paciencia infinita para explicarme lo que no entendía de radioastronomía y por el apoyo continuo a lo largo de estos años. A las "chinitas lindas" que en la distancia estuvieron tan presente siempre con sus palabras y apoyo como si estuvieran en la oficina de al lado, como en los viejos tiempos: Cinchu, Vir y Eli. Gracias también al resto de compañeros del obser y del IATE que siempre tenían la mejor onda y predisposición y que hacen que "el obser", sea un ambiente lleno de cordialidad. También quiero agradecerles a Horacio y Tere, mis tíos postizos, por el aliento, el cariño, la confianza y el soporte incondicional que me han dado desde el primer momento que me conocieron, y a mis tíos Mercedes y Hector, por el aprecio que tienen por mí y mi profesión.

Para el final, dejo el agradecimiento más grande, profundo e infinito hacia mis queridos padres Ester y Adolfo. Agradezco haber heredado su tesón y testarudez tan necesario para la investigación. Pero principalmente, les agradezco por haberme apoyado desde el primera momento en mi decisión de ser astrónoma y transitar el camino de una carrera científica, y por seguir haciéndolo. Sin su amor no podría haber comenzado y sin su soporte no podría haberme levantado tantas veces para seguir adelante hasta el día de hoy. ¡¡Los amo, **gracias infinitas!!**



## Resumen

Durante las etapas iniciales de la formación estelar, la incipiente estrella se haya altamente incrustada en su nube madre. Razón por la cual el estudio profundo de la estrella en formación y de los procesos que en ella ocurren son insuficientes a longitudes de onda del visible. Sin embargo, a longitudes de onda más largas (en infrarrojo, sub-milimétrico y milimétrico) es posible traspasar el polvo y la alta densidad del gas propias del medio, para tratar de develar los secretos de la formación estelar. Uno de los procesos que se desencadenan para formar a la nueva estrella es el de eyección de vientos, principalmente a lo largo del eje de rotación. Estos vientos son el indicio más claro de la actividad de formación estelar y es posible observarlos en un amplio rango de longitudes de onda desde el ultravioleta al radio. Dichas estructuras dan origen a los llamados flujos bipolares moleculares, observados en longitudes de onda infrarrojas y de radio, que en el rango óptico se manifiestan como jets y/u objetos Herbig-Haro (HH). Un aspecto que llama la atención en los jets estelares es la amplia variedad de morfologías que los mismos presentan: jets alta y pobremente colimados, con perfiles en forma de “S”, jets gigantes con dimensiones de parsecs, entre otros. En la mayoría de los casos se observan cadenas de “*knots*” (u objetos HH), lo cual sugiere que la fuente excitatriz (la proto-estrella) experimenta fases o estadios de intermitencia.

En la presente tesis se presenta un estudio observacional multi-frecuencia de tres jets estelares lejanos que se encuentran en diversos entornos de formación : MHO 1502, MHO 2147 y HH 137-138. Se utilizan datos propios obtenidos en el infrarrojo cercano con el instrumento GSAOI+GeMS del telescopio Gemini Sur, y en el sub-milimétrico con el receptor SHeFI, del radiotelescopio APEX. Además, para complementar los estudios multibanda, se emplean imágenes extraídas de bases de datos públicas de los telescopios *Spitzer*, *WISE* y *Herschel*, en el infrarrojo medio y lejano, y del relevamiento ATLASGAL en el sub-milimétrico. Se indagan no sólo las propiedades de los jets sino también de la nube circundante y de la estrella excitatriz.

En el caso de MHO 1502 y MHO 2147, imágenes de alta resolución obtenidas con el telescopio Gemini Sur permitieron develar con gran detalle la morfología de los mismos, la cual es reproducida por un modelo orbital en el caso del primero y por precesión en el caso del segundo. MHO 1502 se encuentra en la vecindad de una región H II 263.619–0.533 la cual, dado el estudio de la distribución de objetos estelares jóvenes (YSOs, por sus siglas en inglés) en las inmediaciones del jet, se presume que ha desencadenado el proceso de formación estelar en la región del jet. En el caso de MHO 2147, se determina la masa del grumo molecular en el cual se encuentra incrustada

la fuente excitatriz, IRAS 17527–2439 fortaleciendo la afirmación de que se trata de un objeto joven y masivo de Clase I.

Para el caso de HH 137-138, se presenta un estudio multifrecuencia que abarca un amplio rango de longitudes de onda entre  $2.122 \mu\text{m}$  (emisión en  $\text{H}_2$ ) y  $1.1 \text{ mm}$ , correspondiente a las líneas moleculares observadas con el telescopio APEX ( $^{12}\text{CO}(3-2)$ ,  $^{13}\text{CO}(3-2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ ,  $\text{HCO}^+(3-2)$  y  $\text{HCN}(3-2)$ ). Del análisis de las imágenes de alta resolución en  $\text{H}_2$  obtenidas con GSAOI+GeMS/Gemini, se detecta la contraparte infrarroja de los *knots* ópticos identificados previamente en la literatura, como así también de nuevos *knots* adyacentes identificados en el campo. Las emisiones detectadas en  $4.5 \mu\text{m}$  con *Spitzer* no solo coinciden con las de  $\text{H}_2$  y óptico de HH 137, sino que también ajustan los *knots* correspondientes de HH 138. A su vez, se identifica una estructura en  $4.5 \mu\text{m}$  con forma de arco que coincide con picos de emisión en longitudes de onda entre  $8$  y  $870 \mu\text{m}$ , y picos en las líneas de emisión de alta densidad de  $\text{HCO}^+(3-2)$  y  $\text{HCN}(3-2)$ . Coincidiendo con el arco en  $4.5 \mu\text{m}$  se encuentran una fuente *WISE* y dos fuentes jóvenes de Clase I identificadas en el catálogo de *Spitzer*, que refuerzan la hipótesis de que éstas son las fuentes excitatrices y que pertenecerían a un sistema binario. Por otro lado, la distribución espacial de la emisión de la línea de  $^{12}\text{CO}$  evidencia la presencia de tres *outflows* bipolares, de los cuales dos de ellos coinciden con los jets ópticos HH 137 y 138 y sus contrapartes en  $\text{H}_2$  y  $4.5 \mu\text{m}$ . Más aun, estos dos *outflows* en  $^{12}\text{CO}$  parecen ser originados por la/s fuente/s excitatriz/es propuestas.



## Abstract

During the early stages of star formation, the incipient star is highly embedded in its parent cloud. For this reason, in-depth studies of the forming star and the processes occurring in it are insufficient at visible wavelengths. However, at longer wavelengths (infrared, sub-millimetre and millimetre) it is possible to penetrate the dust and high gas density of the medium to try to unravel the secrets of star formation. One of the processes that are triggered to form the new star is the ejection of winds, mainly along the rotation axis. These winds are the clearest indication of star formation activity and can be observed in a wide range of wavelengths from the ultraviolet to the radio. Such structures give rise to so-called bipolar molecular outflows, observed at infrared and radio wavelengths, which in the optical range manifest themselves as jets and/or Herbig-Haro (HH) objects. A striking aspect of stellar jets is the wide variety of morphologies they present: highly and poorly collimated jets, S-shaped profiles, giant jets with parsec dimensions, among others. In most cases, chains of knots (or HH objects) are observed, suggesting that the exciting source (the protostar) undergoes phases or stages of intermittency.

This thesis presents a multi-frequency observational study of three distant stellar jets in different formation environments: MHO 1502, MHO 2147 and HH 137-138. We use our own data obtained in the near-infrared with the GSAOI+GeMS instrument of the Gemini South telescope, and in the sub-millimetre with the SHeFI receiver of the APEX radio telescope. In addition, to complement the multi-band studies, images extracted from public databases of the *Spitzer WISE* and *Herschel* space telescopes in the mid- and far-infrared, and from the ATLASGAL survey in the sub-millimetre are used. Not only the properties of the jets are investigated, but also those of the surrounding cloud and the driving source.

In the case of MHO 1502 and MHO 2147, high-resolution images obtained with the Gemini South telescope revealed in great detail their morphology, which is reproduced by an orbital model in the case of the former and by precession in the case of the latter. MHO 1502 lies in the vicinity of the HII region 263.619–0.533 which, given the study of the distribution of young stellar objects (YSOs) in the vicinity of the jet, is presumed to have triggered the star formation process in the jet region. In the case of MHO 2147, the mass of the molecular clump in which the driving source IRAS 17527–2439 is embedded is determined, strengthening the claim that it is a young and massive Class I object.

For HH 137–138, a multi-frequency study is presented covering a wide wavelength range between 2.122  $\mu\text{m}$  ( $\text{H}_2$  emission) and 1.1 mm, corresponding to the molecular lines observed

with the APEX telescope ( $^{12}\text{CO}(3-2)$ ,  $^{13}\text{CO}(3-2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ ,  $\text{HCO}^+(3-2)$  and  $\text{HCN}(3-2)$ ). From the analysis of the high-resolution  $\text{H}_2$  images obtained with GSAOI+GeMS/Gemini, the infrared counterparts of the optical knots previously identified in the literature are detected, as well as new adjacent knots identified in the field. The emission detected at  $4.5\ \mu\text{m}$  with *Spitzer* not only matches the  $\text{H}_2$  and optical knots of HH 137, but also matches the corresponding knots of HH 138. In addition, an arc-shaped structure is identified at  $4.5\ \mu\text{m}$  that coincides with emission peaks at wavelengths between 8 and  $870\ \mu\text{m}$ , and peaks in the high-density emission lines of  $\text{HCO}^+(3-2)$  and  $\text{HCN}(3-2)$ . Coinciding with the arc at  $4.5\ \mu\text{m}$  are a *WISE* source and two young Class I sources identified in the *Spitzer* catalogue, which reinforce the hypothesis that these are the exciting sources and would belong to a binary system. On the other hand, the spatial distribution of the  $^{12}\text{CO}$  line emission evidences the presence of three bipolar outflows of which two of them coincide with the optical jets HH 137 and 138 and their counterparts in  $\text{H}_2$  and  $4.5\ \mu\text{m}$ . Moreover, these two outflows in  $^{12}\text{CO}$  seem to be originated by the proposed driving source(s).

# Índice general

<b>Lista de figuras</b>	<b>XV</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>XIX</b>
<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Formación Estelar</b>	<b>3</b>
1.1. Regiones de Formación Estelar . . . . .	3
1.2. Nubes moleculares . . . . .	3
1.2.1. Nubes oscuras infrarrojas (IRDC) . . . . .	6
1.3. Formación de estrellas de baja masa . . . . .	8
1.3.1. Clases O, I, II y III . . . . .	8
1.3.2. Evento de tipo FU Orionis . . . . .	10
1.3.3. Diagramas de diagnóstico . . . . .	10
1.4. Formación de estrellas masivas . . . . .	13
1.4.1. Regiones H II, Ultra-Compactas (UCHII) y Regiones de foto-disociación	15
1.4.2. Formación estelar secuencial . . . . .	18
1.5. Jets Estelares y Flujos Bipolares Moleculares . . . . .	18
1.5.1. Jets estelares . . . . .	18
1.5.2. Flujos bipolares moleculares . . . . .	20
1.5.3. La línea en 2.122 $\mu\text{m}$ del $\text{H}_2$ . . . . .	21
1.5.4. Los EGOs y <i>Green Fuzzies</i> . . . . .	22
1.5.5. <i>Outflows</i> y jets gigantes . . . . .	23
1.5.6. HH 46/47: Un ejemplo prototipo . . . . .	24
<b>2. Datos en el Infrarrojo</b>	<b>29</b>
2.1. Gemini: GSAOI+GeMS . . . . .	29
2.1.1. Óptica Adaptativa: GeMS . . . . .	30
2.1.2. Reducción de datos: THELI . . . . .	34
2.2. Datos complementarios . . . . .	44
2.2.1. <i>Spitzer</i> . . . . .	44

2.2.2.	<i>WISE</i> . . . . .	46
2.2.3.	<i>Herschel</i> . . . . .	46
<b>3.</b>	<b>Datos en el Sub–milimétrico</b>	<b>47</b>
3.1.	Radiotelescopio APEX . . . . .	47
3.1.1.	Reducción de datos: CLASS/GILDAS . . . . .	50
3.2.	Datos complementarios: ATLASGAL . . . . .	54
<b>4.</b>	<b>Líneas moleculares</b>	<b>59</b>
4.1.	Monóxido de Carbono . . . . .	59
4.1.1.	Transiciones Rotacionales . . . . .	62
4.2.	Transporte radiativo . . . . .	63
4.3.	Parámetros moleculares . . . . .	66
4.3.1.	Temperatura de excitación . . . . .	66
4.3.2.	Profundidad óptica . . . . .	67
4.3.3.	Densidad columnar . . . . .	68
4.3.4.	Masa del gas molecular . . . . .	70
<b>5.</b>	<b>Los jets estelares MHO 1502 y MHO 2147</b>	<b>73</b>
5.1.	Introducción . . . . .	73
5.2.	MHO 1502 . . . . .	74
5.2.1.	Antecedentes . . . . .	74
5.2.2.	Observaciones . . . . .	75
5.2.3.	Análisis . . . . .	77
5.3.	MHO 2147 . . . . .	89
5.3.1.	Antecedentes . . . . .	89
5.3.2.	Observaciones . . . . .	91
5.3.3.	Análisis . . . . .	93
5.4.	Modelado de los jets MHO 1502 y MHO 2147 . . . . .	102
5.5.	Conclusiones . . . . .	106
<b>6.</b>	<b>Estudio multifrecuencia de HH 137 y HH 138</b>	<b>109</b>
6.1.	Introducción . . . . .	109
6.2.	Antecedentes . . . . .	110
6.3.	Observaciones . . . . .	113
6.3.1.	Observaciones con el telescopio Gemini . . . . .	113
6.3.2.	Observaciones con el telescopio APEX . . . . .	113
6.3.3.	Datos complementarios . . . . .	114
6.4.	Resultados con datos infrarrojos . . . . .	115
6.4.1.	Resultados obtenidos con el telescopio Gemini . . . . .	115

6.4.2. Resultados obtenidos con imágenes complementarias: <i>Spitzer</i> , <i>Herschel</i> y ATLASGAL . . . . .	118
6.5. La fuente excitatriz . . . . .	122
6.6. Resultados con datos sub-milimétricos . . . . .	125
6.6.1. Análisis de los datos en CO . . . . .	125
6.6.2. Moléculas de alta densidad: $\text{HCO}^+(3-2)$ y $\text{HCN}(3-2)$ . . . . .	128
6.6.3. Parámetros físicos del núcleo molecular . . . . .	131
6.6.4. Los <i>outflows</i> moleculares . . . . .	133
6.7. Conclusiones . . . . .	139
<b>Conclusiones generales</b>	<b>143</b>
<b>A. Ensanchamiento de las líneas</b>	<b>147</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>149</b>



# Lista de figuras

1.1. Imagen del complejo molecular de la nube de Orión. . . . .	4
1.2. Nube oscura Barnard 59. . . . .	5
1.3. Imagen del conocido glóbulo de Bok, B68. . . . .	6
1.4. Nube oscura en el infrarrojo: nebulosa de la Serpiente . . . . .	7
1.5. Esquema de Pre–Secuencia Principal para estrellas de baja masa . . . . .	9
1.6. Diagramas de diagnóstico Color–Color en filtros infrarrojos de <a href="#">Lada and Adams (1992)</a> y <a href="#">Koenig et al. (2012)</a> . . . . .	11
1.7. Diagramas de diagnóstico con las bandas de <i>Spitzer</i> : color-color y color-magnitud	12
1.8. Modelo de formación de estrellas de alta masa por acreción y colisión. . . . .	15
1.9. Esquema de las regiones de fotodisociación. . . . .	17
1.10. Esquema de formación estelar secuencial. . . . .	19
1.11. Esquema de la superficie de choque terminal de los jets. . . . .	20
1.12. Ejemplos de <i>outflows</i> pobre y altamente colimados. . . . .	21
1.13. HH 212 observado en 2.122 $\mu\text{m}$ . . . . .	23
1.14. Imágen combinada de L1157 en las bandas de IRAC/ <i>Spitzer</i> . . . . .	24
1.15. Ejemplo de un jet extenso: HH 34 . . . . .	25
1.16. Imagen combinada en el óptico/IR/sub–milimétrico del jet HH 111. . . . .	26
1.17. Interacción <i>outflow</i> –jet en HH 46/47 en $\text{H}\alpha$ . . . . .	27
1.18. Interacción <i>outflow</i> –jet en HH 46/47 en bandas de <i>Spitzer</i> . . . . .	27
1.19. HH 46/47: ejemplo de un <i>outflow</i> molecular pequeño . . . . .	28
1.20. Modelo unificado de jets/ <i>outflows</i> en una estrella en formación. . . . .	28
2.1. Telescopio Gemini Norte y base del telescopio Gemini Sur donde se observan los instrumentos instalados . . . . .	30
2.2. Telescopio Gemini Sur con los lasers del sistema de OA GeMS en funcionamiento.	31
2.3. Campo del detector GSAOI montado en el telescopio Gemini Sur. . . . .	32
2.4. Ejemplos del efecto de <i>anisoplanatismo</i> en las imágenes. . . . .	33
2.5. Imagen del entorno gráfico del programa de reducción THELI. . . . .	36
2.6. Proceso de preparación de las imágenes con THELI. . . . .	37
2.7. Proceso de calibración de las imágenes con THELI. . . . .	38

2.8. Proceso de corrección por fondo de cielo de las imágenes con THELI. . . . .	39
2.9. Ejemplo de máscaras malas, creadas con THELI. . . . .	40
2.10. Ejemplo de máscaras buenas, creadas con THELI. . . . .	40
2.11. Proceso de pesado de las imágenes con el programa THELI. . . . .	41
2.12. Proceso de calibración astrométrica y fotométrica con THELI. . . . .	43
2.13. Proceso de substracción del fondo de cielo y apilado de las imágenes con el programa THELI . . . . .	45
3.1. Imagen del radiotelescopio APEX. . . . .	48
3.2. Tabla de instrumentos del radiotelescopio APEX. . . . .	49
3.3. Mapa de apuntamiento en modo <i>On-The-Fly</i> del telescopio APEX. . . . .	51
3.4. Imagen representativa de los cubos de datos generados por APEX. . . . .	52
3.5. Ejemplo del proceso de ajuste de línea de base de los datos con el programa CLASS. . . . .	53
3.6. Mapa de los perfiles de la molécula de $^{12}\text{CO}(3-2)$ . . . . .	55
3.7. Mapa de los perfiles de la molécula $\text{HCO}^+(3-2)$ . . . . .	56
3.8. Imagen de la visualización de un cubo de datos con CLASS. . . . .	57
4.1. Representación esquemática de los niveles vibracionales y rotacionales en una molécula diatómica en un nivel electrónico. . . . .	60
4.2. Niveles energéticos rotacionales para la molécula de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ . . . . .	62
4.3. Esquema de ángulo sólido. . . . .	63
4.4. Esquema del transporte de radiación dentro de una porción de materia. <i>Créditos: Imagen adaptada de <a href="#">Stahler et al. (2000)</a></i> . . . . .	65
5.1. Imágenes combinadas de MHO 1502 en las bandas de IRAC/MIPS del telescopio <i>Spitzer</i> del trabajo de <a href="#">Giannini et al. (2013)</a> . . . . .	75
5.2. Imagen combinada de MHO 1502 en los filtros $\text{H}_2$ y K con Gemini. . . . .	78
5.3. <i>Knots</i> MHO 1502-A, B, C y D en $\text{H}_2$ . . . . .	79
5.4. <i>Knots</i> MHO 1502-E, F, G y H en $\text{H}_2$ . . . . .	80
5.5. <i>Knots</i> MHO 1502-I y J en $\text{H}_2$ . . . . .	81
5.6. Imagen de IRAC 18064 en la banda $\text{H}_2$ y K. . . . .	81
5.7. Imagen combinada de la región H II 263.619–0.533 en los filtros $3.6 \mu\text{m}$ , $4.5 \mu\text{m}$ y $8.0 \mu\text{m}$ de IRAC/ <i>Spitzer</i> . . . . .	85
5.8. Imagen combinada de la región H II 263.619–0.533 en los filtros $4.5 \mu\text{m}$ , $8.0 \mu\text{m}$ y $24 \mu\text{m}$ de <i>Spitzer</i> más densidad columnar. . . . .	86
5.9. Diagramas $[8.0]$ vs $[4.5]$ – $[8.0]$ y $[5.8]$ – $[8.0]$ vs $[3.6]$ – $[4.5]$ . . . . .	87
5.10. Identificación de YSOs alrededor de MHO 1502 en la región H II 263.619–0.533. . . . .	89
5.11. Imágenes combinadas de la región de MHO 2147 en las bandas de IRAC/ <i>Spitzer</i> tomadas de los trabajo de <a href="#">Varricatt (2011)</a> y <a href="#">Chen et al. (2013)</a> . . . . .	90
5.12. Imagen combinada de MHO 2147 y MHO 2148 en los filtros $\text{H}_2$ y K con Gemini. . . . .	93



5.13. <i>Knots</i> MHO 2147–A, B, C y D en H <sub>2</sub> . . . . .	96
5.14. <i>Knots</i> MHO 2147–E, F, G, H e I en H <sub>2</sub> . . . . .	97
5.15. <i>Knots</i> MHO 2147–J, K y L en H <sub>2</sub> . . . . .	98
5.16. <i>Knots</i> MHO 2148–A y B en H <sub>2</sub> . . . . .	99
5.17. Imagen combinada de IRAS 17527 en 8.0, 70, 500 y 870 μm. . . . .	100
5.18. Mapa de temperatura de polvo (T <sub>polvo</sub> ) y densidad columnas (N(H <sub>2</sub> )) en la región de IRAS 17527. . . . .	101
5.19. SED de IRAS 17527–2439 obtenida por Varricatt (2011). . . . .	102
5.20. Ajuste de los modelos orbital y de precesión a MHO 1502. . . . .	105
5.21. Ajuste de los modelos orbital y de precesión a MHO 2147. . . . .	106
6.1. Imagen en Hα de la región donde se encuentra HH 137 y HH 138. . . . .	111
6.2. Imagen y espectro de detección de HH 137 y HH 138 obtenidos por Ogura (1993). . . . .	112
6.3. Imagen combinada de HH 137, en los filtros H <sub>2</sub> y K con GSAOI+GeMS/Gemini. . . . .	116
6.4. Imagen combinada en bandas de <i>Spitzer</i> donde se indican presencia de EGOs asociados a HH 137 y 138. . . . .	120
6.5. Imagen combinada en bandas de <i>Spitzer</i> , <i>Herschel</i> y ATLASGAL. . . . .	121
6.6. Mapa de temperatura de polvo (T <sub>polvo</sub> ) y densidad columnas (N(H <sub>2</sub> )) en la región de HH 137/138. . . . .	123
6.7. Imagen combinada de <i>Spitzer</i> donde se observa la distribución de YSO de los catálogos de <i>Herschel</i> y <i>WISE</i> . . . . .	124
6.8. Espectros integrados de las líneas de <sup>12</sup> CO(3–2), <sup>13</sup> CO(3–2) y C <sup>18</sup> O(3–2) en la región de HH 137/138. . . . .	127
6.9. Diagrama Posición–Posición de HH 137/138 con contornos en <sup>12</sup> CO(3–2). . . . .	129
6.10. Diagrama Posición–Posición de HH 137/138 con contornos en <sup>13</sup> CO(3–2) y C <sup>18</sup> O(3–2). . . . .	130
6.11. Perfil de las líneas moleculares de alta densidad HCO <sup>+</sup> (3–2) y HCN(3–2). . . . .	131
6.12. Imagen combinada de <i>Spitzer</i> y contornos en las moléculas de alta densidad HCO <sup>+</sup> (3–2) y HCN(3–2). . . . .	132
6.13. Emisión integrada de <sup>12</sup> CO(3–2) que muestra la distribución espacial de las alas azules y rojas. . . . .	135
6.14. Distribución espacial de los <i>outflows</i> 1, 2 y 3 detectados en la molécula de <sup>12</sup> CO(3–2). . . . .	136
6.15. Diagramas Posición–Velocidad de la emisión molecular de <sup>12</sup> CO(3–2) correspondientes a los <i>outflows</i> 1, 2 y 3. . . . .	137
6.16. Modelo esquemático de las posibles distribuciones espaciales de los <i>outflows</i> 1 y 2. . . . .	142



# Lista de tablas

4.1.	Propiedades de las transiciones rotacionales, vibracionales y electrónicas. . . . .	61
4.2.	Densidades críticas de $^{12}\text{CO}$ , $\text{HCO}^+$ y $\text{HCN}$ . . . . .	61
4.3.	Valores de las constantes rotacionales y de los momentos dipolares de las moléculas $^{12}\text{CO}$ , $^{13}\text{CO}$ y $\text{C}^{18}\text{O}$ . . . . .	69
5.1.	MHO 1502: Flujos de los <i>knots</i> en $\text{H}_2$ . . . . .	81
5.1.	Continuación. . . . .	82
5.1.	Continuación. . . . .	83
5.2.	MHO 2147: Flujos de los <i>knots</i> en $\text{H}_2$ . . . . .	94
5.2.	Continuación. . . . .	95
5.3.	Parámetros obtenidos del modelado de los jets MHO 1502 y MHO 2147. . . . .	105
6.1.	HH 137: <i>Knots</i> detectados en $\text{H}_2$ con el telescopio Gemini . . . . .	117
6.2.	HH 137 y HH 138: EGOs detectados en $4.5 \mu\text{m}$ . . . . .	119
6.3.	YSOs presentes en la región central entre HH 137 y 138 . . . . .	126
6.4.	Parámetros de los <i>outflows</i> detectados. . . . .	140



# Introducción

El estudio del fenómeno de eyección de material por parte de las estrellas en formación comenzó en la década de 1950 con los primeros descubrimientos por parte de Herbig (1951) y Haro (1952), quienes observaron la presencia de pequeños objetos nebulares, los cuales presentaban abundantes líneas de emisión en sus espectros ópticos. Dichas líneas son el resultado de la interacción del viento estelar y la nube circundante. Inicialmente estos objetos fueron observados en el rango óptico del espectro, pero con el correr de los años y el avance tecnológico, ha sido posible observarlos en un amplio rango de longitudes de onda, desde los rayos X hasta las ondas de radio. La acción del jet arrastra el material de la nube circundante dando origen a los flujos bipolares moleculares que son observados en radio. Las estructuras de *outflows* y/o jets son entonces inherentes al proceso de formación de la nueva estrella.

El objetivo específico del presente trabajo de tesis es el de analizar en detalle tres jets estelares que presentan formas que se apartan de los jets ópticos altamente colimados. En dos de los casos (MHO 1502 y MHO 2147) se indagan las causas de los perfiles en forma de “S”, en tanto que en el caso del objeto HH 137/138 se presenta un estudio integral tanto del jet óptico-infrarrojo como del o de/los *outflows* moleculares asociados. En todos los casos se vinculan la forma o propiedades de los jets con las de sus entornos y fuentes excitatrices. Para llevar a cabo estos estudios se emplean observaciones obtenidas con los telescopios Gemini y APEX y datos de bases públicas correspondientes a los telescopios *Spitzer*, *WISE* y *Herschel*, además del relevamiento sub-milimétrico ATLASGAL.

El desarrollo de la presente Tesis, comienza con esta breve introducción en la que se delinea el propósito de la misma. En el Capítulo 1 se describen los lugares donde se forman las estrellas y los escenarios actuales para la formación de las estrellas de baja y alta masa. Dentro de este contexto se considera la formación de las estructuras de *outflows* moleculares y jets. En el Capítulo 2 se describe la obtención de datos en el infrarrojo cercano con el telescopio Gemini Sur y el instrumento GSAOI+GeMS y el proceso de reducción de datos empleado. Se mencionan sintéticamente diversos relevamientos infrarrojos empleados en esta Tesis. Similarmente, en el Capítulo 3 se presentan las observaciones realizadas con APEX y el proceso de reducción empleado para el tratamiento de datos sub-milimétricos. Se menciona, brevemente, las características del relevamiento ATLASGAL, cuyos datos son empleados para complementar los obtenidos con los dos telescopios mencionados. El marco teórico para el análisis de las líneas moleculares, en particular de la molécula de monóxido

de carbono (CO), y los parámetros físicos que pueden ser obtenidos de ésta y sus isótopos se presentan en el Capítulo 4.

En el Capítulo 5 se presenta el estudio de los jets MHO 1502 y MHO 2147, para lo cual se emplearon imágenes en  $H_2$  ( $2.12 \mu\text{m}$ ) obtenidas con el telescopio Gemini, complementadas con imágenes de bases de datos en el infrarrojo medio, cercano y en el sub-milimétrico. El análisis de los objetos HH 137-138 se realiza en el Capítulo 6. Para estos objetos se llevó a cabo un estudio multifrecuencia, empleando datos obtenidos con Gemini y APEX, además de datos complementarios en el infrarrojo y sub-milimétrico. Se concluye la tesis con los resultados generales obtenidos.

# Capítulo 1

## Formación Estelar

En el presente capítulo se presentan diversos aspectos del proceso de formación estelar tanto para estrellas de baja como de alta masa. Se describen los lugares de formación estelar, en particular las nubes moleculares y las llamadas nubes infrarrojas oscuras. Se introduce el esquema evolutivo de estrellas de baja masa, basado en la morfología de las distribuciones espectrales de energía. Se considera brevemente la etapa de FU Orionis (FUORS) y se explican diversos diagramas de diagnóstico que permiten identificar estrellas en formación en distintas fase evolutivas. Se analizan los escenarios propuestos para la formación de las estrellas de gran masa, las regiones H II y de foto-disociación, asociadas con este tipo de estrellas. Además se discute brevemente el modelo de formación estelar secuencial. Finalmente, se concluye el capítulo con la descripción y el análisis de los llamados flujos bipolares moleculares, de los jets estelares y de los objetos Herbig-Haro (HH).

### 1.1. Regiones de Formación Estelar

### 1.2. Nubes moleculares

Las nubes moleculares son el lugar donde la formación de las estrellas se lleva a cabo. Existen tres tipos de nubes moleculares, dependiendo de su masa y tamaño: las nubes moleculares gigantes (como la de Orión, ver Figura 1.1), las nubes oscuras o complejos moleculares (como la de Barnard 59 en la constelación Ophiuchus, ver Figura 1.2) y los llamados glóbulos de Bok (como el conocido Barnard 68, ver Figura 1.3, Alves et al., 2001). Las primeras, las nubes moleculares gigantes, tienen masas del orden de  $10^6 M_{\odot}$ , y tamaños de cientos de parsecs. Por su parte, las nubes oscuras poseen masas típicas de  $10^4 M_{\odot}$  y tamaños del orden de decenas de pc. Finalmente, los glóbulos de Bok son estructuras pequeñas con masas de unas pocas masas solares y dimensiones de unos pocos pc.

Respecto a su composición, las nubes moleculares están constituidas principalmente por hidrógeno molecular (de ahí su nombre), y en menor proporción, de monóxido de carbono, polvo y otras moléculas más complejas, a una densidad media de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  y temperatura de  $\sim 10 \text{ K}$ . En



**Figura 1.1** Imagen del complejo molecular de la nube de Orión, ubicada a 1350 a.l. de distancia. En el centro es posible divisar la nebulosa Cabeza de Caballo y a su derecha la nebulosa de Orión. *Créditos: Imagen extraída de la página web: <https://www.flickr.com/photos/deepskycolors/5124465639/in/photostream/>.*

el caso de la molécula de  $H_2$ , esta es simétrica (homo-nuclear), su centro de carga coincide con su centro de masa, por lo que no tiene momento dipolar permanente. Esto implica que no puede emitir radiación en transiciones puramente rotacionales. Sólo en regiones de elevada temperatura, como zonas afectadas por frentes de choque (ver Sección 1.5.3), la molécula de  $H_2$  puede emitir radiación en transiciones vibracionales, o en el medio atómico neutro, donde emite en líneas del infrarrojo. Por otra parte, las transiciones roto-vibracionales son demasiado energéticas para que sus niveles estén poblados en un medio tan frío. Dicho de otra manera, la transición rotacional de menor energía de la molécula de  $H_2$  no puede ser excitada colisionalmente a  $T \sim 10$  K. Por lo tanto, a las temperaturas típicas de las nubes moleculares, la molécula de hidrógeno no produce ningún tipo de transición y por ende no es detectable.

La segunda molécula en abundancia es la del CO. Esta molécula y sus isótopos  $^{12}CO$ ,  $^{13}CO$ ,  $C^{18}O$ , etc., por el contrario, experimentan transiciones rotacionales de gran intensidad, observables en longitudes de onda milimétricas (ver Capítulo 4). En particular, el primer nivel rotacional ( $J=1$ ) de la molécula de CO (CO(1-0)) requiere una temperatura de sólo 5.5 K, dando lugar a una línea en  $2.6 \mu m$ . La abundancia de estas moléculas es muy pequeña en relación a la del hidrógeno molecular (la razón de la abundancia del CO con respecto al  $H_2$  es  $\sim 10^{-4}$  o  $10^{-5}$ , Bolatto et al. 2013); sin embargo, su detección permite inferir la existencia del  $H_2$ , por este motivo se las denomina moléculas o especies trazadoras.

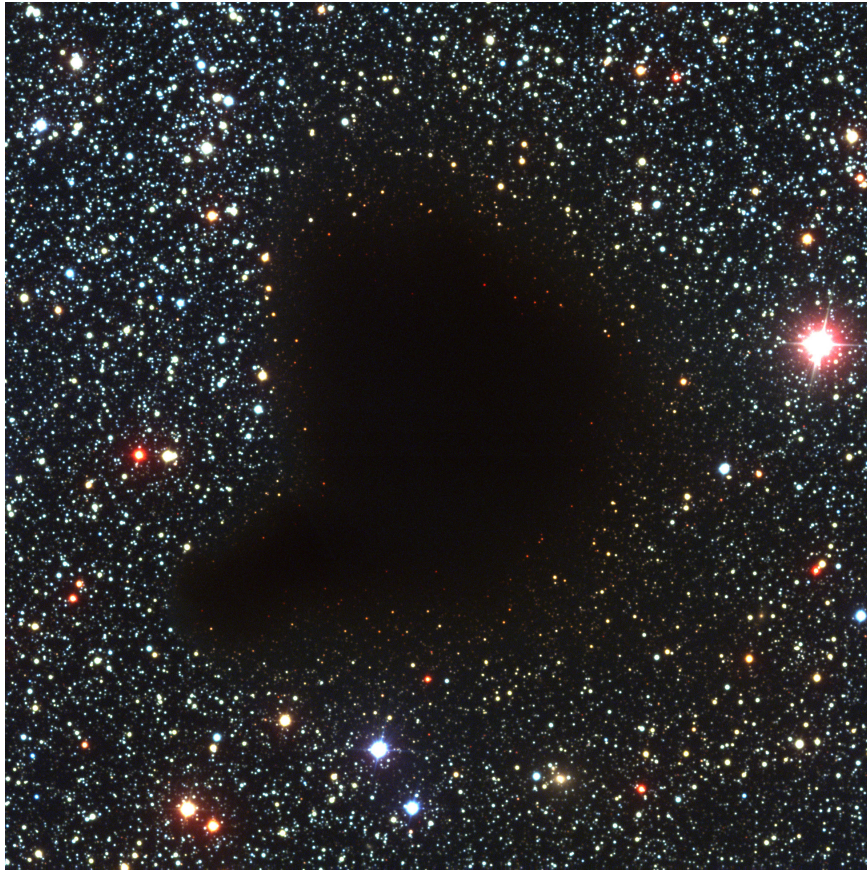




**Figura 1.2** Imagen de la nube oscura Barnard 59, también conocida como la nebulosa de la Pipa, ubicada a 600 a.l., en la constelación de Ophiuchus. Esta imagen fue tomada con el instrumento MPG, del telescopio de 2.2 m de la ESO, en los filtros ópticos *B* (en azul), *V* (en verde) e *I* (en rojo). *Créditos: Extraído de la página oficial de ESO: <https://www.eso.org>.*

En general, las nubes moleculares evidencian estructuras jerárquicas, con regiones localizadas de mayor densidad, llamadas grumos y con zonas aún más densas llamadas núcleos moleculares densos, los cuales representan propiamente el lugar donde se forman las estrellas. Los grumos poseen dimensiones de entre 0.1 y  $\sim 3$  pc, masas entre 50 y  $1000 M_{\odot}$  y densidades de  $10^4$  o  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que los núcleos densos son estructuras más pequeñas (dimensiones de 0.1 a 0.3 pc), masa de unas pocas a cientos de  $M_{\odot}$  y densidad de  $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Bergin and Tafalla, 2007). A su vez, los núcleos densos suelen subclasificarse en núcleos moleculares densos fríos (“cold molecular cores” o CMCs) y núcleos moleculares densos calientes (“hot molecular cores” o HMCs), dependiendo del estado evolutivo de los mismos. En general, los primeros no evidencian signos de formación estelar en tanto que los HMCs han sido calentados por una incipiente protoestrella masiva o por un cúmulo de estrellas masivas extremadamente joven (Cesaroni et al., 2010; Garay et al., 2004; Kurtz et al., 2000; Rosero et al., 2016, 2019).

Dado el amplio rango de densidades que presentan las nubes moleculares, para poder estudiar su estructura es necesario el empleo de diversas moléculas trazadoras, las cuales son excitadas

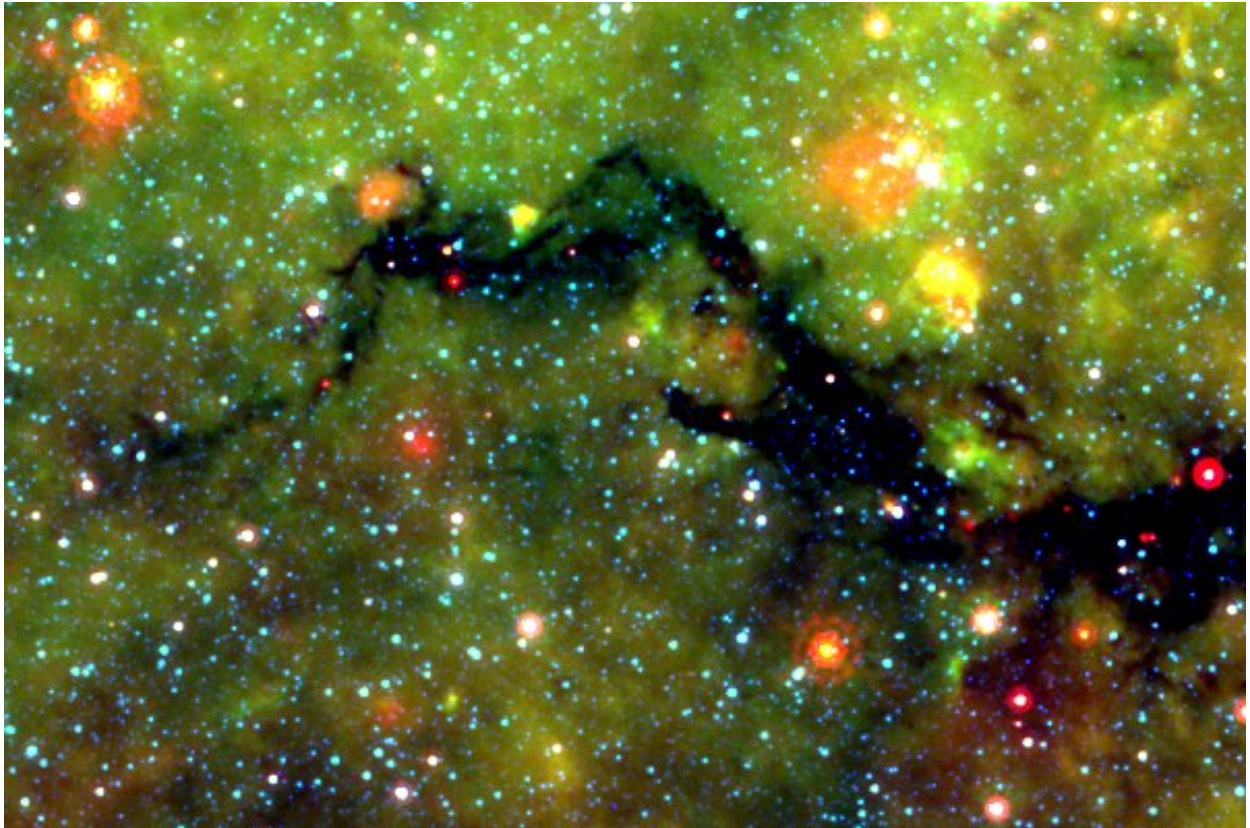


**Figura 1.3** Imagen combinada del conocido glóbulo de Bok, Barnard 68 (B 68), en los filtros *B* (en 440 nm, en azul), *V* (en 557 nm, en verde) e *I* (en 768 nm, en rojo) con el telescopio VLT. El mismo está ubicado en la constelación de Ophiuchus, a 500 a.l. de distancia. *Créditos: Extraído de la página oficial de ESO: <https://www.eso.org>.*

colisionalmente por la molécula del  $H_2$  a densidades particulares. Así por ejemplo, la molécula de CO es un trazador de baja densidad ( $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ), las de  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$  de densidades intermedias ( $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ) y las moléculas de  $\text{NH}_3$  o la del CS trazan las regiones más densas ( $\sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ), típicas, como se dijo, de los núcleos moleculares densos (Benson, 1986; Myers, 1999; Myers et al., 1991).

### 1.2.1. Nubes oscuras infrarrojas (IRDC)

Si bien, como se dijo en la sección anterior, las nubes moleculares están constituidas principalmente por hidrógeno molecular, también el polvo está presente y juega un rol esencial. A finales de los años noventa, los relevamientos sobre el plano galáctico con los telescopios Infrared Space Observatory (ISO, Perault et al., 1996) y Midcourse Space Experiment (MSX, Carey et al., 1998; Egan et al., 1998) identificaron por medio de contraste, siluetas oscuras sobre el fondo galáctico difuso y brillante en el infrarrojo medio que comenzaron a ser llamadas “*Infrared Dark Clouds*” (IRDC, Simon et al., 2006a). La Figura 1.4 muestra la nube oscura infrarroja de la Serpiente. Como se observa en dicha imagen, muchas IRDCs son prácticamente opacas en el rango de longitudes de



**Figura 1.4** La imagen muestra la nebulosa de la Serpiente fotografiada por los telescopios espaciales *Spitzer* y *Herschel*. A longitudes de onda del infrarrojo medio, el denso material nebuloso bloquea la luz de las estrellas más distantes. Sin embargo, en las longitudes de onda del infrarrojo lejano, la nebulosa brilla debido a la emisión del polvo frío. Créditos: Imagen extraída de <http://www.spitzer.caltech.edu/>.

onda de 7 a 100  $\mu\text{m}$ . En su mayoría, presentan estructuras filamentarias y extendidas (con tamaños típicos que van desde los 2 hasta los 15 pc).

Estudios milimétricos y sub-milimétricos demostraron que las IRDC son regiones de alta densidad ( $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ), frías ( $T < 25 \text{ K}$ ), y con grandes densidades columnares ( $\sim 10^{23} - 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ , Carey et al. 1998, 2000; Egan et al. 1998). Tanto las elevadas densidades como las bajas temperaturas sugieren que son nubes moleculares en una fase temprana, anterior a la formación de estrellas masivas, o de una formación estelar masiva incipiente (Jackson et al., 2008; Motte et al., 2007; Peretto and Fuller, 2009; Simon et al., 2006a). Algunos indicios de formación estelar se pueden inferir a través de la presencia de regiones H II ultra-compactas (Battersby et al., 2010), núcleos calientes o “hot cores” (Rathborne et al., 2008), fuentes embebidas con emisión en 24  $\mu\text{m}$  (Chambers et al., 2009), outflows moleculares (Beuther and Steinacker, 2007; Sanhueza et al., 2010), y emisión de masers (Chambers et al., 2009; Wang et al., 2006).

Por otro lado, el análisis de la distribución de estos objetos sobre el plano de la Galaxia las ubican en la región más masiva y activa de formación estelar, en el brazo de Scutum–Centaurus, dentro de un radio galáctico  $R_{gal} \sim 5 \text{ kpc}$  (Finn et al., 2013; Simon et al., 2006b). Teniendo en cuenta estos factores, las IRDC son consideradas como regiones muy adecuadas para la formación o

el nacimiento de las estrellas masivas (Beuther et al., 2005; Beuther and Steinacker, 2007; Jackson et al., 2008; Pillai et al., 2006; Rathborne et al., 2005, 2006, 2008, 2007; Simon et al., 2006b).

### 1.3. Formación de estrellas de baja masa

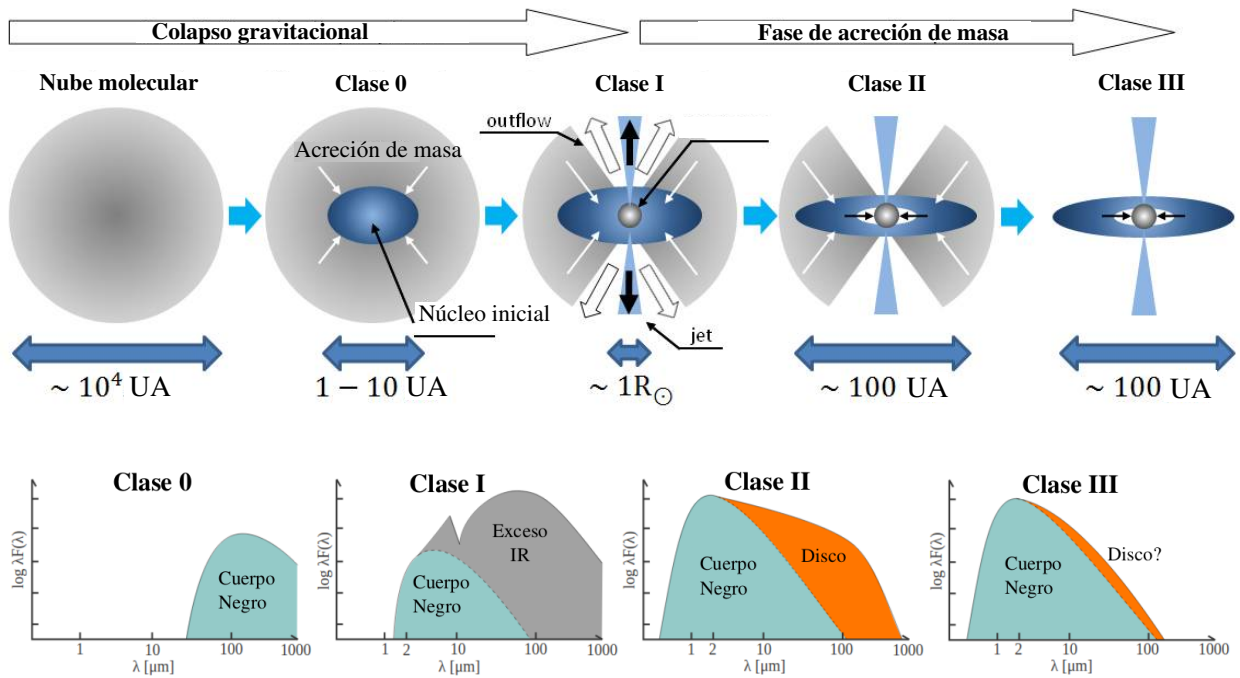
El proceso de formación de estrellas comienza con el colapso de un núcleo denso, frío y de rotación lenta, cuando éste ya no puede sostenerse contra la gravedad. El material que cae más rápidamente se acumula en el centro (la proto-estrella), la cual es rodeada por una envoltura densa. La mayor parte del material de la envoltura no caerá directamente hacia la proto-estrella sino que formará un disco alrededor del objeto central debido al exceso de momento angular (Cassen and Moosman, 1981; Shu et al., 1993, 1987; Terebey et al., 1984). Luego el material de la envoltura caerá hacia el disco y desde allí, hacia el centro a medida que se disipa el momento angular, permitiendo de esta manera que la estrella gane masa y se forme.

Simultáneamente con el proceso de acreción de masa, la estrella en formación arroja material de manera muy energética en forma de jets estelares y/o flujos bipolares moleculares (Adams and Lin, 1993; Koenigl and Ruden, 1993). Estas eyecciones de material tienen un doble efecto: 1- Contribuir en la disipación del exceso del momento angular que el disco le transfiere a la estrella central, que de otro modo disgregaría a la proto-estrella; 2- Barrer el material de la región de la envoltura, de modo que no quede material que pueda caer sobre el sistema proto-estrella+disco, finalizando así la etapa de acreción de la nueva estrella.

#### 1.3.1. Clases O, I, II y III

En base a la morfología de la distribución espectral de energía (SED, *spectral energy distribution*), los objetos proto- y pre-estelares de baja masa (típicamente con masas  $< 3 M_{\odot}$ ), se clasifican en cuatro categorías que corresponderían a una secuencia evolutiva (Andre and Montmerle, 1994; Andre et al., 1993; Feigelson and Montmerle, 1999; Lada, 1987). Como se muestra en el esquema de la Figura 1.5, los objetos de Clase 0 son los más jóvenes, poseen edades de  $\sim 10^4$  años y se encuentran muy incrustados en la nube madre. Por lo cual, estos objetos no son observados en longitudes de onda  $< 20 \mu\text{m}$  y están asociados con flujos moleculares bipolares, usualmente altamente colimados. Otra de las características distintivas de la Clase 0 es que la envoltura posee más masa que el centro estelar, lo que indica que se haya en pleno proceso de formación. Adicionalmente, las líneas moleculares usualmente presentan perfiles con una asimetría (auto-absorción central, con el ala roja menos intensa que la azul) que indica el colapso gravitacional (Mardones et al., 1997; Ward-Thompson et al., 1996; Zhou et al., 1993). Sus SEDs (ver Figura 1.5, paneles inferiores izquierdo), con picos en la región del infrarrojo lejano o del sub-milimétrico del espectro, pueden ser aproximadas por cuerpos negros de muy baja temperatura,  $\sim 20$  y  $30$  K.

Los objetos de Clase I con edades entre  $\sim 1 - 5 \times 10^5$  años (Kenyon et al., 1990; Myers et al., 1987; Wilking et al., 1989), comparten algunas características con sus antecesores (los objetos



**Figura 1.5** Esquema del proceso de evolución de una proto-estrella de baja masa (panel superior) durante el estadio de Pre-Secuencia Principal, y sus correspondientes distribuciones espectrales de energía observadas (paneles inferiores). *Créditos: Imágenes adaptadas de las páginas: [http://milkyway.sci.kagoshima-u.ac.jp/tsukamoto/study\\_en.html](http://milkyway.sci.kagoshima-u.ac.jp/tsukamoto/study_en.html) (imagen superior), y <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.1121574.v2> (imagen inferior).*

de Clase 0) y con los objetos de Clase II, que le siguen en el esquema evolutivo de las SEDs. Se encuentran incrustados en la nube progenitora y por lo tanto muy oscurecidos en longitudes de onda cortas; sin embargo, es posible detectarlos en  $2 \mu\text{m}$ , lo cual hace posible estudiarlos en el infrarrojo cercano. Las SEDs presentan máximos en las regiones del sub-milimétrico e infrarrojo lejano del espectro, evidenciando la presencia de grandes excesos infrarrojos y una clara absorción en  $9.7 \mu\text{m}$  debido al silicato interestelar. Para el modelado de estas SEDs se requiere de la presencia de una envoltante, aunque de menor masa que para los objetos de Clase 0, y de un disco incipiente que alcanzará máximo desarrollo en los objetos de Clase II. Están asociados con flujos moleculares bipolares y/o “jets” estelares, en general menos energéticos y colimados que aquellos asociados a objetos de Clase 0 (Bachiller, 1996; Bontemps et al., 1996; Gueth and Guilloteau, 1999; Stanke et al., 2002).

La Clase II está constituida por objetos que poseen edades  $\sim 1 - 5 \times 10^6$  años y se corresponden con las estrellas T Tauri del sub-tipo CTTS (*classical T Tauri stars*). Las SEDs tienen picos en la región del visible o del infrarrojo cercano con claros excesos no solo en el infrarrojo, sino también en la región ultravioleta y óptica. El primero es atribuible a la presencia de discos circunestelares de gas y polvo mientras que los excesos ultravioleta/óptico son considerados evidencia de la transferencia de masa (acreción) entre el disco y el objeto central (Lynden-Bell and Pringle, 1974).

Los objetos de Clase III, correspondientes a una edad de  $\sim 10^7$  años, representan la etapa que precede inmediatamente a la Secuencia Principal y evidencian características típicas de estrellas

T Tauri con emisión débil (WTTS, *weak emission T Tauri stars*). Las SEDs no presentan excesos significativos con respecto a un cuerpo negro que corresponde a la fotosfera estelar.

### 1.3.2. Evento de tipo FU Orionis

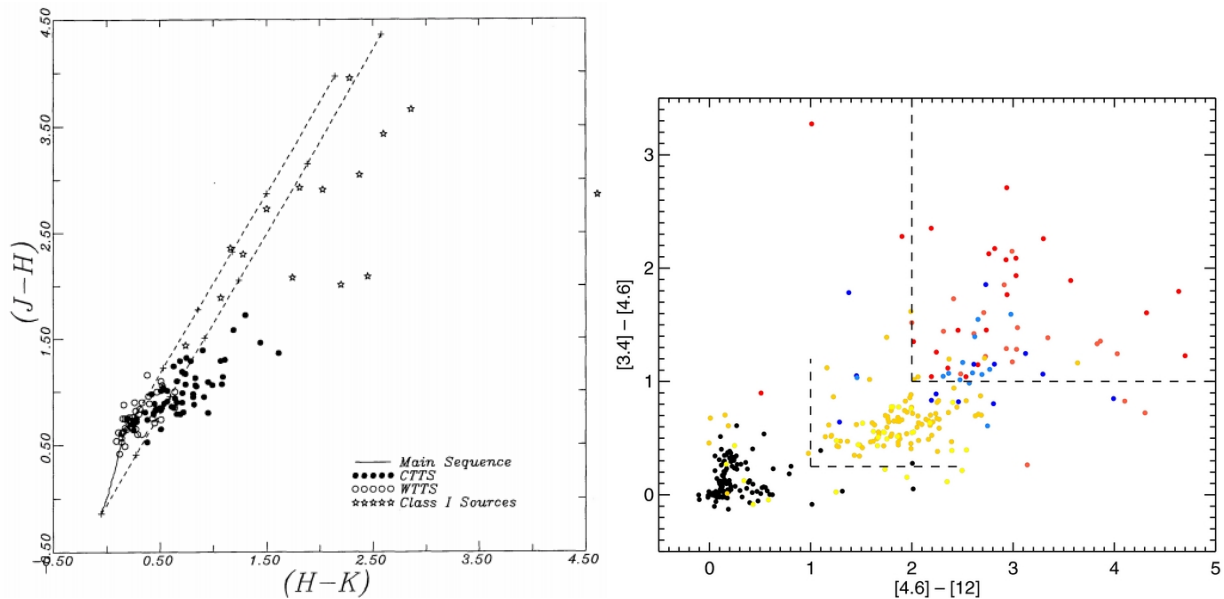
Los objetos de Clases I y II experimentarían episodios cuasi-periódicos, de relativamente corta duración ( $\sim 100$  años) en los que la tasa de acreción de masa se incrementa varios órdenes (típicamente  $10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$ , en comparación con las tasas de la Clase I  $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$  y la de la clase II  $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$ ). Esto hace que la estrella incremente su magnitud varias veces, particularmente en el óptico. Estos episodios se conocen como eventos de tipo FU Orionis (o FUORS), por ser justamente la estrella FU Orionis uno de los prototipos de la clase (Audard et al., 2014; Hartmann and Kenyon, 1985, 1996a).

La mencionada repetitividad de los eventos de tipo FU Orionis se basa en argumentos puramente estadísticos, ya que no se han registrado todavía dos estallidos consecutivos de un mismo objeto. Se estima que el intervalo de tiempo entre ellos es del orden de 100 a 1000 años (Hartmann, 1998), por lo cual podrían no haber sido detectados. Los mismos argumentos estadísticos indicarían que toda estrella en formación experimentaría del orden de 10 estallidos durante la etapa FU Orionis, por lo que, si asumimos una duración de los mismos de  $\sim 100$  años y una tasa de acreción de  $10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$ , típicamente  $0.1 M_{\odot}$  serían acretadas durante estos eventos. Notar que este valor es igual al correspondiente a una tasa de  $10^{-7} M_{\odot}/\text{años}$  durante  $10^6$  años. En otras palabras, la estrella en formación recibiría igual cantidad de masa del disco, ya sea acretando a una tasa constante durante  $10^6$  años, o experimentando 10 eventos FU Orionis.

El aumento de la tasa de acreción del disco es atribuido a la existencia de inestabilidades en el mismo. La situación más frecuentemente considerada es la de una inestabilidad térmica (Frank et al., 1992). La perturbación que origina la inestabilidad térmica está dada por la acreción de material desde la envoltente hacia el disco. Si la tasa de transferencia de masa de la envoltente al disco es mayor que la de éste a la estrella central, se origina una acumulación de material y un aumento de la densidad y la temperatura del disco lo que eventualmente produce un incremento abrupto en la tasa de acreción del disco a la estrella. Cabe mencionar que el número de objetos de este tipo conocidos al presente es relativamente pequeño, de alrededor de 30 (Connelley and Reipurth, 2018).

### 1.3.3. Diagramas de diagnóstico

Dado que la observación directa de objetos estelares jóvenes o YSOs en nubes moleculares es muy difícil debido a que éstos se encuentran en zonas oscurecidas por el polvo y de altas densidades, la única forma de investigar qué está sucediendo en estas regiones es a partir de su emisión infrarroja y observaciones en longitudes de onda sub-milimétricas y milimétricas, en radio. Con el doble propósito de identificar YSOs de estrellas de campo u de otros tipos de objetos astronómicos

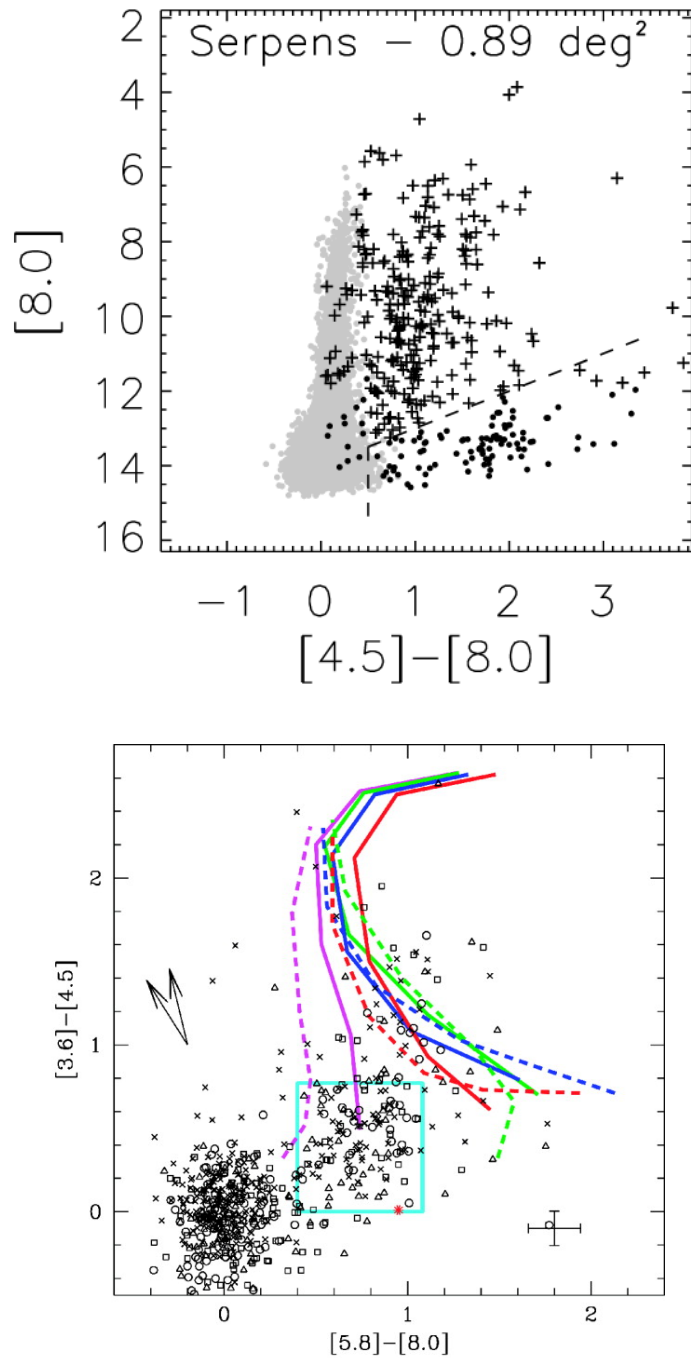


**Figura 1.6** Diagramas de diagnóstico Color–Color en filtros infrarrojos. *Panel izquierdo:* Diagrama  $(J-H)$  vs.  $(H-K)$  del complejo molecular de Taurus–Auriga. La curva inferior en línea continua indica la ubicación de las estrellas en Secuencia Principal (SP) desenrojadas, las líneas discontinuas marcan los valores superiores e inferiores de la SP y se corresponden con la banda de enrojecimiento para la fotosfera de una estrella normal. Objetos por fuera de esta banda y a la derecha, indican presencia de excesos infrarrojos intrínseco, propio de discos o material envolvente. Los símbolos indican la clasificación de los objetos en Clase I (estrellas), Clase II o CTTS (círculos negros) y Clase III o WTTS (círculos vacíos). *Panel derecho:* Diagrama  $[3.4]-[4.6]$  vs.  $[4.6]-[12]$  de la región de Tauro. Los puntos están clasificados en objetos sin discos (puntos negros), de Clase II (puntos amarillos), de Clase I con SEDs planas (puntos azules), e YSOs de Clase I (puntos rojos). Las líneas de puntos delimitan las regiones donde se ubica cada clasificación en este tipo de diagrama. *Créditos:* Imágenes extraídas del trabajo de [Lada and Adams \(1992\)](#) y [Koenig et al. \(2012\)](#).

(galaxias, estrellas evolucionadas, etc.) y de inferir su estado evolutivo en base a la clasificación en las cuatro clases antes indicadas (ver Sección 1.3.1), se emplean los llamados “diagramas de diagnóstico”. Estos diagramas se basan en las relaciones de magnitudes entre determinadas bandas, donde los diagramas del tipo Color–Magnitud (o diagramas C–M), permiten discernir los YSOs de otros objetos, y los diagramas Color–Color (o diagramas C–C), posibilitan su clasificación evolutiva en las Clases I, II y III o estrellas de campo. Los más conocidos son los diagramas C–C en el infrarrojo cercano  $(J-H)$  vs.  $(H-K)$  ([Lada and Adams, 1992](#)) y en el infrarrojo medio  $W1-W2$  vs.  $W2-W3$  ([Koenig et al., 2012](#)) que emplean los filtros de los relevamientos 2MASS y WISE, respectivamente (ver Figura 1.6).

Otros dos diagramas muy utilizados, y que serán empleados en este trabajo, son los que emplean las magnitudes obtenidas de las bandas del telescopio *Spitzer*. En particular, en este trabajo serán empleados los diagramas de diagnóstico C–M y C–C de [Harvey et al. \(2007, 2006\)](#), [Allen et al. \(2004\)](#) y [Megeath et al. \(2004\)](#).

**Diagrama Color–Magnitud:** En los trabajos de [Harvey et al. \(2007, 2006\)](#) se utilizan, entre otros, el diagrama color-magnitud  $[8.0]$  vs  $[4.5] - [8.0]$  como diagrama de diagnóstico para identificar objetos jóvenes de otras poblaciones o grupo de objetos, tales como estrellas que se encuentran por



**Figura 1.7** Diagramas de diagnóstico en las bandas de IRAC/Spitzer. *Panel superior:* Diagrama C–M,  $[8.0]$  vs.  $[4.5]-[8.0]$ , donde se ha diferenciado los candidatos a YSOs (cruces negras) de la muestra total de estrellas con fotosferas enrojecidas de 2MASS y Spitzer, y de otros tipos de objetos extragalácticos (círculos negros). *Panel inferior:* Diagrama C–C,  $[3.6]-[4.5]$  vs.  $[5.8]-[8.0]$ . Los objetos de Clase II yacen en la región determinada por el recuadro celeste, en tanto que los objetos situados arriba de la misma pertenecen a la Clase I, los que se encuentran a la derecha del recuadro, son de Clase I/II y los ubicados a la izquierda, hacia abajo del recuadro, son preferentemente, objetos de Clase III y/o estrellas de campo que se encuentra adelante o por detrás de la región de formación estudiada. Las líneas de colores muestran modelos de fuentes con envolturas (objetos clase I) para diferentes valores de luminosidades de la fuente central (magenta, verde, azul y rojo para 0.1, 1, 10 y 100  $L_{\odot}$ , respectivamente). Las flechas negras indican el vector de enrojecimiento para  $A_V = 30$ , calculado a partir de dos modelos de espectros diferentes y utilizando las leyes de extinción de [Draine and Lee \(1984, vector de la izquierda\)](#) y [Mathis \(1990, vector de la derecha\)](#). *Créditos:* Imágenes extraídas de [Harvey et al. \(2006, superior\)](#) y [Allen et al. \(2004, inferior\)](#).



delante (*foreground*) o por detrás (*background*) de la nube, estrellas evolucionadas en la rama de las gigantes y objetos extra-galácticos. Luego, los criterios utilizados para identificar YSOs son los siguientes:

- $[4.5] - [8] > 0.5 \Rightarrow$  Excluye los objetos con componente estelar
- $[8] < 14^1 - ([4.5] - [8]) \Rightarrow$  Excluye fuentes extragalácticas.

En la Figura 1.7, panel superior, se muestra el diagrama C–M del trabajo de [Harvey et al. \(2006\)](#), para la región de Serpens, ubicada a 260 pc de distancia.

**Diagrama Color–Color:** [Allen et al. \(2004\)](#) propusieron el empleo del diagrama color-color  $[3.6] - [4.5]$  vs  $[5.8] - [8.0]$ , haciendo uso de las cuatro bandas de la cámara IRAC de *Spitzer*, para identificar potenciales objetos jóvenes. Luego, [Megeath et al. \(2004\)](#) refinaron los criterios empíricos que limitan la identificación de los objetos por los que se describen a continuación:

- $([3.6] - [4.5]) > 0.8$  y  $([5.8] - [8.0]) > 1.1 \Rightarrow$  Clase I
- $0 < ([3.6] - [4.5]) < 0.8$  y  $0.4 < ([5.8] - [8.0]) < 1.1 \Rightarrow$  Clase II
- $([3.6] - [4.5]) = 0$  y  $([5.8] - [8.0]) = 0 \Rightarrow$  Clase III/*Background/Foreground*
- $([3.6] - [4.5]) < 0.4$  y  $([5.8] - [8.0]) > 1.1 \Rightarrow$  Class I/II

Luego, los objetos arriba y a la derecha de la región de Clase II son considerados Clase I, mientras que aquellos que se ubican hacia abajo y hacia la izquierda son preferentemente objetos de Clase III y/o estrellas normales (de secuencia principal) que se encuentran por detrás o por delante de la nube.

Cabe mencionar que los diagramas color-color o color-magnitud en las bandas de IRAC/*Spitzer* (esto es en el infrarrojo medio) están menos afectados por la contribución interestelar que, por ejemplo, el diagrama (J-H) vs. (H-K<sub>s</sub>) las bandas del infrarrojo cercano del 2MASS ([Flaherty et al., 2007](#); [Indebetouw et al., 2005](#)).

## 1.4. Formación de estrellas masivas: Escenario de Acreción, Colisional y de Acreción competitiva

La formación de las estrellas masivas sigue siendo un tema actual de debate. Esto se debe a que, a diferencia de las estrellas de baja masa, las estrellas de alta masa tienen escalas de tiempo de Kelvin-Helmholtz más pequeñas que su tiempo dinámico, por lo empiezan a quemar sus combustibles nucleares mientras todavía están acretando el gas circundante (ver por ejemplo,

<sup>1</sup>Esta magnitud debe ser reajustada, dependiendo de la distancia a la que se encuentre la región de estudio.

Yorke, 2004; Yorke and Sonnhalter, 2002, y sus referencias). Luego, el flujo de gas que cae al disco circundante debe enfrentar un gran obstáculo en forma de presión radiativa que producirá estas estrellas masivas mientras aún se están formando.

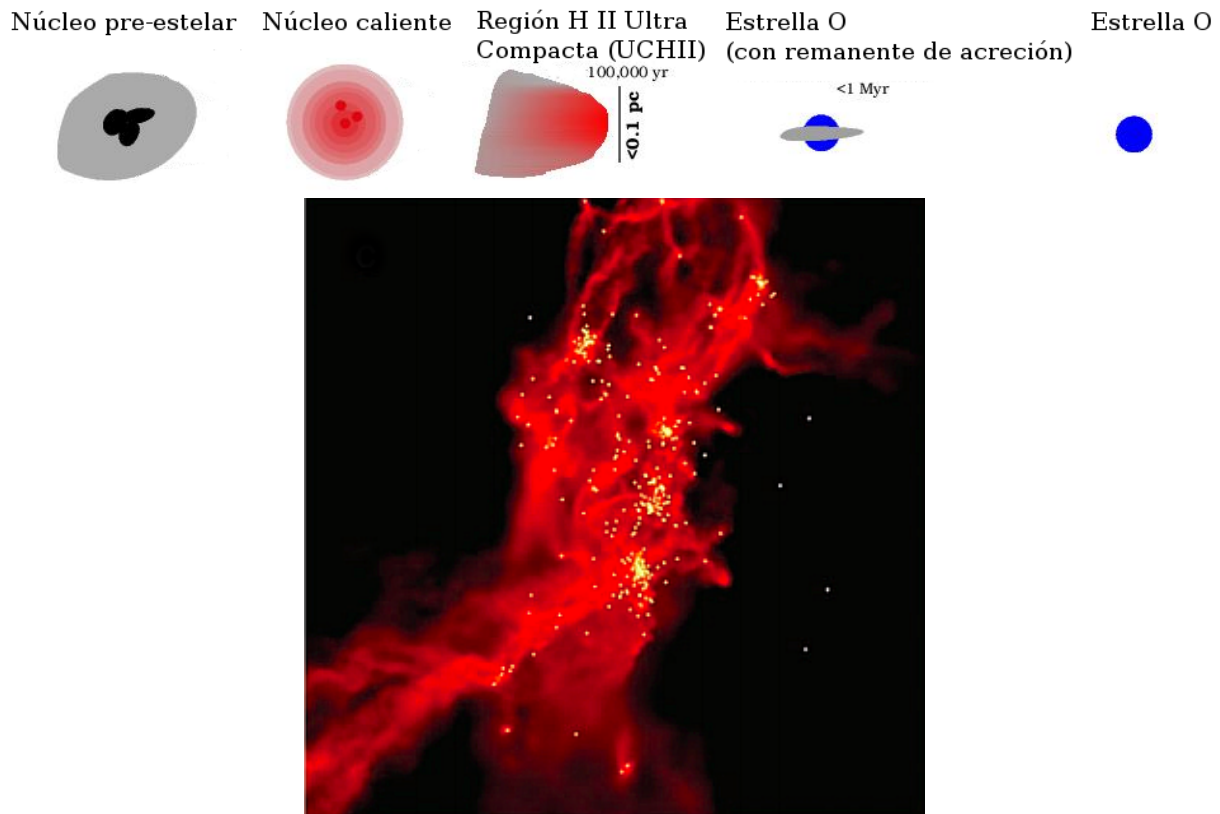
Los primeros modelos de acreción esférica sugieren que la presión radiativa resultante podría limitar la masa final de la estrella a  $40 M_{\odot}$  si la tasa de acreción no es lo suficientemente alta ( $\gtrsim 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , Kahn, 1974; Wolfire and Cassinelli, 1987). Simulaciones bidimensionales más recientes mostraron que las limitaciones en la masa final de la estrella masiva pueden relajarse si se incluye la acreción a través del disco protoestelar en los modelos (Yorke and Sonnhalter, 2002). Sin embargo, incluso este resultado arroja límites de masa de  $43 M_{\odot}$ . Krumholz et al. (2005) argumentaron que los efectos de la presión de la radiación están limitados por el escape de la radiación a través de una cavidad de flujo de salida.

Para explicar el proceso de formación de las estrellas de gran masa o masivas (en general con masas  $> 8 M_{\odot}$ ) se han propuesto tres escenarios (Zinnecker and Yorke, 2007). El primero de ellos, conocido como modelo de colapso monolítico o modelo de acreción, es un escenario de tipo observacional, en tanto que los otros dos, los modelos colisional o de merger y de acreción competitiva, han sido desarrollados mediante simulaciones numéricas.

El modelo de colapso monolítico o modelo de acreción resulta de escalar el modelo estándar de formación de estrella de baja masa (ver Sección 1.3) por la masas del objeto en formación (Banerjee and Pudritz, 2007; McKee and Tan, 2003). Así, por ejemplo, la tasa de acreción característica de estos objetos es del orden de dos a tres órdenes de magnitud mayor que la tasa típica para las estrellas de baja masa. Esta versión amplificada del modelo de formación de estrellas de baja masa implica la existencia de tres estructuras básicas: la envolvente, el disco y el flujo molecular bipolar (ver Figura 1.8, panel superior).

Por su parte, los modelos colisional o de *merger* postulan que las estrellas masivas se formarían mediante las fusiones de núcleos proto-estelares de masas bajas e intermedias, en el centro de cúmulos densos (ver Figura 1.8, panel inferior, Bally and Zinnecker, 2005; Bonnell et al., 1998; Stahler et al., 2000). Un condicionamiento importante de este modelo es que son necesarios ambientes muy poblados, de muy elevadas densidades estelares, para que las colisiones tengan lugar en escalas de tiempo compatibles con las edades de las estrellas jóvenes ( $\sim 10^6$  años).

Finalmente, el tercer escenario, conocido como acreción competitiva (Bonnell and Bate, 2006; Bonnell et al., 2001), propone que las estrellas que se forman en o cerca del centro del cúmulo tienen la posibilidad de acretar una mayor cantidad de gas en comparación con las estrellas formadas en la región periférica del mismo. Esto es así simplemente porque las estrellas del centro se encuentran dentro de la parte más profunda del pozo del potencial gravitatorio de la nube madre (Bonnell et al., 1997, 2001, 2004). Los embriones estelares, una vez formados, pueden acretar el gas remanente (esto es, que no ha formado ya otro embrión) de la nube madre y continuar, de esta manera incrementando su masa. El escenario es competitivo ya que el gas de la nube es limitado y los embriones compiten entre sí para adquirir la mayor cantidad de masa que les sea posible. Los núcleos más masivos adquieren más masa, más eficiente y rápidamente que los menos masivos.



**Figura 1.8** *Panel superior:* Esquema de formación de estrellas de alta masa por modelo de acreción. *Panel inferior:* Simulación numérica del modelo colisional de formación de estrellas de alta masa. *Créditos:* Imágenes adaptada de la página web: [http://physics.uwyo.edu/~chip/cluster\\_res.html](http://physics.uwyo.edu/~chip/cluster_res.html) (superior) y del trabajo de *Bonnell et al. (2003)*.

Diversas simulaciones numéricas del colapso global de una nube apoyan este escenario de acreción preferencial en la parte más interna de la nube (*Bonnell and Bate, 2006; Clark et al., 2008; Hsu et al., 2010*). Este modelo predice entonces un efecto de segregación de masas, con las estrellas más masivas formándose en la región central y las de baja masa en las zonas más alejadas.

Cabe mencionar que estos modelos no son necesariamente mutuamente excluyentes. Así por ejemplo el colapso monolítico podría operar en forma combinada con el de acreción competitiva. El objeto en formación desarrolla las estructuras de disco y de *outflow* y, al mismo tiempo, acreta gas de la nube madre a través del disco.

### 1.4.1. Regiones H II, Ultra-Compactas (UCHII) y Regiones de foto-disociación

Las regiones H II son regiones ionizadas alrededor de estrellas o cúmulos de estrellas de tipos espectrales OB, que emiten una alta tasa de fotones del continuo de Lyman, los cuales se originan dentro de la nube molecular, donde la fuente excitatriz de alta masa se está formando. La emisión libre-libre en el continuo de radio de la región H II alrededor de la estrella proporciona uno de los primeros indicios observables para comprender la formación de las estrellas masivas (*Hoare et al., 2007*). Esta emisión libre-libre surge del gas ionizado, de los electrones libres que se desaceleran

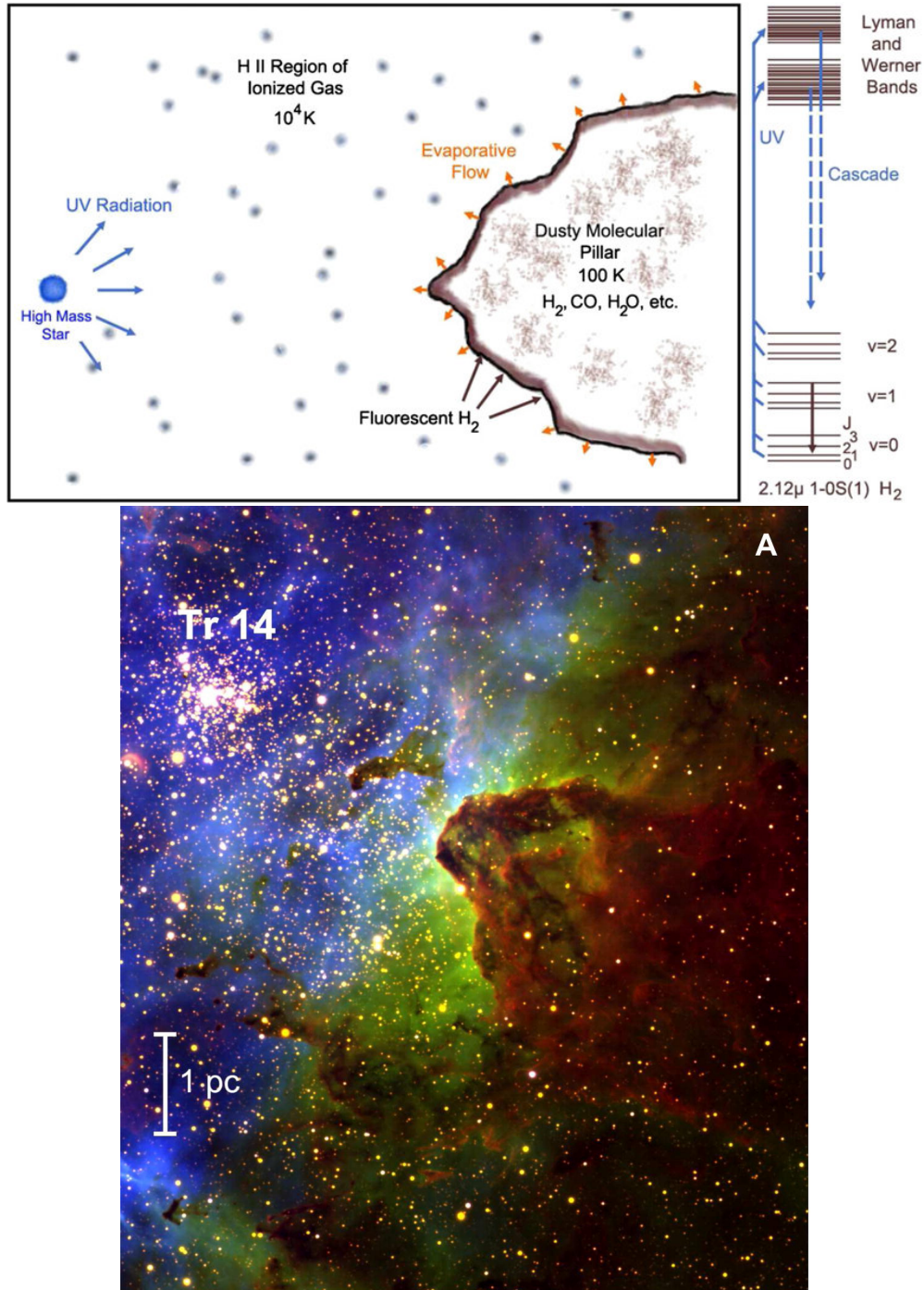
cuando son deflectados por los iones, y el exceso de energía es transportado por fotones dando lugar a un espectro característico. Esas regiones también pueden ser observadas en líneas de recombinación, principalmente del H y He, tanto en el óptico como en el infrarrojo y radio. Por otra parte, el polvo que es calentado dentro del gas ionizado reprocesa la radiación UV en longitudes de onda submilimétricas e infrarrojas.

Cuando la fuente excitatriz (la estrella que emite grandes cantidades de fotones ultra-violeta) es muy joven ( $< 10^5$  años), la región H II generada es muy pequeña y densa (tamaño  $< 0.2$  pc, densidades  $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), por lo cual es llamada región H II ultra-compacta (UCH II, Churchwell, 2002; Wood and Churchwell, 1989). A medida que la estrella excitatriz evoluciona lo hace también la región H II asociada, pasando de la fase ultra-compacta a la fase de región H II clásica, con dimensiones de decenas a centenas de pc. Una fase evolutiva más temprana que la de UCH II es la de HCH II (*Hyper-Compact H II Region*), que fue adicionada posteriormente a la secuencia evolutiva (Kurtz et al., 2000).

Como se mencionó en la Sección 1.3, las estrellas, y en particular las estrellas masivas (tipos espectrales OB), se forman en el interior de las nubes moleculares. Rodeando propiamente a la joven estrella se encuentra la región UCH II inmersa en el gas molecular de la nube madre. Entre ambas regiones existe una interfase llamada “región de foto-disociación”, donde el campo de radiación ultra-violeta de la estrella excitatriz es lo suficientemente intenso para disociar las moléculas de  $\text{H}_2$  (Tielens and Hollenbach, 1985). Sin embargo, la radiación UV de las estrellas ionizantes se atenúan rápidamente dada la opacidad del medio de alta densidad que protege al resto del gas en la nube molecular ( $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ). Como consecuencia, generalmente se produce una zona de transición muy marcada entre las diferentes fases (H II, H I y  $\text{H}_2$ ), dando como resultado una estructura en capas (Hollenbach and Tielens, 1997). La Figura 1.9, panel superior, muestra un esquema de las diferentes capas que se forman entre la región H II y la de  $\text{H}_2$ , y en el panel inferior, se presenta a modo de ejemplo la región de Formación de Carina, donde se encuentra el cúmulo Trapis 14 (Tr 14).

Las regiones de foto-disociación son usualmente detectadas a través de la emisión de PAH<sup>2</sup>. Las bandas espectrales debidas a las emisiones de PAH son características dominantes en el infrarrojo cercano y medio ( $3 - 20 \mu\text{m}$ ). Dado que los PAH son excitados por los fotones de UV ( $6 - 13.6 \text{ eV}$ ), la emisión de PAH es característica de las regiones de foto-disociación (PDR) y se observan a longitudes de onda de 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.0, 12.7, 13.5, 14.2, 15.8, 16.4, 17.4, 17.8 y  $18.9 \mu\text{m}$ . Particularmente en las bandas [5.8] y [8.0] de la cámara IRAC de *Spitzer* caen algunas de las bandas más intensas.

<sup>2</sup>Los PAH (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*), en español Hidrocarburos Aromáticos Policíclicos, son compuestos orgánicos presentes en el medio interestelar.



**Figura 1.9** *Panel superior:* Esquema de una región H II con fotodisociación y fluorescencia. Los fotones UV que provienen de la estrella masiva, excitan las moléculas de  $H_2$  en las bandas de Lyman y Werner. La caída en cascada de los electrones a los estados inferiores generan líneas de emisión en  $2.12 \mu\text{m}$ . *Panel inferior:* Imagen de una parte de la región de formación de Carina. La imagen está compuesta por la emisión de [O III] en  $5007 \text{ \AA}$  (en azul),  $\text{Br}\gamma$  (en verde), y  $H_2$  1-0S(1, en rojo). En la esquina superior izquierda se observa el cúmulo compacto de estrellas tipo O, llamado Tr 14. La escala asume una distancia de 2.9 kpc. *Créditos:* Imágenes extraídas del trabajo de [Hartigan et al. \(2012\)](#).

## 1.4.2. Formación estelar secuencial

Otro aspecto relacionado con las regiones H II generadas por estrellas de gran masa jóvenes, es que las mismas pueden barrer y comprimir el medio molecular circundante (ver panel 2 de la Figura 1.10), de modo tal que en las envolturas (moleculares) resultantes pueden formarse nuevas estrellas mediante un proceso de formación estelar inducida. Este proceso puede ser retroalimentado, es decir, la nueva generación de estrellas puede comprimir el medio molecular circundante y volverse a desencadenar la formación de otras estrellas de manera secuencial. Esto ocurrirá en tanto haya material molecular disponible. Existen dos mecanismos principales para la formación estelar inducida por la presencia de una región H II. Uno es el mecanismo de “*collect and collapse*”<sup>3</sup> y el otro es el de “*radiative driven implosion*”<sup>4</sup> o RDI, los cuales se describen brevemente. La Figura 1.10 muestra un esquema típico de formación estelar secuencial a partir de una nube molecular y una región H II.

En el caso del mecanismo de “*collect and collapse*” el frente de onda generado por la expansión de la región H II comprime el material molecular circundante creando una envoltura la cual colapsa y se fragmenta, desencadenando la formación de estrellas (ver panel 2 y 3 de la Figura 1.10, Elmegreen and Lada, 1977). En el caso del mecanismo de “*radiative driven implosion*” es necesaria la existencia previa de un grumo o núcleo denso el cual colapsa por acción de la presión proveniente, en este caso, de una región H II joven y cercana (Lefloch and Lazareff, 1994a). El mecanismo de “*collect and collapse*” suele ser empleado para explicar la formación de estrellas masivas en tanto que el de “*radiative driven implosion*” es el favorecido para la formación de estrellas de masa baja e intermedia (Deharveng et al., 2005; Valdetaro et al., 2008).

## 1.5. Jets Estelares y Flujos Bipolares Moleculares

### 1.5.1. Jets estelares

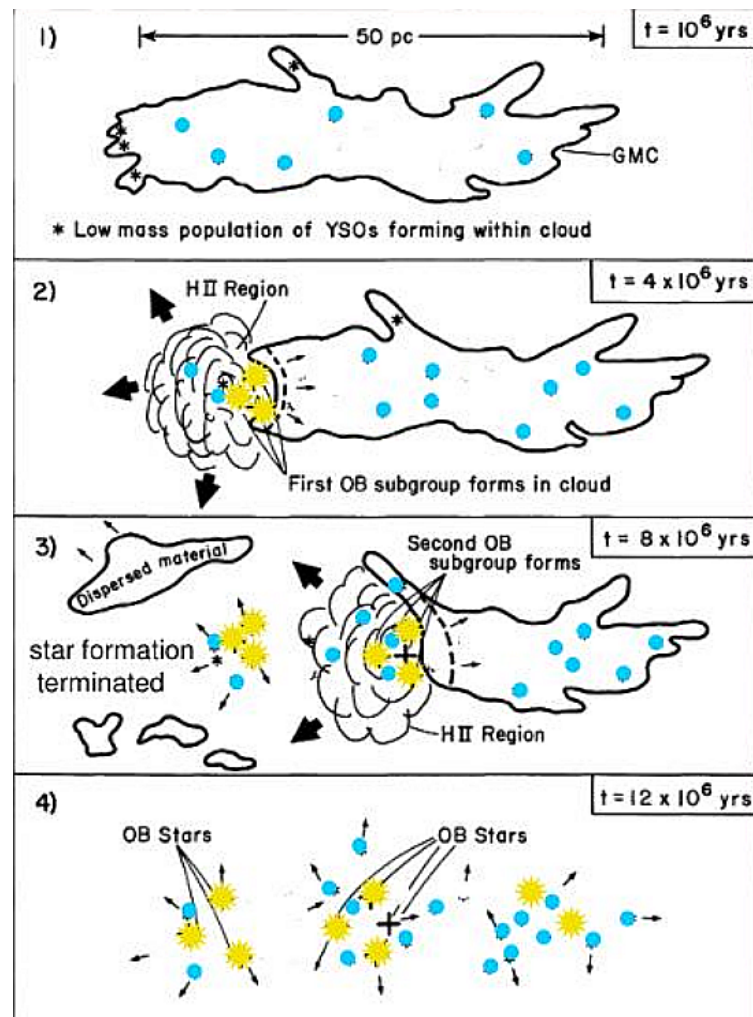
Los jets estelares están usualmente constituidos por una cadena de pequeños *knots*<sup>5</sup>, de apariencia cuasi-nebular, que reciben el nombre de objetos Herbig–Haro (HH) en honor de sus descubridores (Haro, 1952; Herbig, 1951). En otros casos, la emisión que delinea el cuerpo del jet es continua, sin la presencia de *knots*. El caso combinado de emisiones continua y discreta también es frecuente.

Los objetos HH son regiones de choque donde un viento supersónico interactúa con el medio ambiente. La determinación de movimientos propios de diversos objetos HH o *knots* mostraron que estos se mueven a velocidades supersónicas (velocidades  $> 200 \text{ km s}^{-1}$ ), originados por una

<sup>3</sup>El término “*collect and collapse*” podría ser traducido como acumulación de material y colapso.

<sup>4</sup>El término “*radiative driven implosion*” podría traducirse como efecto de implosión producido y desencadenado por radiación.

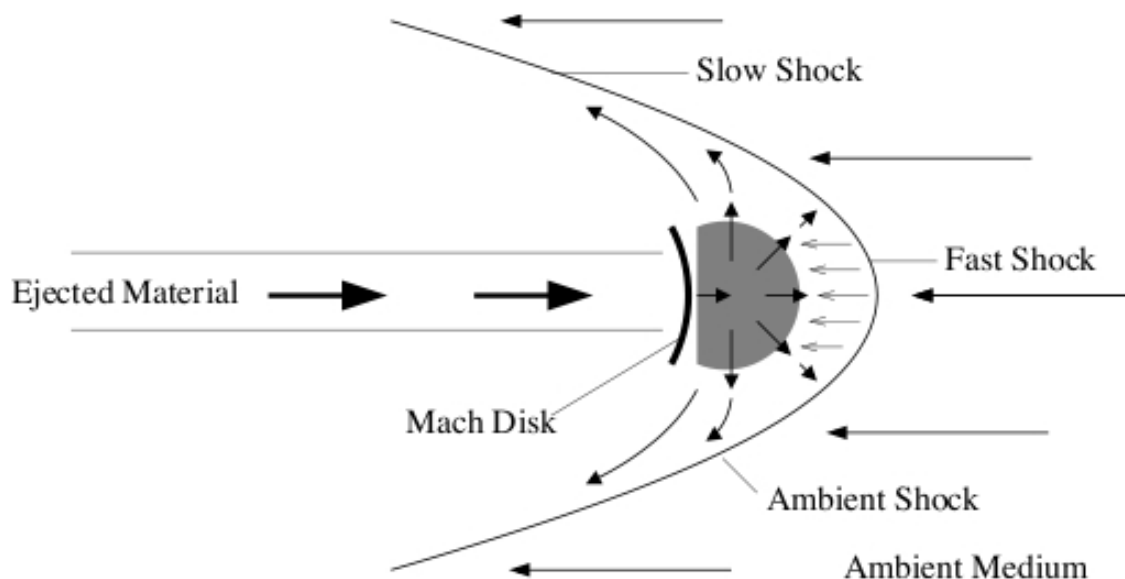
<sup>5</sup>La palabra *knot* podría traducirse como nodo. A partir de aquí se adoptará este término para hacer referencia a las subestructuras internas que componen los jets estelares



**Figura 1.10** Esquema de formación estelar secuencial, a partir de una nube molecular donde se formaron inicialmente estrellas de tipo OB. Crédito: Imagen modificada del trabajo de Lada (1987).

fuente central (la proto-estrella), usualmente muy incrustada en la nube madre (Cudworth and Herbig, 1979; Herbig and Jones, 1981). Un ejemplo de esto son el caso de HH 1 y HH 2, donde estos objetos se alejan en sentidos opuestos desde una estrella excitante común (Hester et al., 1998; Noriega-Crespo and Raga, 2012; Pravdo and Angelini, 1995).

Los espectros ópticos de los objetos HH evidencian continuo prácticamente inexistente y numerosas líneas de emisión del H y líneas prohibidas de elementos como el [O I], [N II] y [S II]. Imágenes en alta resolución (en filtros como  $H\alpha$  y [S II]) muestran una clara forma de “bow-shock” o choque de proa. Es justamente esta morfología la que permite explicar las características espectrales de los objetos HH (ver Figura 1.11). Dado que los objetos HH se forman en la región de recombinación por detrás de la zona de choque, la forma de arco de los mismos explica la existencia de elementos de muy diversos potenciales de excitación, ya que en la zona del ápex las velocidades son más elevadas que en la zona del choque oblicuo, en oposición a un choque plano-paralelo que no lo permitiría (Hartigan et al., 1987; Hartmann and Raymond, 1984; Raymond et al., 1988; Schwartz, 1975).



**Figura 1.11** Esquema de la superficie de choque terminal de los jets. Crédito: Imagen extraída de la página web: [http://www.eso.org/~tstanke/thesis/chap2\\_16.html](http://www.eso.org/~tstanke/thesis/chap2_16.html).

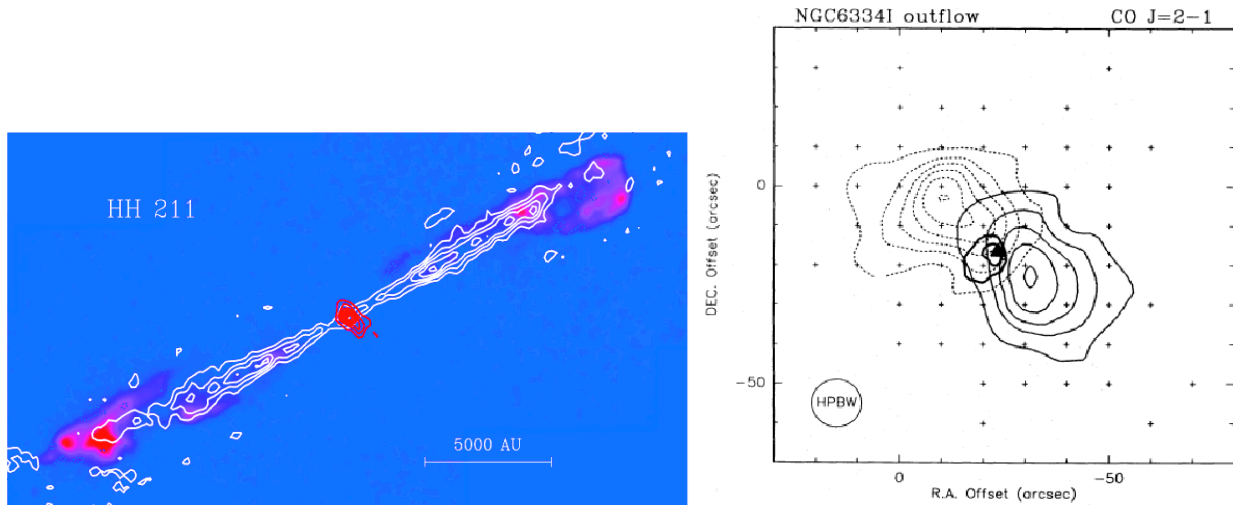
Más específicamente, es posible diferenciar dos regiones en el *bow-shock*: el llamado choque frontal (*forward shock*) y el choque posterior (*reverse shock*). En el primero se produce una aceleración y excitación y/o ionización colisional del material y por ende un calentamiento del mismo, en el segundo se produce una desaceleración y enfriamiento donde se emiten las líneas de recombinación del hidrógeno y líneas las prohibidas de diversos metales.

### 1.5.2. Flujos bipolares moleculares

Como se mencionó en la Sección 1.3, las etapas más tempranas de formación de las estrellas, en particular de baja masa, involucran la aparición de los llamados “flujos bipolares moleculares”. El trazador más usado para delinear los *outflows* moleculares bipolares es las transiciones rotacionales puras de baja energía en J de  $^{12}\text{CO}$ . Como se mencionó en la Sección 1.1 el CO es el elemento más abundante luego del  $\text{H}_2$ . Sus niveles de energía más bajos ( $E_u/k = 5.5, 16.5$  y  $33$  K sobre el nivel fundamental, para los estados rotacionales  $J = 1, 2$  y  $3$ , respectivamente) se pueblan fácilmente por colisiones a las densidades y temperaturas típicas de las nubes moleculares. Otra ventaja importante es que estas líneas pueden ser observadas desde tierra en las ventanas atmosféricas de  $3, 1.3$  y  $0.85 \mu\text{m}$ .

Un flujo (bipolar) de alta velocidad eyectado por la estrella en formación arrastra el material de la nube circundante y lo pone en movimiento originando dos lóbulos opuestos en la dirección del eje de rotación y perpendicular al plano del disco (Bachiller, 1996). Estos flujos bipolares moleculares pueden ser “altamente colimados” o bien “pobremente colimados” (ver Figura 1.12). Los primeros se asemejan mucho a los jets estelares que se observan en longitudes de onda del





**Figura 1.12** Ejemplos de *outflows* pobre y altamente colimados. *Panel izquierdo:* Imagen del objeto HH 211 de Clase 0 en 1.3 mm (contornos rojos en el centro),  $^{12}\text{CO}$  (en contornos blancos) y  $\text{H}_2$  en  $2.12 \mu\text{m}$  (en rojo). Este objeto presenta un *outflow* altamente colimado. *Panel derecho:* Mapa de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  del objeto NGC 6334 de Clase I, con un *outflow* pobremente colimado. *Créditos:* Imágenes obtenidas de la página web: <https://www.slideserve.com/hilel-mccarty/observaciones-de-objetos-estelares-j-venes>.

óptico tales como  $[\text{S II}]$ ,  $\text{H}\alpha$  y la línea del hidrógeno molecular en  $2.122 \mu\text{m}$  y del  $[\text{Fe II}]$  en  $1.644 \mu\text{m}$  (Bally, 2016; Reipurth and Bally, 2001).

Los *outflows* altamente colimados usualmente corresponden a material que se mueve a altas velocidades  $\sim 100 - 300 \text{ km s}^{-1}$ , poseen longitudes de 0.01 a 0.1 pc y factores de colimación<sup>6</sup>  $R_{\text{col}} > 10$ ; es decir, tan colimados como los jets estelares. Muchos de ellos presentan una morfología similar también a la de los jets ópticos con una sucesión de emisiones discretas, cuasi-regularmente espaciadas denominadas *bullets*. El tamaño típico de estos *bullets* es de  $\sim 0.01 \text{ pc}$ , sus masas de  $\sim 10^{-4} M_{\odot}$  y los tiempos dinámicos entre *bullets* sucesivos de  $10^2$  a  $10^3$  años. Las fuentes excitantes de este tipo de *outflows* son usualmente objetos de Clase 0 (panel izquierdo de la Figura 1.12).

Los *outflows* pobremente colimados (panel derecho de la Figura 1.12), o *outflows* clásicos, presentan simetría esferoidal y poseen velocidades de  $10 - 50 \text{ km s}^{-1}$ , longitudes entre 0.1 y 5 pc, factores de colimación  $R < 5$ , y masas de entre 0.01 y cientos de masas solares. Poseen escalas de tiempos dinámicos de entre  $10^3$  y  $10^5$  años y usualmente están asociados a objetos de Clase I y II.

### 1.5.3. La línea en $2.122 \mu\text{m}$ del $\text{H}_2$

Las transiciones roto-vibracionales del  $\text{H}_2$  ocurren en el cercano infrarrojo y son un trazador muy confiable del material excitado por choques. Por este motivo, estas transiciones son muy empleadas en el estudio de los jets estelares (Caratti o Garatti et al., 2006; Gredel and Reipurth, 1994; Walawender et al., 2009).

<sup>6</sup>El factor de colimación  $R_{\text{col}}$  se define como el cociente entre los ejes mayor y menor del *outflow*.

Como se mencionó en la Sección 1.1, la molécula de  $H_2$  es simétrica (homo-nuclear), por lo que no posee momento dipolar permanente, sin embargo sí posee momento cuadrupolar. Las transiciones más importantes corresponden a las transiciones roto-vibracionales para el estado electrónico fundamental. Cada transición vibracional se descompone en sub-niveles rotacionales formando una banda roto-vibracional. La parte rotacional corresponde al momento cuadrupolar eléctrico. El estado electrónico fundamental posee 14 niveles vibracionales ligados, cada uno de los cuales se subdivide en numerosos estados rotacionales. Estos niveles roto-vibracionales del  $H_2$  son poblados por colisiones con otras moléculas de  $H_2$ , átomos, iones o electrones.

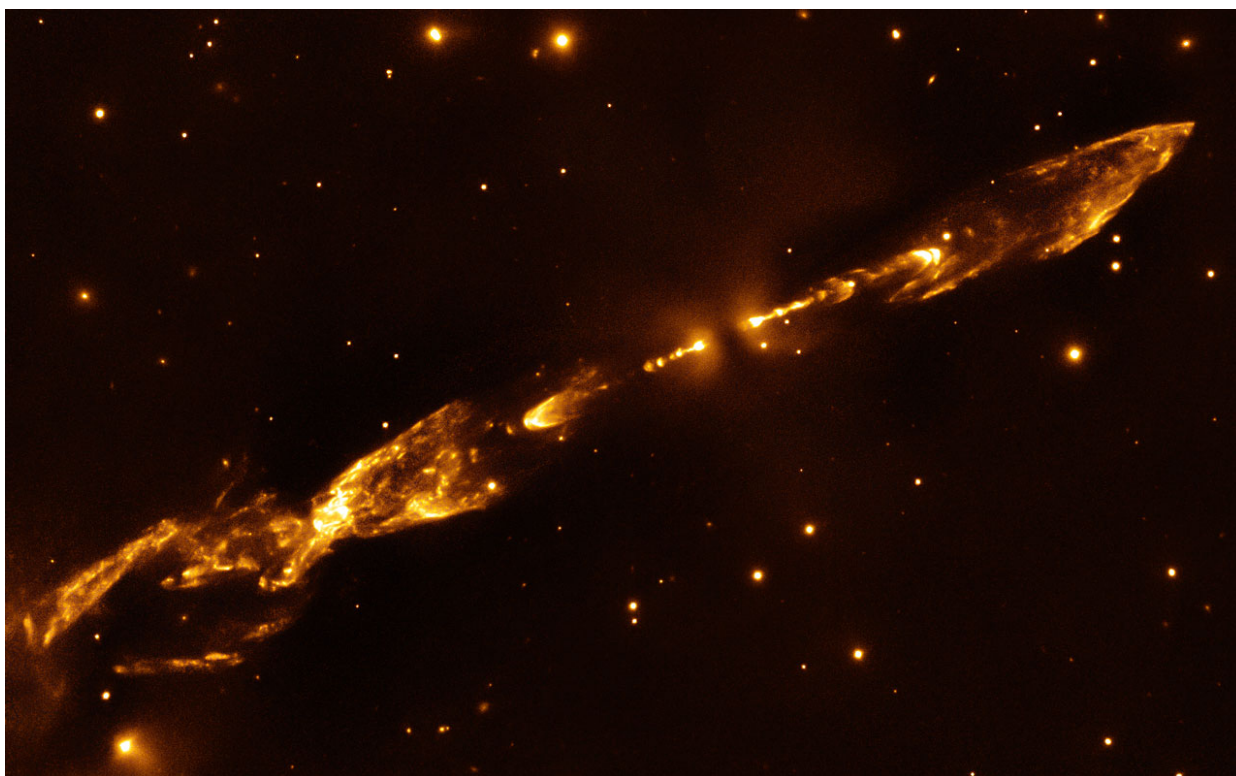
Para las transiciones cuadrupolares no existen reglas de selección para los distintos estados  $v$ . Por el contrario para el número cuántico rotacional, las transiciones entre los niveles roto-vibracionales deben satisfacer  $J = 0, \pm 2$ , con  $J = 0 - 0$  prohibida. Las transiciones roto-vibracionales son usualmente denotadas indicando la diferencia en  $J$  (rotacional) de un dado estado  $v$  (vibracional). La diferencia en  $J$  se indica con las letras mayúsculas O, Q y S, correspondientes a  $J = +2, 0, -2$ . Además se agrega el número cuántico rotacional  $J$  del estado final. Para el caso de la línea en  $2.12 \mu\text{m}$ , correspondiente a la transición  $v = 1 - 0S(1)$ , su notación completa sería  $v = 1$  a  $v = 0, J = 3$  a  $J = 1$ .

Como el primer estado vibracional excitado ( $v = 1$ ) del  $H_2$  requiere  $\sim 0.5$  eV, se necesitan temperaturas del  $\sim 1000$  K para que exciten colisionalmente los niveles vibracionales del estado fundamental de  $H_2$ . Dado que la tasa de disociación del  $H_2$  aumenta muy rápidamente con la temperatura, a  $T \sim 4000 - 5000$  K (el potencial de disociación del  $H_2$  es de 4.48 eV), la molécula de  $H_2$  se disociará rápidamente, por lo que la mayor parte de excitación colisional de  $H_2$  ocurrirá para un rango limitado de temperatura, alrededor de 2000 K. La Figura 1.13 muestra un ejemplo de un objeto Herbig-Haro observado en  $2.12 \mu\text{m}$  correspondiente a la línea del  $H_2$ .

#### 1.5.4. Los EGOs y *Green Fuzzies*

En años más recientes, concretamente desde la puesta en operación del telescopio espacial *Spitzer*, con su cámara IRAC, se han detectado unos objetos denominados EGOs (“*Extended Green Objects*”; Cyganowski et al., 2008) o “*Green Fuzzies*”<sup>7</sup> (Chambers et al., 2009). Estos objetos presentan un intenso y característico color verde, con formas del tipo nebuloso, cuando se emplea la usual combinación de las bandas de IRAC ([3.6] en color azul, [4.5] en verde y [8.0] en rojo). Es justamente en la banda en [4.5] donde se encuentran varias de las líneas de  $H_2$  ( $v = 0 - 0, S(9, 10, 11)$ ), como también las cabezas de las bandas del CO ( $v = 1 - 0$ ). Estas líneas son comúnmente excitadas por regiones de choque tales como las originadas por flujos bipolares moleculares o jets estelares (Noriega-Crespo et al., 2004; Reach et al., 2006; Zhang and Wang, 2009). Luego, la detección de estos objetos EGOs o *Green Fuzzies* es considerada como indicadores de la presencia de jets.

<sup>7</sup>El término *Green Fuzzies* hace referencia a objetos de apariencia nebuloso con una marcada emisión en la banda de  $4.5 \mu\text{m}$  del telescopio *Spitzer*.



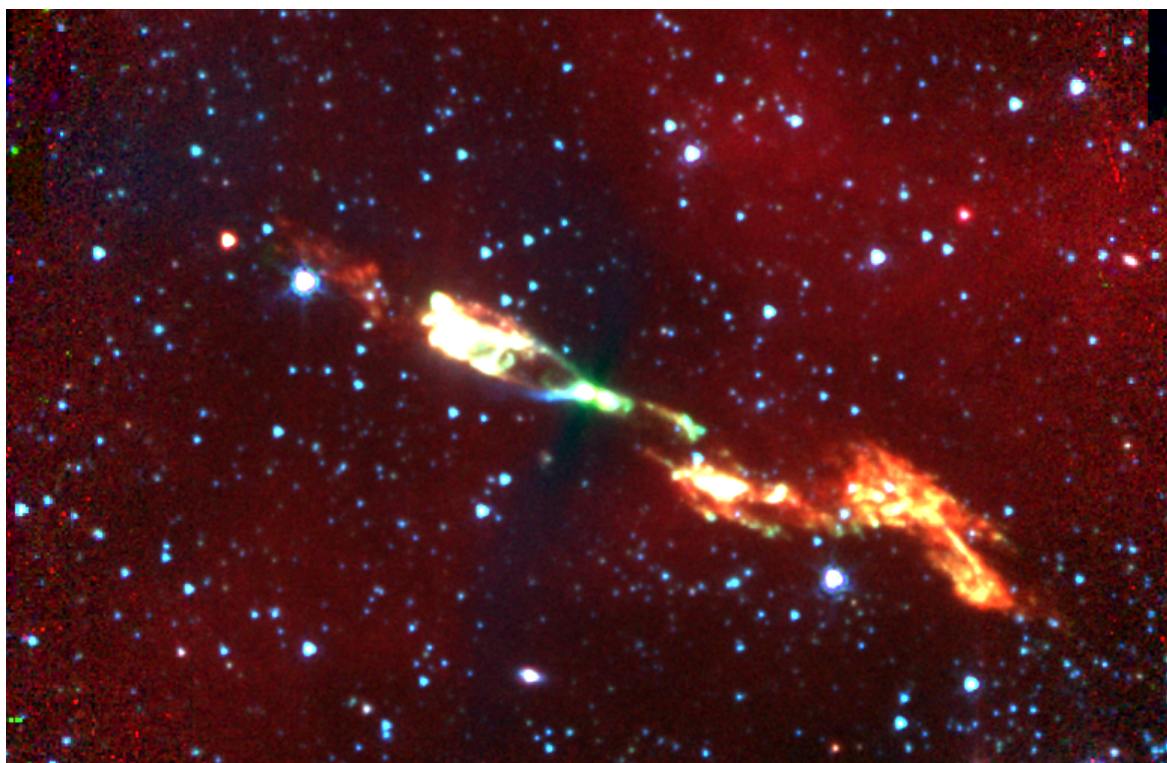
**Figura 1.13** La imagen muestra en la línea del  $H_2$  en  $2.12 \mu\text{m}$  al objeto Herbig-Haro HH 212, localizado en la constelación de Orión (El Cazador), en una región densa de formación estelar. Los *outflows* o chorros, producidos por la proto-estrella en el centro de HH 212 de tan sólo unos pocos miles de años, son notablemente simétricos, con varios *knots* que aparecen a intervalos relativamente estables (de aproximadamente 30 años). *Créditos: Imagen extraída de la página web: <https://www.eso.org/>.*

### 1.5.5. *Outflows* y jets gigantes

Tanto en el óptico como en el infrarrojo cercano ( $H_2$  en  $2.122 \mu\text{m}$ ), medio (banda [4.5] de IRAC/Spitzer) y en longitudes de onda de radio ( $^{12}\text{CO}$ ) se han detectado jets y/o *outflows* estelares con longitudes del orden del pc. Más aún, muchos de estos jets gigantes tienen longitudes de alrededor de un orden de magnitud mayor que el núcleo proto-estelar del cual se originan, e incluso pueden extenderse bastante fuera del mismo, como sucede por ejemplo, con los objetos HH 34 (Devine et al., 1997), HH 111 (Reipurth et al., 1997), HH 46/47 (Stanke et al., 1999). Un par de ellos son mostrados en las Figuras 1.15 y 1.16.

Muchos de estos jets evidencian variaciones de dirección en su eje que describen una forma de “S” (Bally and Reipurth, 2001; Cesaroni et al., 2005; López et al., 2010). La principal hipótesis que explicaría tal perfil es la binaridad de la fuente excitante, ya sea por el movimiento orbital de la fuente emisora del jet (Fendt and Zinnecker, 1998) o bien por la precesión de eje del mismo debido al efecto tidal o de marea de la compañera sobre el disco de la estrella excitatriz (Beltrán et al., 2016; Choi et al., 2017; Podio et al., 2016).

Por otro lado, el perfil en “S” usualmente está constituido por una sucesión o cadena de knots, lo cual sugiere una cierta intermitencia de la fuente central. Es decir, que las eyecciones de la



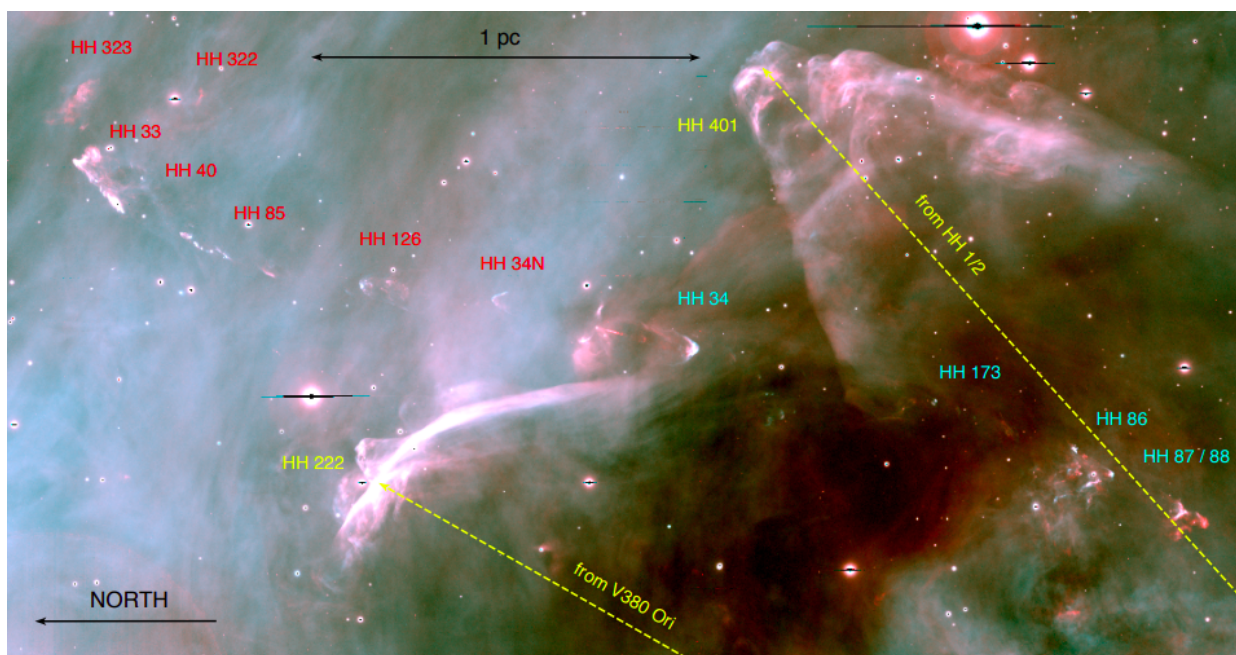
**Figura 1.14** Imagen combinada de L1157 en las bandas de *Spitzer*, en 3.4 (en azul), 4.5 (en verde) y 8.0  $\mu\text{m}$  (en rojo)  
 Créditos: Imagen extraída de la página web: <http://www.spitzer.caltech.edu/>.

estrella serían más bien localizadas temporalmente, lo cual recuerda a los eventos de tipo FU Orionis (Sección 1.3.2). Diversos autores han sugerido entonces una conexión entre las emisiones periódicas o intermitentes de los jets y los eventos eruptivos de la estrella central (Bally and Reipurth, 2001; McGroarty and Ray, 2004; Reipurth, 1985). En esta interpretación, los primeros *knots* de la cadena que se encuentran más alejados de la fuente central fueron producidos por los primeros eventos de acreción–eyección de la proto–estrella (Hartmann, 1998; Reipurth, 1989).

### 1.5.6. HH 46/47: Un ejemplo prototipo

Con el objetivo de presentar un panorama integrador del efecto de los *outflows* y jets, en esta sección se describe al objeto HH 46/47 como un prototipo de estos objetos y de la interacción *outflow*–jet.

La Figura 1.17 muestra una imagen en  $\text{H}\alpha$  de gran campo ( $21' \times 14'$ , esto es  $2.7 \text{ pc} \times 1.8 \text{ pc}$  a una distancia de 450 pc) del objeto HH 46/47 tomada del trabajo de Stanke et al. (1999). En ella se identifican distintos *knots*, además de la posición de la fuente excitante (HH 47IRS o IRAS 08242-505, objeto de Clase I) inmersa en el glóbulo de Bok GDC1=ESO 210 6A (Reipurth, 1983), cuya silueta queda delineada por la extinción visual del propio glóbulo. Varios de los *knots* escapan de la nube madre formando un flujo gigante con una extensión de 2.6 pc (desde el *knot* HH 47 noreste al HH 47 sudoeste). La presencia de múltiples choques de proa sugieren la intermitencia de la fuente excitatriz.

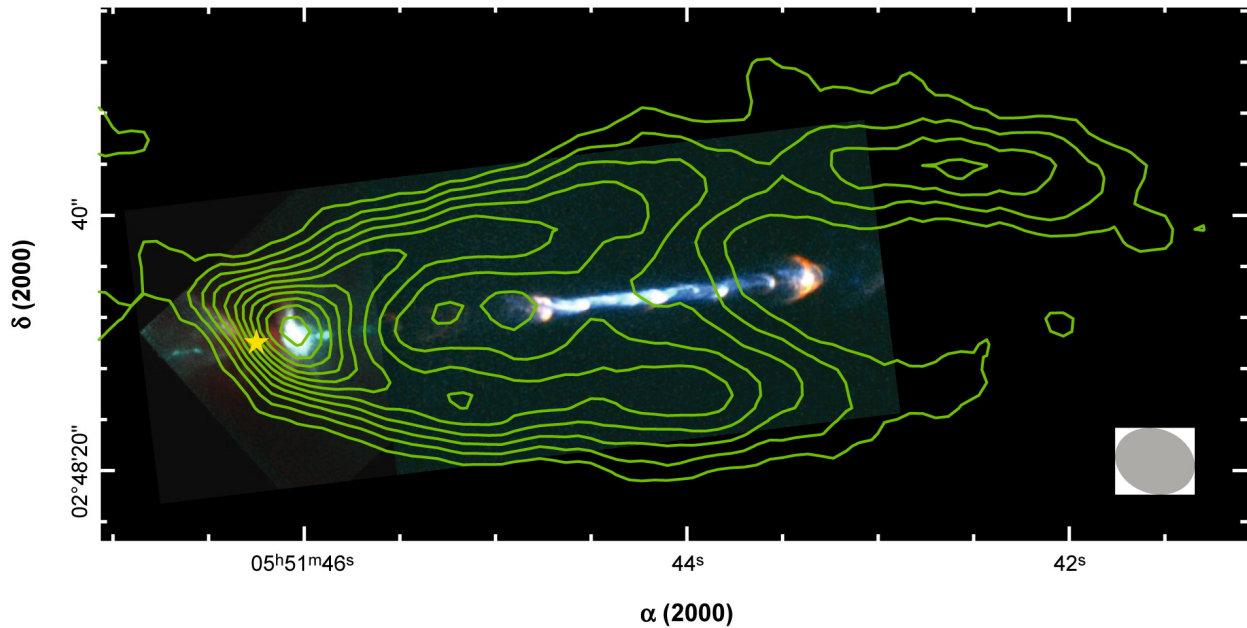


**Figura 1.15** Imagen completa de HH 34, desde el objeto HH 33 al HH 87/88, en  $H\alpha$  (azul) y [SII] (rojo), y con una extensión total de 3 pc. Crédito: Imagen extraída de la presentación power point de Bally (2011), disponible en la página web: [https://casa.colorado.edu/~bally/PowerPoint/2018\\_Outflows\\_and\\_Jets\\_Tenuta\\_Monacelle.ppt.pdf](https://casa.colorado.edu/~bally/PowerPoint/2018_Outflows_and_Jets_Tenuta_Monacelle.ppt.pdf).

La Figura 1.18, tomada del trabajo de Noriega-Crespo et al. (2004), muestra una combinación de imágenes de gran campo ( $\sim 6.5' \times 10.6'$ ) en las cuatro bandas de IRAC/Spitzer ( $3.6 \mu\text{m}$  en azul,  $4.5 + 5.8 \mu\text{m}$  en verde y  $8.0 \mu\text{m}$  en rojo). Cabe destacar la complementariedad de las Figuras 1.17 y 1.18, donde esta última permite develar el lóbulo sudoeste, completamente oscurecido en longitudes de onda ópticas. Notar cómo la posición del glóbulo de Bok puede verse en emisión translúcida de color rojizo, principalmente atribuible a la emisión de los PHA.

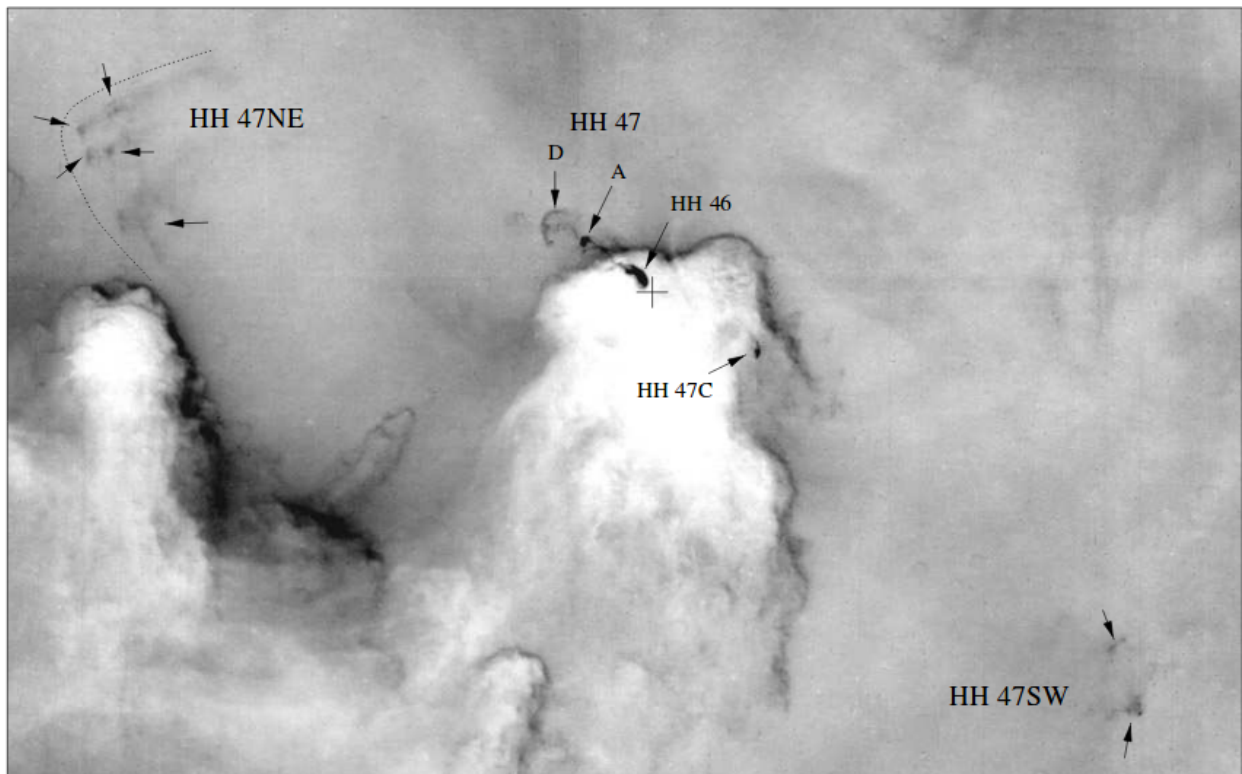
La Figura 1.19, tomada del trabajo de Bally (2016), superpone observaciones en distintas longitudes de onda obtenidas a lo largo del tiempo por distintos autores. La imagen de fondo corresponde a un filtro en banda angosta centrado en  $2.12 \mu\text{m}$  y muestra la emisión del jet en color verde y fue tomada por J. Bally empleando la cámara NEWFIRM del telescopio Blanco de 4-m de Cerro Tololo. Los contornos en amarillo muestran la emisión óptica en [S II] (Hartigan et al., 2011) y aquellos en cian y rojo, corresponde a los lóbulos azul y rojo, respectivamente, del *outflow* mapeado en la línea CO (J=1-0) empleando el telescopio ALMA (Arce et al., 2013). El lóbulo azul en CO coincide con la parte más brillante de la emisión en [S II] en tanto que el lóbulo rojo lo hace con la emisión en  $H_2$  en  $2.12 \mu\text{m}$ .

Finalmente, la Figura 1.20, tomada de la presentación de John Bally, construye el escenario propuesto para HH 46/47, que podría considerarse el modelo más aceptado en la actualidad para la interacción entre los jets estelares y los flujos bipolares moleculares. La Figura muestra una imagen en [S II] en color rojo. El disco proto-planetario está indicado en color violeta, en tanto que las elipses rojas indica las líneas de acreción magnética (Shu et al., 1994). En dirección perpendicular al disco, desde la zona polar surge el jet óptico, indicado con una cadena de knots (objetos HH),

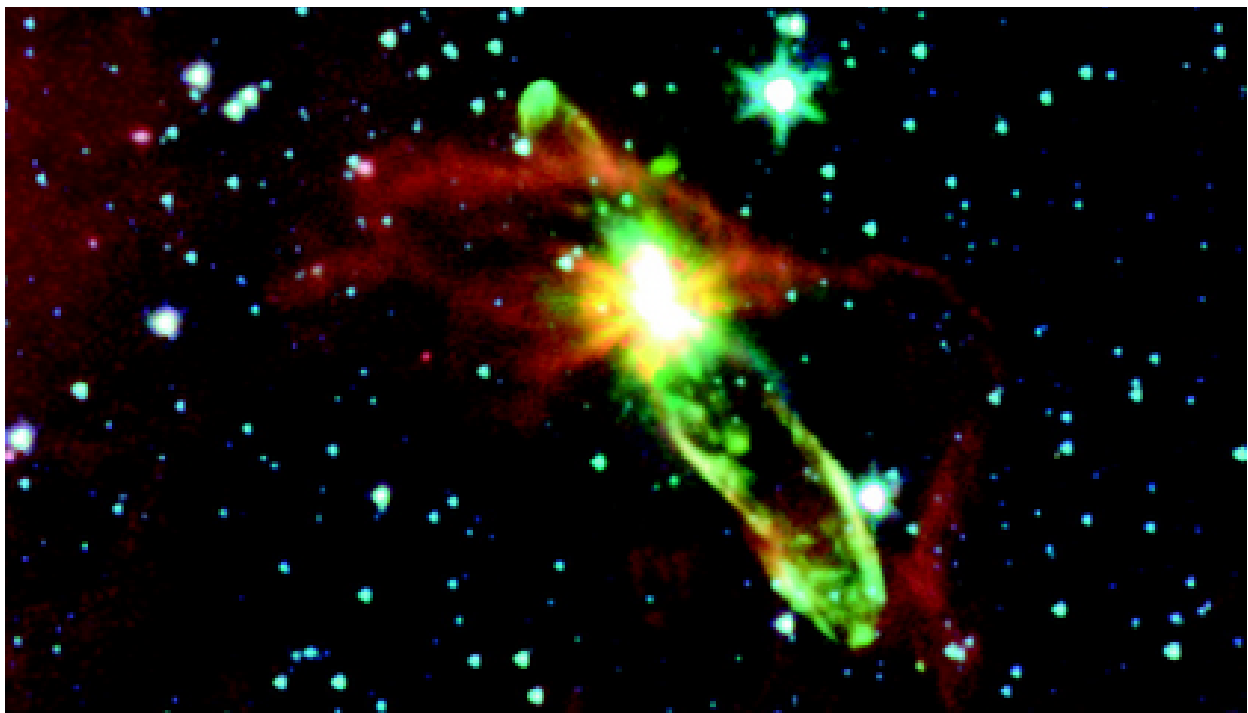


**Figura 1.16** Imagen combinada del jet HH 111 en los filtros ([SII] (en  $671.6 \mu\text{m}$ , en azul),  $\text{H}\alpha$  (en  $656.3 \mu\text{m}$ , en naranja), [FeII] (en  $1.64 \mu\text{m}$ , en turquesa) y  $\text{H}_2$  ( $2.12 \mu\text{m}$ , en rojo) tomadas por el telescopio espacial Hubble (Reipurth et al., 1999). Los contornos verdes marcan las paredes del *outflow*, trazado en la molécula de CO(1–0), tomadas por el arreglo BIMA y el radiotelescopio de 14 m FCRAO (Lee et al., 2000). La estrella amarilla marca la posición de la fuente excitatriz. El óvalo gris en la parte inferior derecha indica el tamaño de *beam* de los datos con BIMA. El tamaño total del *outflow* es de  $\approx 0.2 \text{ pc}$ . Créditos: Imagen extraída del trabajo de McKee and Ostriker (2007).

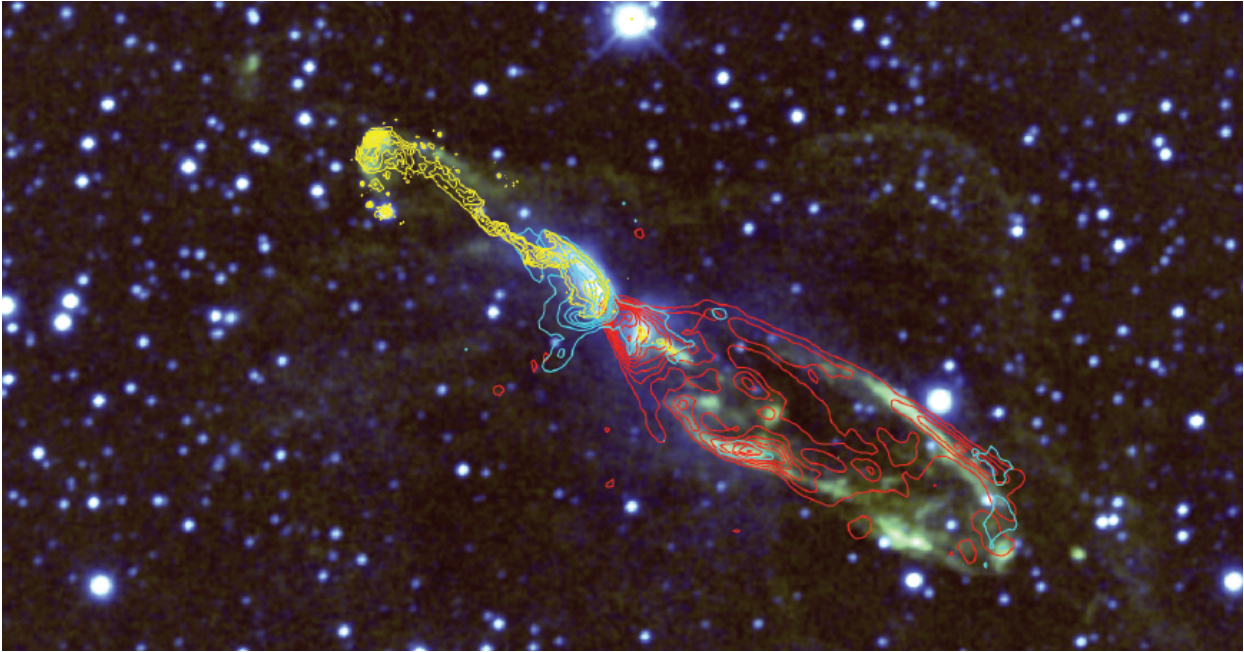
hasta el *knot* más alejado que evidencia un perfil de choque de proa. El *outflow* molecular, en distintos trazadores (en particular en CO) delinea la cavidad, que el mismo crea en la nube madre, arrastrando el material de la misma. Notar que el jet óptico yace sobre el eje polar del sistema disco+estrella, en tanto que el *outflow* molecular se aleja considerablemente de éste.



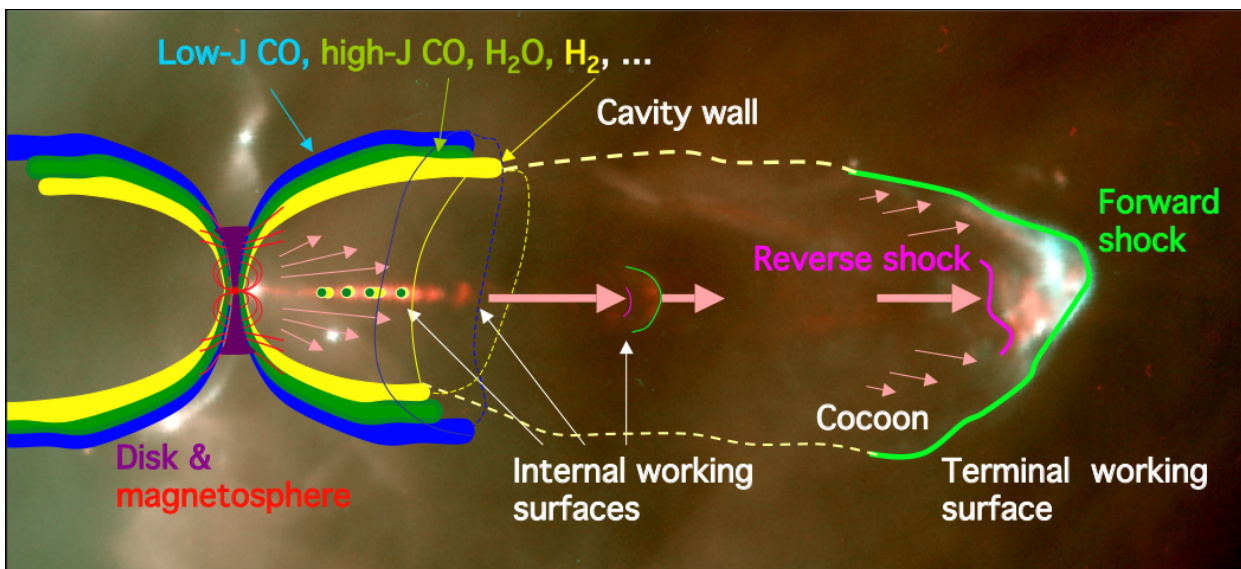
**Figura 1.17** Imagen en  $H\alpha$  que muestra la interacción *outflow*-jet en el objeto HH 46/47. Mientras que HH 47noroeste (NE) presenta una gran estructura de choque de proa, la morfología de HH 47sudoeste (SW) no está bien definida. *Créditos: Imagen extraída del trabajo de Stanke et al. (1999).*



**Figura 1.18** Sistema HH 46/47 mapeado en las cuatro bandas de IRAC/Spitzer: 3.6  $\mu\text{m}$  en azul, 4.5 + 5.8  $\mu\text{m}$  en verde y 8.0  $\mu\text{m}$  en rojo. *Créditos: Imagen extraída del trabajo de Noriega-Crespo et al. (2004).*



**Figura 1.19** Sistema HH 46/47 mapeado en diferentes longitudes de onda: milimétrico y sub-milimétrico (ALMA), infrarrojo cercano (NEWFIRM) y óptico. Créditos: Imagen extraída del trabajo de Bally (2016).



**Figura 1.20** Modelo unificado de jets/outflows en una estrella en formación, donde se pueden observar también las moléculas trazadoras de cada región. Crédito: Imagen extraída de la presentación de John Bally, "Jets & Explosive Outflows from Forming Stars", disponible en su página personal: <https://casa.colorado.edu/~bally/>.



## Capítulo 2

# Datos en el Infrarrojo

El estudio de objetos estelares a través de datos tomados en longitudes de ondas infrarrojas (1–100  $\mu\text{m}$ ) ha permitido obtener información fundamental acerca de la formación estelar. En este capítulo se presentan las características de los telescopios e instrumentos utilizados en este rango espectral para realizar el estudio de los objetos que se desarrollarán en los siguientes capítulos. En particular, se detallan las características del instrumento GSAOI y GeMS del telescopio Gemini. A su vez, se describen las particularidades que presenta la nueva tecnología en Óptica Adaptativa (OA) que emplea GeMS, para obtener datos de altísima resolución espacial (0.08"). También se detalla el proceso de reducción implementado para procesar las imágenes obtenidas con estas nuevas tecnologías que implicó el uso de un nuevo *software*. Por último, se presentan las características principales de otros telescopios e instrumentos infrarrojos de donde se extrajeron datos para complementar el estudio de los objetos de interés.

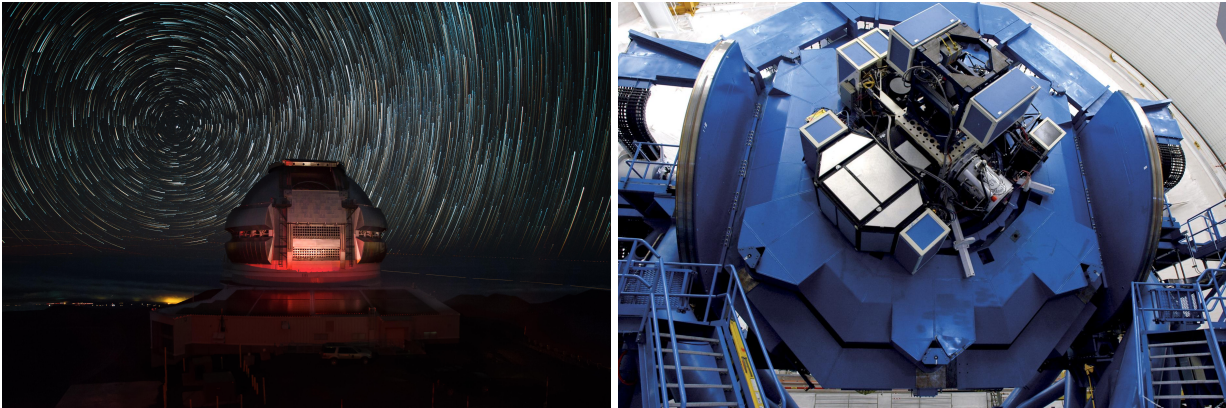
### 2.1. Gemini: GSAOI+GeMS

El observatorio Gemini<sup>1</sup> consta en dos telescopios reflectores gemelos de 8.1 m de diámetro ubicados en ambos hemisferios: Gemini Sur, localizado en Cerro Pachón a 2700 msnm, en el norte de Chile; y Gemini Norte Frederick C. Gillett (ver Figura 2.1), en Mauna Kea a 4213 msnm, en la isla de Hawai. Ambos poseen la misma configuración de montura azimutal, con foco Cassegrain, en cuyas bases es posible montar varios instrumentos al mismo tiempo (ver Figura 2.1, panel derecho). En particular, en este trabajo se utilizaron observaciones tomadas con el telescopio Gemini Sur y el instrumento **GSAOI** (por sus siglas en inglés *Gemini South Adaptive Optics Imager*) junto con el sistema de Óptica Adaptativa **GeMS** (por sus siglas en inglés, *Gemini Multi-Conjugate Adaptive Optics System*).

GSAOI es una cámara de óptica adaptativa en el infrarrojo cercano que provee imágenes en un rango de longitudes de onda de entre 0.9 y 2.4  $\mu\text{m}$ . El instrumento tiene una distancia focal de  $f/32$ , su campo de visión o FoV (*field of view*) es de  $85'' \times 85''$ , con una escala de 0.0197"/pixel.

---

<sup>1</sup><https://www.gemini.edu/>



**Figura 2.1** *Panel izquierdo:* Telescopio Gemini Norte. *Panel derecho:* Base del telescopio Gemini Sur donde pueden observarse varios instrumentos y detectores montados, listo para la noche de observación. *Créditos:* Observatorio Gemini/AURA.

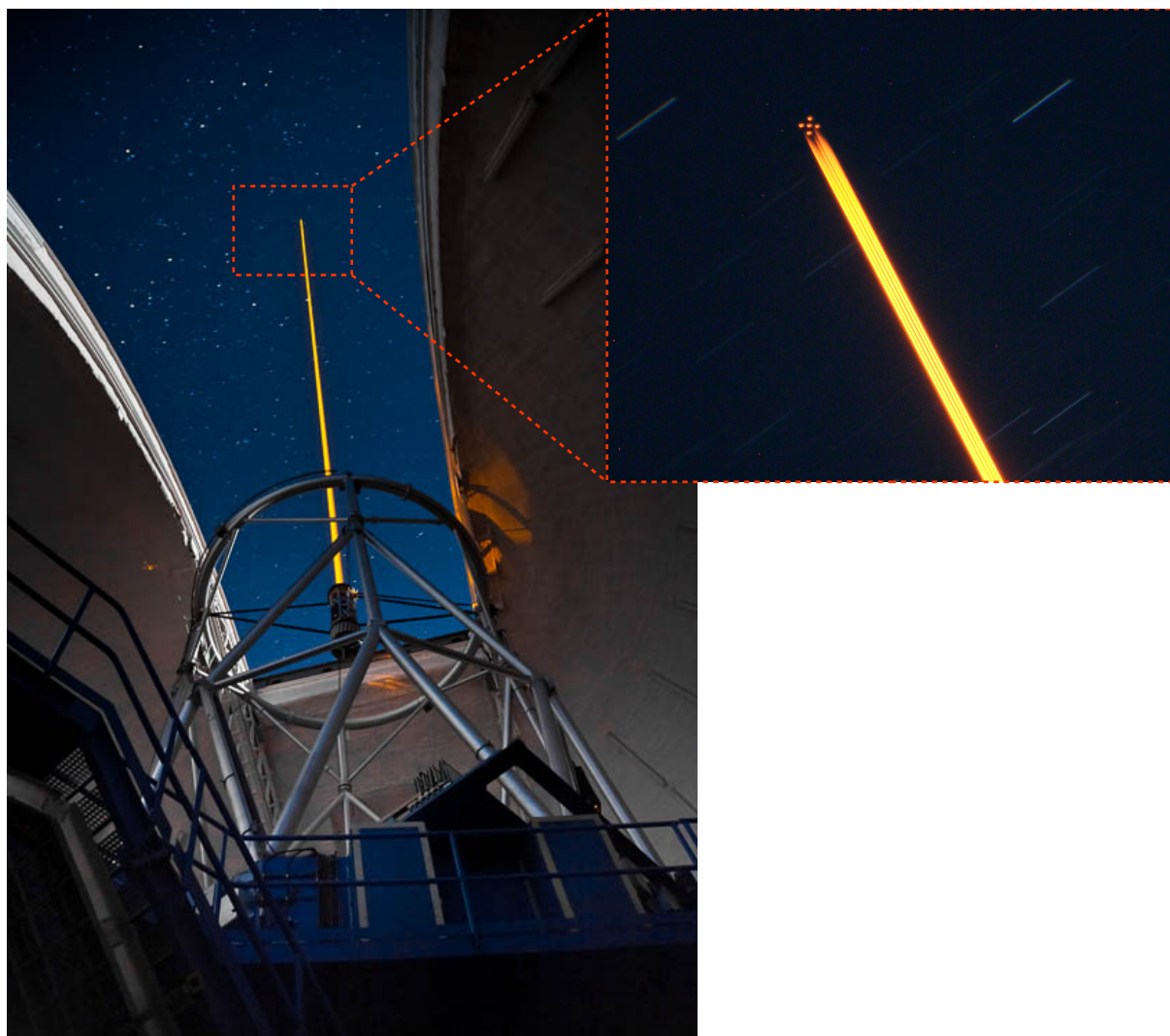
Su detector está constituido por un mosaico o arreglo ( $2 \times 2$ ) de cuatro detectores individuales Rockwell HAWAII-2RG de  $2048 \times 2048$  pixels cada uno, con un espacio vacío entre ellos o “gap” de  $\sim 2$  mm, que equivalen a  $\sim 2.5''$  en el cielo (ver Figura 2.3). A su vez, GSAOI opera en conjunto con el instrumento de óptica adaptativa *GeMS* que posee el telescopio de Gemini Sur. Este instrumento permite obtener imágenes uniformes en el límite de difracción, en longitudes de onda del infrarrojo cercano (NIR), sobre un FoV extendido de más de 1 minuto de arco.

### 2.1.1. Óptica Adaptativa: GeMS

La Óptica Adaptativa es un sistema acoplado a los detectores de un telescopio, que permite la corrección del frente de onda proveniente de las fuentes estelares que sufre una degradación al atravesar la atmósfera terrestre. Estos ajustes del frente de onda por medio de esta nueva tecnología son más eficientes en longitudes de ondas largas, en particular en la región del infrarrojo.

Una de las piezas fundamentales de la OA son los sensores de frente de onda, los cuales miden la fase de perturbación integrada a lo largo de la línea de la visual. Estos sensores captan la luz proveniente de fuentes artificiales, o comúnmente denominadas estrellas guías, creadas a través de sistemas de láseres que chocan con la atmósfera, para realizar las correcciones correspondientes. Para diferentes estrellas guía, la fase de perturbación es distinta, lo que genera una degradación fuera del eje de corrección del frente de onda. La rapidez con la que se manifiesta esta degradación depende de varios factores, principalmente de la distribución vertical de la turbulencia y de la longitud de onda. Además, estos sistemas utilizan estrellas naturales guías o NGS (*Natural Guide Star*) para mantener en foco el telescopio y compensar las variaciones lentas de los láseres de sodio debido a la variación de altura en la atmósfera<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Para más información consultar la siguiente página web: <https://www.gemini.edu/sciops/instruments/gems/introduction-gems/bto>.

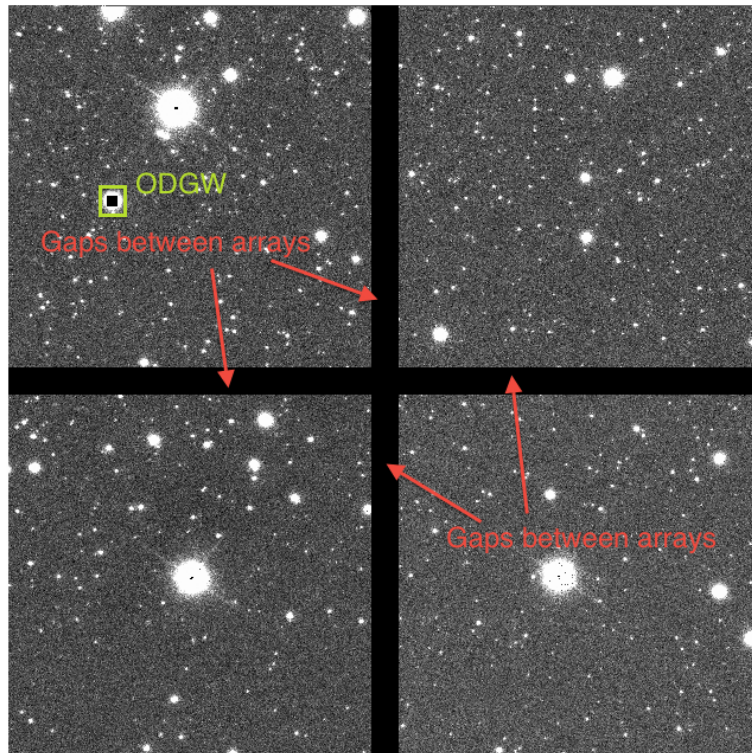


**Figura 2.2** *Izquierda:* Imagen del telescopio Gemini Sur en operación con el sistema de lasers de la óptica adaptativa GeMS encendidos. *Derecha:* Puede observarse la constelación de cinco estrellas que generan los láseres al proyectarse sobre la atmósfera. *Créditos:* Galería de imágenes de Gemini: <http://www.gemini.edu/gallery>.

El instrumento GeMS<sup>3</sup> del telescopio Gemini Sur es un sistema de OA multiconjugada o MACAO (*Multi-Conjugate Adaptive Optics*), que está compuesto de tres subsistemas principales que consisten en: un banco láser, que genera láser de sodio de 50 W de potencia; un dispositivo que permite la transferencia del láser hasta el cielo, denominado *Beam Transfer Optics* (BTO) y que está montado en el espejo secundario del telescopio; y un banco óptico llamado CANOPUS, que posee el resto de los instrumentos que permiten compensar el frente de onda distorsionado por los efectos atmosféricos.

En particular, el banco láser de *GeMS* genera una constelación cuadrada (de 60'' de lado) de 5 estrellas artificiales denominados LGS (ver Figura 2.2), producidas por láseres de sodio de 10 W de potencia cada uno, que sirve para corregir los efectos de la atmósfera. Dependiendo del ángulo cenital con el que se realicen las observaciones, el láser es capaz de propagarse hasta la

<sup>3</sup><https://www.gemini.edu/sciops/instruments/gems>



**Figura 2.3** Imagen del campo del detector de GSAOI donde se evidencia el arreglo de 4 detectores, como así también, los espacios vacíos o "gaps" entre ellos. Crédito: Imagen tomada de la página web de GSAOI.

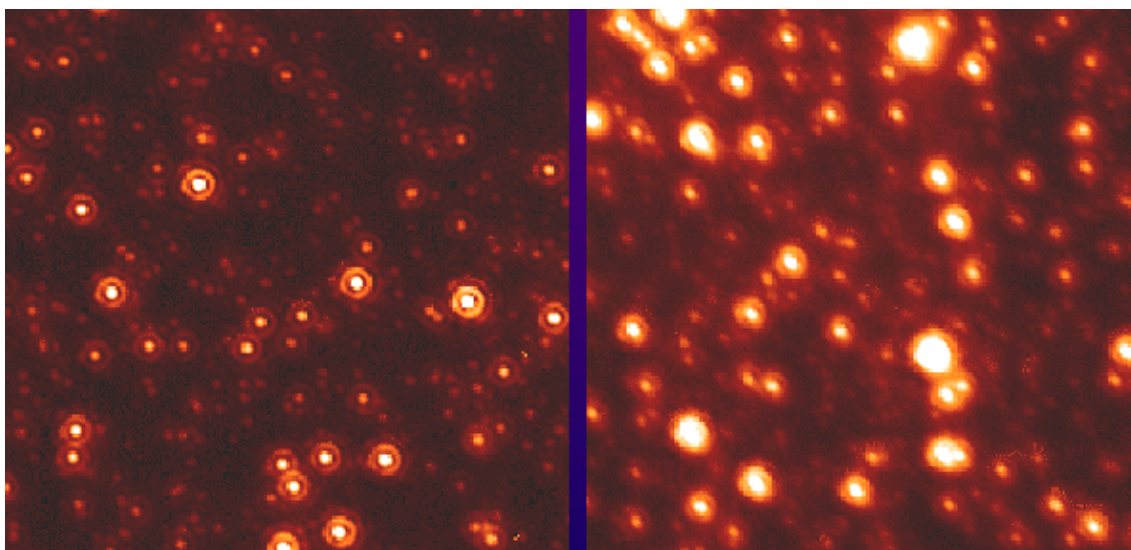
atmósfera entre 90 y 180 km de altura, para un rango de ángulo cenital permitido de entre 0 y 60°. Adicionalmente, el sistema utiliza tres estrellas naturales guía (NGSs) en el campo<sup>4</sup>, para compensar las deformaciones del frente de onda (*tip-tilt*) y los errores dinámicos en la resolución. Una de estas NGS, usualmente la CWFS3 (*CANOPUS Wave Front Sensor 3*), es utilizada también para compensar las variaciones lentas de las capas de sodio por altitud.

Por su parte, el banco óptico CANOPUS está conformado por sensores de frente de onda (*tip-tilt mirror*) y espejos deformables encargados de tomar muestras de la calidad del cielo a una velocidad de 1000 veces por segundo, para analizar el frente de onda proveniente de las estrellas artificiales generadas con los láseres de sodio y compensar en tiempo real la deformación generada por la atmósfera. También integran este instrumento: un compensador de dispersión atmosférica; un focalizador; y el sistema LGSWFS (*Laser Guide Source Wave Front Sensor*) encargado de generar la constelación de 5 fuentes láseres de sodio.

Sin embargo, dada las características de esta tecnología, se generan tres efectos sobre las imágenes:

- Deformaciones asimétricas en el campo hacia posiciones alejadas del eje del frente de onda, denominadas *anisoplanatism*;

<sup>4</sup>GeMS también puede funcionar con dos o una NGS, pero su desempeño será de menor calidad, viéndose degradado su FWHM en el campo de visión de manera proporcional a la distancia con el sensor de frente de ondas del sistema CANOPUS (CWFS) (ver por ejemplo, [Schirmer et al., 2015](#))



**Figura 2.4** Ejemplos de efecto de *anisoplanatismo* en dos imágenes tomadas por la cámara infrarroja KIR (izquierda) y el sistema PUEO de OA en el telescopio Canada–Francia–Hawai (derecha). *Créditos: Observatorio Gemini.*

- Cubrimiento limitado del cielo; y
- Efecto de “cono”.

### *Anisoplanatismo*

Los sensores del frente de onda miden la fase de perturbación integrada solo a lo largo de la dirección de la línea de la visual. Cuando se observa hacia distintas direcciones respecto de la posición de la estrella guía, la fase de perturbación integrada es diferente, causando una degradación en la corrección hacia afuera del eje del frente de onda. La rapidez con la que se manifiesta esta degradación depende de ciertos parámetros, entre los cuales están: la distribución vertical de la turbulencia, la longitud de onda, y la rapidez con la que el sistema de OA ajusta las perturbaciones y las corrige. Este fenómeno es conocido como *anisoplanatismo*, y se produce cuando el ángulo *isoplanático*, definido como el ángulo que separa dos estrellas cuya luz pasa por la misma región turbulenta, genera un cociente de Strehl<sup>5</sup> reducido en un 50%. Dicho ángulo varía con la longitud de onda y la masas de aire, siendo valores típicos ángulos *isoplanares* de 20'' para la banda J, 30'' para la banda H y 40'' para la banda K. La Figura 2.4 muestra dos ejemplos de *anisoplanatismo* en imágenes en la banda K tomadas con la cámara infrarroja KIR (izquierda) y el sistema PUEO de OA en el telescopio Canada–Francia–Hawai (derecha).

<sup>5</sup>El cociente de Strehl es una medida de la calidad del sistema óptico de un telescopio utilizado para comparar el rendimiento real del mismo respecto a su rendimiento teórico. Se define como el cociente entre el pico máximo de intensidad observado en el plano de detección de una fuente puntual, respecto del pico teórico del sistema en su límite de difracción y puede tomar valores de entre 0 y 1.

## Cubrimiento del cielo

La corrección por óptica adaptativa usando estrellas guías naturales solo es posible en las regiones cercanas de estrellas relativamente brillantes ( $R \sim 15$  mag). Esto representa una gran restricción en el cubrimiento de todo el cielo, acotándolo a aproximadamente el 5%. A partir de esta limitación, se ideó el sistema de LGS, el cual genera un patrón de estrellas brillantes guía mencionado anteriormente, que pueden ser usados para las respectivas compensaciones en cualquier posición del cielo.

## Efecto de “cono”

Se produce porque la constelación de estrellas artificiales LGS es proyectada a una determinada distancia en la atmósfera (90 – 160 km); sin embargo, el haz de luz que retorna, y que usa el sensor de frente de onda, no ha pasado por el mismo volumen de aire que las fuentes astronómicas. Este efecto geométrico empeora a medida que aumenta el diámetro del telescopio. Para corregir esto, los sistemas de MCAO como GeMS utilizan una combinación de estrellas naturales y estrellas láser guías, con varios espejos deformables, para generar una imagen homogénea sobre un campo más amplio que por medio de la OA regular.

### 2.1.2. Reducción de datos: THELI

Como se detalló en las secciones anteriores, una de las dificultades que presenta la reducción de las observaciones con GSAOI+GeMS es la toma de imágenes de campo ligeramente desplazadas a través de *dithering* y la corrección por frente de onda realizada por la OA que genera un patrón de distorsión único para cada imagen. Es por ello que, para reducir y apilar las imágenes obtenidas con GSAOI en cada filtro se requieren de pasos adicionales en el proceso.

El observatorio Gemini se encarga de proveer a sus usuarios con paquetes adaptados, para llevar a cabo la reducción con sus imágenes. Cabe destacar que actualmente Gemini tiene disponible la reciente plataforma de reducción de datos DRAGONS<sup>6</sup> (*Data Reduction for Astronomy from Gemini Observatory North and South*) y el paquete de reducción Disco–Stu, el cual permite la alineación y apilado de las imágenes que hayan sido previamente procesados con el paquete de Gemini en IRAF o con DRAGONS. Tanto Disco–Stu como DRAGONS están basados íntegramente en lenguaje Python.

Sin embargo, al momento de trabajar con los datos obtenidos de GSAOI, el paquete correspondiente para el software de IRAF carecía del último paso, relativo al apilado de las imágenes. En su lugar, se optó por la utilización de un nuevo programa de procesamiento de imágenes llamado THELI<sup>7</sup> (Erben et al., 2005; Schirmer, 2013). El mismo es una herramienta para reducción

<sup>6</sup>DRAGONS está disponible a través de la página web: <https://www.gemini.edu/node/11823>.

<sup>7</sup>THELI puede ser descargado de la página web: <https://www.astro.uni-bonn.de/theli/>

automatizada de imágenes astronómicas en longitudes de onda ópticas, infrarrojas cercanas (NIR) y media (MIR) que posee varios beneficios, entre los cuales destacan:

- 90 instrumentos pre-configurados<sup>8</sup>.
- Realizar múltiples procesos en paralelo, también denominado “paralelización”.
- Corregir errores generados por el modo de lectura del detector, también denominado “*cross-talk*”, y por respuesta de “no-linealidad” del mismo.
- Corregir por fondo de cielo y transparencia atmosférica.
- Corrección automática por distorsión y creación de grandes mosaicos.
- Apilado de las imágenes de campo generadas por *dithering*, denominado “*coaddition*”.
- Calibración en flujo absoluto.

A su vez, el entorno gráfico de THELI presenta una secuencia sucesiva de pestañas (ver Figura 2.5) con los pasos que deben seguirse para el procesado de las imágenes individuales hasta la obtención de las imágenes finales. A continuación, se describen de manera sintética los pasos sucesivos que deben efectuarse para la reducción de los datos con este programa para obtener las imágenes finales<sup>9</sup>. A su vez, los pasos que se mencionan a continuación deben repetirse para cada grupo de datos y para cada filtro que se tenga. Cabe destacar que THELI utiliza dentro de su *software* los programas SExtractor<sup>10</sup> (Bertin and Arnouts, 1996), para los procesos iniciales de preparación, substracción del cielo y pesado (“*weighting*”), SCAMP<sup>11</sup> (Bertin, 2006), para realizar la calibración astrométrica, y SWarp<sup>12</sup> (Bertin et al., 2002), para el paso final de apilado de las imágenes (“*coaddition*”), los cuales deben ser tenido en cuenta a la hora de asignar valores a los parámetros intervinientes en cada tarea.

## Inicialización

El primer paso de la reducción consiste en definir en el programa dónde se encuentran las imágenes de interés y qué instrumento fue empleado para su obtención. Dichas imágenes deben ser ordenadas en carpetas de acuerdo a si son imágenes de ciencia o de calibración. Las imágenes de calibración, a su vez, deben ser discriminadas en imágenes *Bias*, *Dark*, *Flat* o comúnmente llamadas *Flat On*<sup>13</sup>, *Flat Off*<sup>14</sup> e imágenes de Cielo o *Sky*. También es posible agregar las estrellas estándares

<sup>8</sup>También es posible configurar manualmente nuevos instrumentos para realizar el procesamiento de los datos.

<sup>9</sup>Para más detalle se puede consultar el trabajo de Schirmer (2013) y el manual de THELI: <https://www.astro.uni-bonn.de/theli/gui/index.html#gui-documentation-label>.

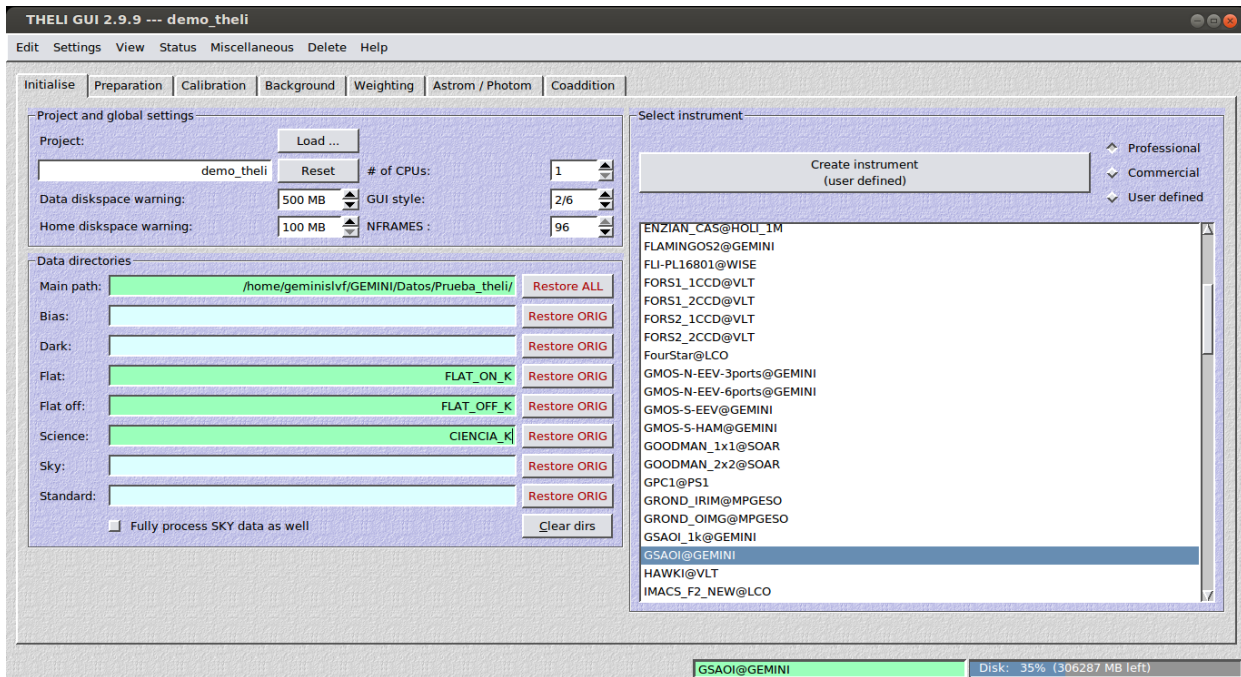
<sup>10</sup>SExtractor está disponible en la página web: <https://www.astromatic.net/software/sextactor>

<sup>11</sup>SCAMP está disponible en la página web: <http://www.astromatic.net/software/scamp>

<sup>12</sup>SWarp está disponible en la página web: <https://www.astromatic.net/software/swarp>

<sup>13</sup>Los *Flats On* son aquellos *flats* tomados manteniendo encendida una fuente de iluminación sobre la pantalla.

<sup>14</sup>Los *Flats Off* son tomados sobre una superficie uniforme, pero con la fuente de iluminación apagada.



**Figura 2.5** Imagen del entorno gráfico del programa de reducción THELI, donde se observa la configuración inicial, cómo deben ser ordenadas las imágenes disponibles y el listado de instrumentos pre-configurados, del cual debe seleccionarse el correspondiente al utilizado para las imágenes obtenidas. A su vez, en la parte superior, se aprecian las pestañas, ordenadas secuencialmente (de izquierda a derecha), a través de las cuales se debe realizar el proceso de reducción.

(en Figura 2.5, parámetro “Standard”) para la calibración en flujo. En este caso particular, no se disponía de estrellas estándares que fueran útiles para el proceso de calibración.

Además, es necesario seleccionar el instrumento con el que fueron obtenidos los datos, el cual puede ser indentificado de la lista de 90 instrumentos pre-configurados que se encuentra a la derecha. El programa también permite configurar nuevos instrumentos de una manera muy sencilla que no será detallado en este capítulo. La Figura 2.5 muestra un ejemplo de configuración que fue utilizada.

## Preparación de los datos

A continuación, los datos originales o crudos (“raw”) son preparados por el programa para luego ser manipulados por el mismo (ver Figura 2.6). Si los datos no fueron ordenados en categorías, esto es: *bias*, *dark*, etc, el comando “Sort data using FITS key” se encarga de ello. Si los mismos fueron separados en carpetas o directorios, se procede directamente con el comando “Split FITS / correct header”. Cuando las imágenes tienen extensiones múltiples FITS (MEF), como los que se generan cuando se tienen arreglos de detectores similar al de GSAOI, el proceso de preparación descompone todas las imágenes de entrada en archivos de imágenes FITS simples, que luego serán manipuladas mediante procesos en paralelo. A su vez, el *header* de la imagen es actualizado para especificar que el archivo ha sido preparado por el programa. A lo largo de todos los pasos, el *header* es actualizado para definir qué procesos de la reducción se han aplicado.



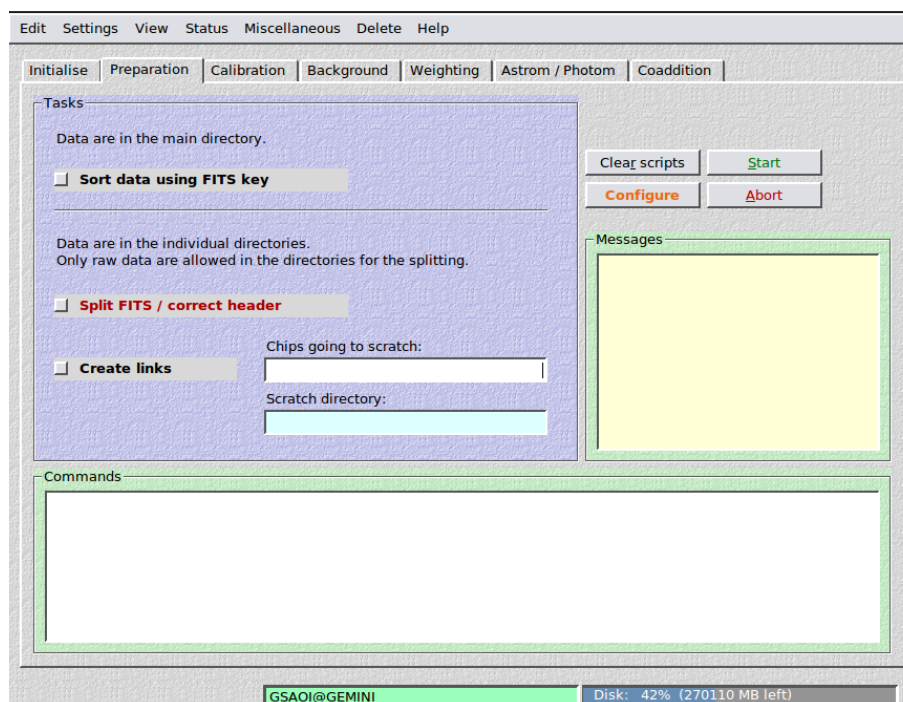


Figura 2.6 Proceso de preparación de las imágenes con THELI.

Dependiendo del modo de lectura del detector, se pueden generar efectos o imágenes fantasmas, dados principalmente por estrellas muy brillantes e incluso saturadas. THELI ofrece la posibilidad de especificar la manera de lectura del detector y corregirlo, dicha tarea se denomina “*crosstalk*”. En el caso de GSAOI, cada detector del arreglo realiza su propia lectura, por lo que se utilizó la opción “*Multi crosstalk*”.

Cabe destacar que en la parte inferior de la pantalla se encuentra un espacio titulado “*Commands*”, en el cual se van detallando los procesos que son corridos, y los nombres de las extensiones de las imágenes que son creadas. También puede especificarse las tareas que serán corridas para cada filtro. Este proceso se denomina “*paralelización*”, y por cada operación que se aplique, deben agregarse la misma cantidad de líneas de comando, para cada filtro por separado.

## Calibración

Durante este paso (ver Figura 2.7 se realizaron los procesos de reducción estándar, es decir, las respectivas combinaciones de *Bias*, *Darks*, *Flats*, y las posteriores subtracciones (*Bias* y *Dark* combinados) y divisiones (*Flat* combinado). En los nuevos detectores, la corriente oscura o *dark* suele ser mínima y en general no es recomendable aplicar esta corrección. Para el caso de GSAOI, no fue necesario aplicar las correcciones por *bias* y *darks*. A su vez el detector tiene una respuesta de no-linealidad que fue tenida en cuenta al momento de la reducción y que está previamente configurada para este instrumento.

En cada proceso de la calibración es necesario introducir valores mínimos y máximos de intensidad que permitirán rechazar las imágenes de calibración como *Flats* sobre expuestos o

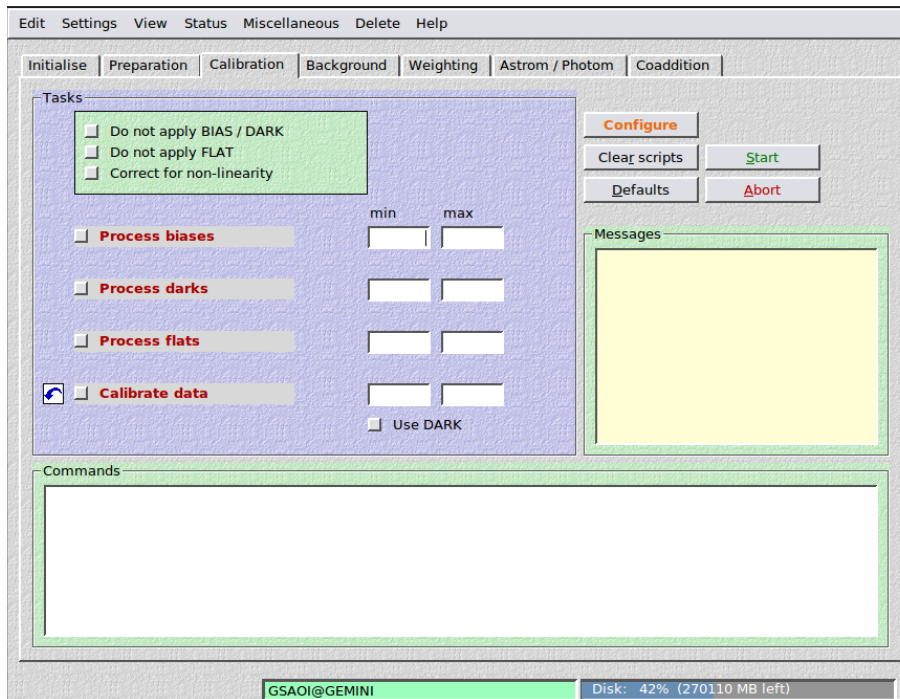


Figura 2.7 Proceso de calibración de las imágenes con THELI.

demasiado débiles. Luego, la manera de realizar la calibración es correr las tarea correspondientes de manera sucesiva (*bias*, *dark*, *flat*, calibración), una después de la otra. Para el caso particular de los datos obtenido, solamente se corrieron los procesos de *flat* y calibración de datos. Nuevamente, esta tarea puede ser editada en la zona de *Commands* para que pueda realizarse conjuntamente para varios filtros a la vez.

### Corrección por fondo de cielo o “*Background*”

Para las imágenes en longitudes de ondas infrarrojas cercanas y más aun medias, la contribución del fondo del cielo es considerable y variable con el tiempo. Los factores que contribuyen con esta contaminación pueden ser los siguientes: iluminación inadecuada de la pantalla de *flat*, dispersión de luz en los *flats* de cielo, luz de la Luna, luminiscencia nocturna o “*airglow*” y patrones de interferencia en las imágenes, denominado “*fringing*”, entre otros. Por lo cual, es necesaria su substracción antes de continuar con otros procesos de reducción y posterior análisis.

Para el caso particular de las imágenes en NIR obtenidas, dado que la exposición individual de las mismas fue inferior a los 5 minutos, las variaciones del cielo son lentas, por lo que la substracción de un modelo estático simple es suficiente<sup>15</sup>. La substracción del fondo de cielo o *background* se debe realizar en dos pasos. En la primer pasada, se genera un modelo de fondo de cielo medio, combinando todas las imágenes obtenidas sin enmascarar objetos (dejando los parámetros vacíos) y aplicando una función de rechazo de píxeles calientes. Luego de la primer

<sup>15</sup>Para imágenes en el MIR, o exposiciones superiores a los 5 minutos, se necesita aplicar un modelo dinámico de fondo de cielo.

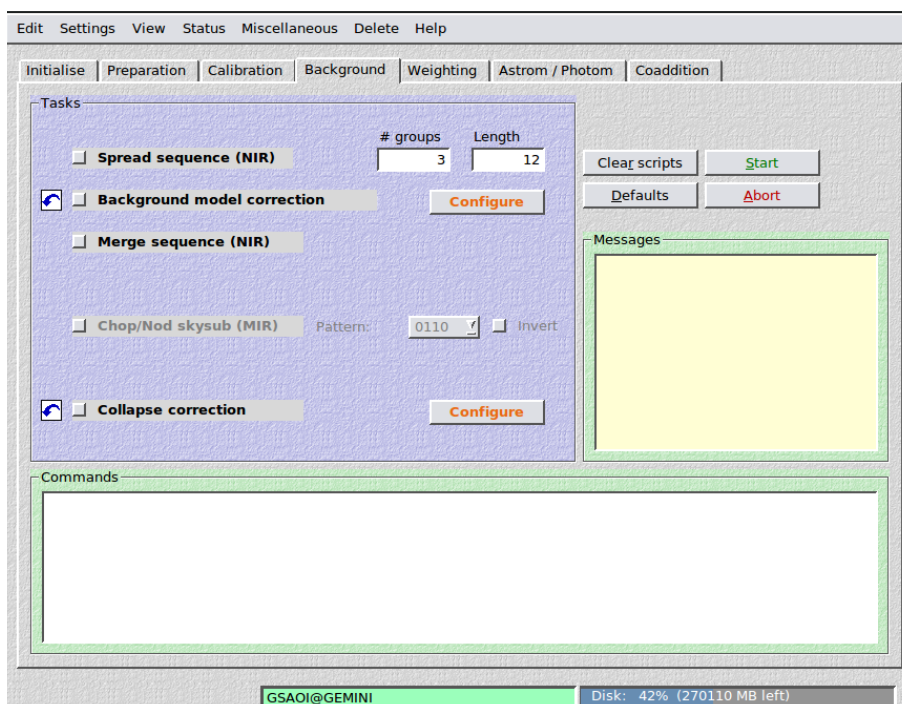


Figura 2.8 Proceso de corrección por fondo de cielo de las imágenes con THELI.

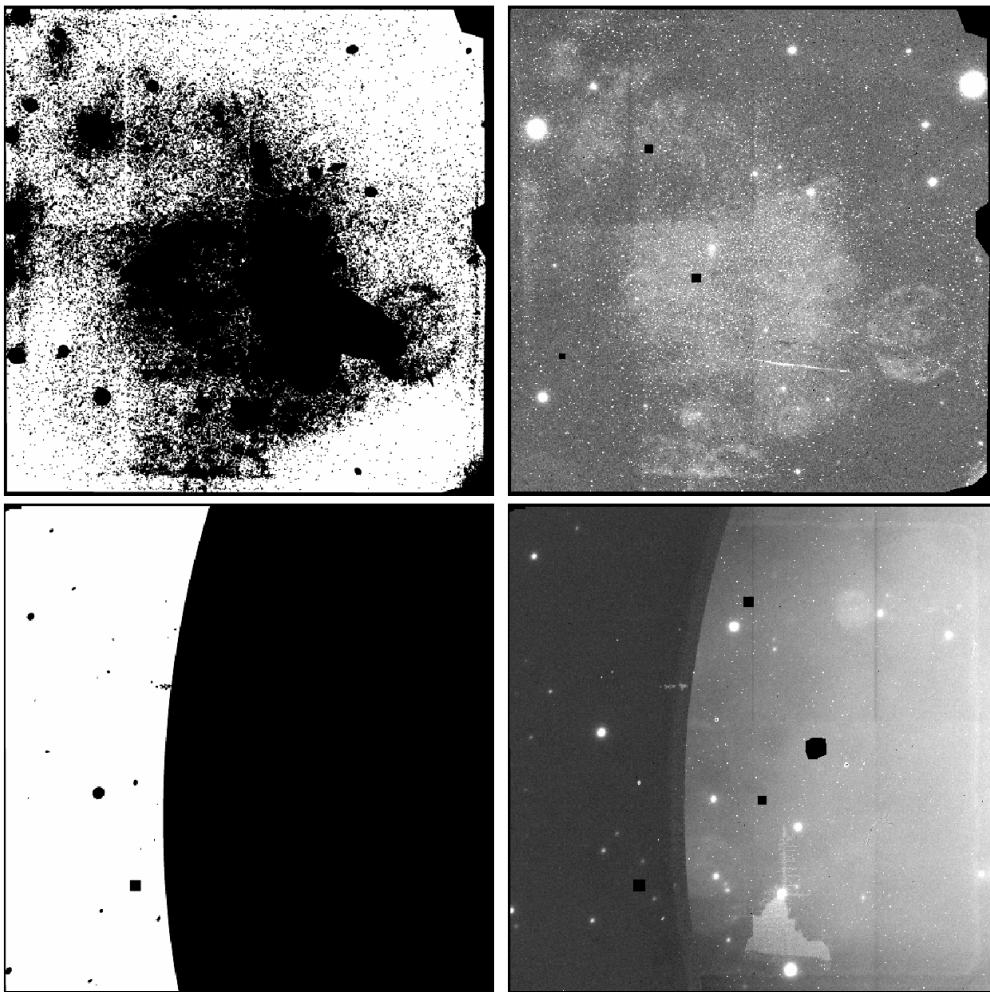
pasada, se debe aplicar una corrección por gradiente de intensidad en el plano (en el programa, parámetro “*Collapse correction task*”).

En la segunda pasada, los objetos de interés deben ser enmascarados colocando valores adecuados y cuidando que los mismos no generen un enmascarado excesivo de objetos. En la Figura 2.9 se observa ejemplos de máscaras malas, en las que los parámetros fueron demasiado bajos (panel superior izquierdo) o demasiado altos (panel inferior izquierdo) y terminaron enmascarando imperfecciones del detector. Si los valores son adecuados, las máscaras reconocerán fuentes y objetos extensos de manera adecuada (ver Figura 2.10, panel izquierdo), los cuales no serán afectados por el proceso de corrección. Finalmente, se aplica la corrección por substracción del modelo de fondo de cielo a todas las imágenes.

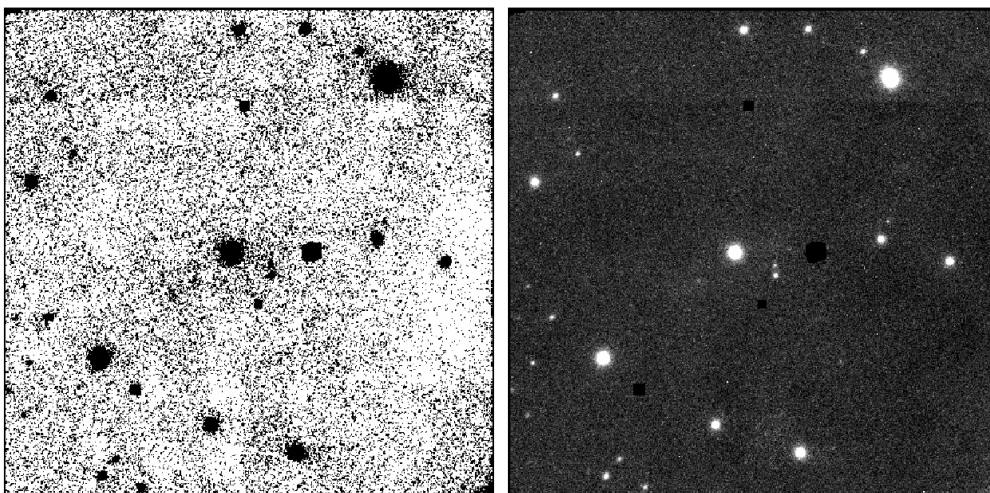
### Pesado de las imágenes o “*Weighting*”

Este paso consiste en el “pesado” o valoración de los píxeles de cada imagen que serán tenidos en cuenta en el último proceso, cuando se sumen todas las imágenes calibradas para generar la imagen final (proceso denominado “*coaddition*”). Esta tarea está diseñada para la detección de defectos persistentes, propios del detector, como líneas muertas o conjuntos de píxeles malos, como por ejemplo, en el caso de GSAOI, el “árbol de navidad”, que puede apreciarse en la Figura 2.9, panel inferior derecho.

Para las imágenes con GSAOI, se utilizaron en primer lugar, la tarea para crear los pesos de manera global, utilizando inicialmente los valores por defecto, un valor de tolerancia o *background* igual a 0.08 y rechazando píxeles con valores atípicos (en el programa, parámetro *outlier rejection*).



**Figura 2.9** Ejemplo de máscaras malas (paneles izquierdos) donde puede observarse las consecuencias en las imágenes finales (paneles derechos).



**Figura 2.10** Ejemplo de una máscara buena (panel izquierdo), donde se observa que la misma toma la forma de los objetos de interés para no afectarlo por la corrección de fondo de cielo (panel derecho).

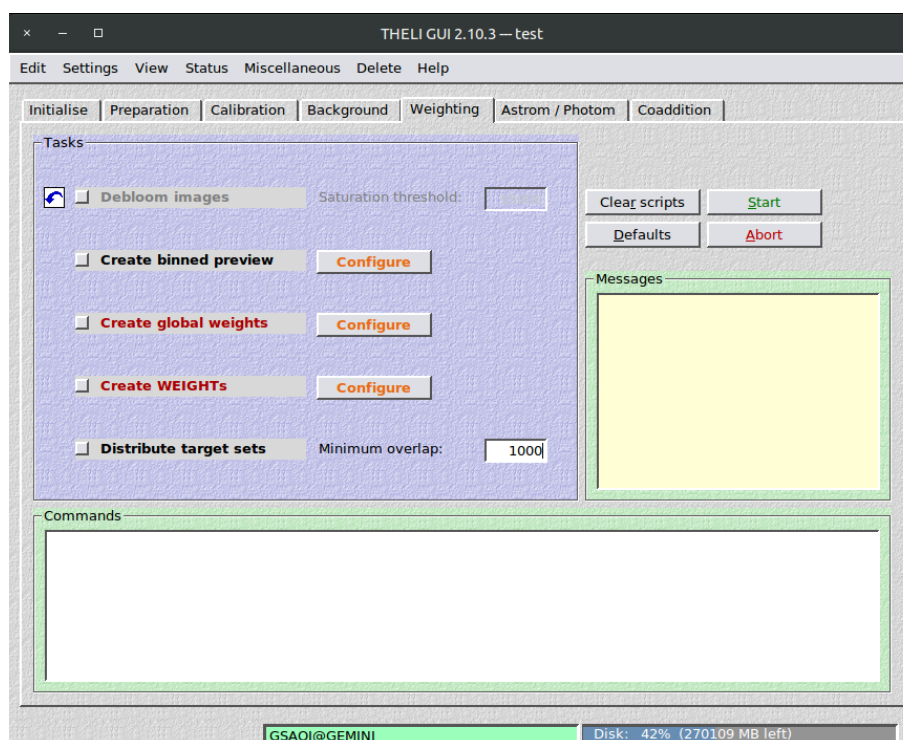


Figura 2.11 Proceso de pesado de las imágenes con el programa THELI.

Una vez que se han inspeccionado los mapas de pesaje para comprobar que las máscaras no fueron excesivas, se aplicó el pesado individual (en el programa, el parámetro *Create WEIGHTS*), introduciendo valores adecuados a las imágenes, correspondientes a cada parámetro.

En esta etapa, también pueden realizarse otras correcciones del tipo cosméticas como el *deblooming*, que consiste en reemplazar los píxeles con valores por encima de un nivel de saturación, con valores de celdas vecinas quitando de esa forma las líneas brillantes que se generan; o realizar un *binneado* para visualizar rápidamente las imágenes, particularmente si proviene de un arreglo de detectores, dado que todas las componentes son reagrupadas para mostrar una imagen del campo completo.

### Astrometría y Fotometría

En este paso de la reducción, es posible incorporar y calibrar la astrometría y fotometría<sup>16</sup> (opcional) a las imágenes. Para realizar la astrometría se debe utilizar un catálogo de referencia (imagen previamente calibrada astrométricamente) que reconozca sobre el mismo campo de las observaciones, una cantidad de fuentes aceptable y lo más homogéneamente distribuida sobre éste. Para ello, THELI busca en los *headers* las coordenadas centrales del campo, sin embargo, es decisión del usuario seleccionar el catálogo de referencia apropiado, acorde con el rango de longitudes de ondas observado y el límite de magnitud para el reconocimiento de fuentes

<sup>16</sup>Como se mencionó al final de la Sección 2.1.2, no se describirá el proceso de calibración fotométrica dado que no fue implementados con el programa THELI para las imágenes obtenidas.

(usualmente se utiliza un valor de 23 mag). Dicha selección puede realizarse desde el listado de catálogos que dispone en el programa (ver Figura 2.12, donde aparece 2MASS).

En el caso particular de las imágenes con GSAOI, se utilizó el catálogo de 2MASS. Sin embargo, dado que la resolución de GSAOI es aproximadamente 50 veces mejor que la de 2MASS, se generan ambigüedades en el reconocimiento de fuentes. Por otro lado, el campo de observación de GSAOI es demasiado chico ( $85'' \times 85''$ , ver Sección 2.1) en comparación a la mayoría de los grandes relevamientos, lo que resulta en una cantidad de fuentes identificadas sobre el campo pobre o insuficiente. En consecuencia fue necesario recurrir a un segundo catálogo con mejor resolución angular. Este segundo catálogo puede obtenerse de otra imagen previamente calibrada astrométricamente con otro instrumento, extraída de bases de datos, dentro del rango de longitudes de ondas de las observaciones propias. Para el caso particular con GSAOI, se utilizaron adicionalmente imágenes de VISTA<sup>17</sup> y el instrumento ISAAC<sup>18</sup> (*VLT Infrared Spectrometer And Array Camera*) instalado en el telescopios UT3 de VLT.

Dado que THELI no admite la manipulación de imágenes que no hayan sido procesadas por el propio programa, fue necesario preparar las imágenes obtenidas de bases de datos con dicho programa. Para ello se debió repetir todos los pasos de reducción hasta el final (incluyendo el último paso de apilado de imágenes o *coaddition* que se explicará en la siguiente sección), no siendo necesarias las calibraciones estándares de *bias*, *darks*. Si resulta fundamental la parte de calibración astrométrica, donde se realiza una combinación de ambos catálogos que posteriormente será utilizado para el tratamiento de las imágenes propias.

Una vez que se tienen todos los catálogos necesarios y se reconoce un buen número de fuentes sobre el campo de interés, THELI ofrece cuatro métodos diferentes para la calibración astrométrica. El método recomendado, y que fue utilizado para las imágenes obtenidas con GSAOI es el de SCAMP, puesto que es más rápido, fue desarrollado para arreglos de múltiples detectores, similar al de GSAOI, y genera gráficos de control de la calidad astrométrica obtenida<sup>19</sup>. Estos gráficos de control son fundamentalmente imágenes que indican la distribución de las fuentes reconocidas de los catálogos junto con las fuentes detectadas en las propias imágenes, mapa de distorsión del campo y los residuos de la solución astrométrica obtenida (Bertin, 2006).

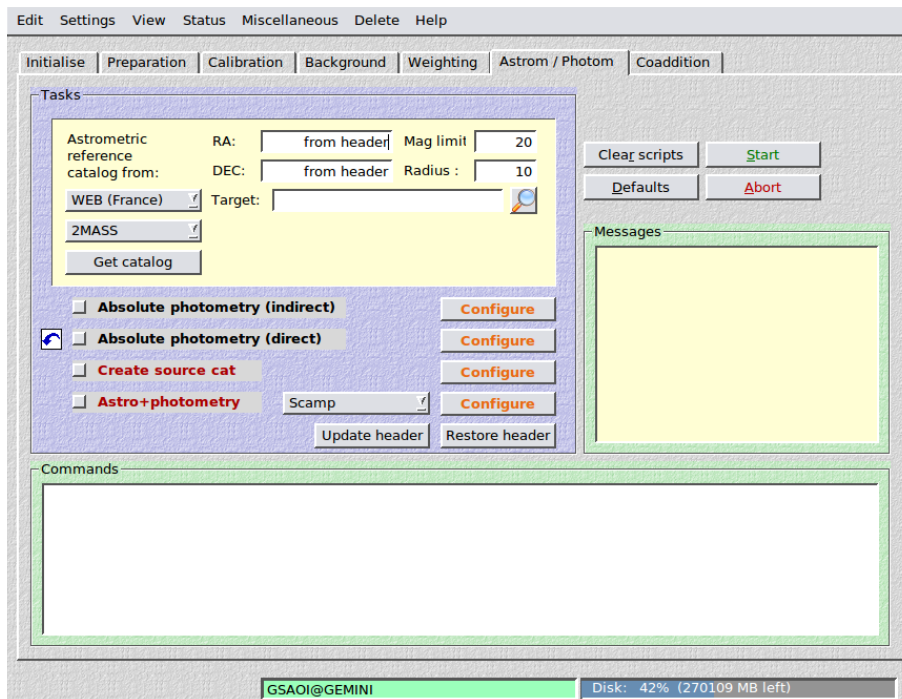
### Apilado de las imágenes o “*Coaddition*”

Finalmente, el último paso de la reducción con el programa THELI consiste en efectuar la sustracción del fondo del cielo y el apilado de las imágenes reducidas y calibradas astrométricamente (denominado “*coaddition*”) para la obtención de la imagen final (denominado “*stacking*”). En primer lugar debe realizarse un modelado del cielo. Para las observaciones con GSAOI se utilizaron los parámetros por defecto, guardando el modelo de cielo generado.

<sup>17</sup>VISTA Science Archive: <http://horus.roe.ac.uk/vsa/index.html>

<sup>18</sup>ISAAC: <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/decommissioned/isaac.html>

<sup>19</sup>Para más detalle ver manual de THELI en línea: <https://www.astro.uni-bonn.de/theli/gui/index.html#gui-documentation-label>



**Figura 2.12** Proceso de calibración astrométrica y fotometría de las imágenes con el programa THELI.

Luego, para el apilado de las imágenes, el programa retoma la solución astrométrica obtenida en la etapa anterior y utiliza el paquete SWarp. Dado que los procesos anteriores se pueden correr paralelamente para todas las imágenes con diferentes filtros, habiéndolos separado en carpetas adecuadamente, en este paso es necesario indicar a THELI el filtro que será procesado. Este paso implica identificar las imágenes correspondientes a cada detector, separadas de la imagen original en la preparación de los datos, y juntarlas nuevamente, rearmando la distribución original (similar a la Figura 2.3). También son necesaria las coordenadas de referencia y otros datos fundamentales que se observan en la Figura 2.13, panel inferior. Si no se especifican valores, THELI leerá los correspondientes parámetros del *header* de las imágenes. Por último, es fundamental para la obtención de las imágenes finales, reconocer y seleccionar los siguientes parámetros apropiadamente:

- **El método de muestreo de las imágenes:** Este parámetro especifica la función de interpolación espacial que será utilizada para muestrear las imágenes. Para GSAOI se utilizó la función recomendada LANCZOS3 que tiene mejores resultados para una interpolación bilineal que preserva la señal y reduce la generación de efectos adicionales sobre las imágenes.
- **El tipo de proyección<sup>20</sup>:** Se debe especificar el tipo de curvatura del campo observado. Para GSAOI se utilizó la opción de proyección TAN.
- **El tipo de coordenadas:** GSAOI utiliza coordenadas ecuatoriales.

<sup>20</sup>Las diferentes curvaturas del cielo pueden ser consultadas en la página web: <https://www.astro.uni-bonn.de/theli/gui/coaddition.html#sky-projections>

- **El tipo de combinación de las imágenes:** Para las imágenes obtenidas con GSAOI se eligió la opción WEIGHTED que produce la mejor relación señal–ruido, y aplica el mapa de pesado obtenido en el proceso de *weighting* que se detalló anteriormente.

Finalmente, si se observó el mismo campo con diferentes filtros, es posible apreciar que las imágenes finales tiene diferencias espaciales entre si. Esto es producido porque la solución en la proyección geométrica de cada conjunto de imágenes, dada la óptica adaptativa, es diferente por haber sido tratadas por separado. Para ello, el programa THELI cuenta con una tarea que permite corregir estas variaciones de campo entre imágenes en diferentes filtro denominada “*Prepare color picture*”. Luego de este proceso, las imágenes están totalmente reducidas y corregidas, para su posterior análisis.

No obstante, es importante resaltar que a pesar de haber completado todo el proceso de reducción, aun es probable observar en las imágenes finales algunos efectos de elongación en las fuentes que se encuentran preferentemente en las zonas periféricas de los campos (ver Sección 5.2.2). Esto es ocasionado principalmente por la OA, recordando que como se mencionó en la Sección 2.1.1, cada imagen tiene su propio patrón de corrección del campo. Cuando se realiza el apilado, se considera una corrección promedio de la distorsión de cada imagen por lo cual este efecto no puede ser corregido en su totalidad, pero si disminuido. La manera más efectiva de disminuir este efecto es la selección de tres NGS que estén distribuidas como un triángulo equilátero y que cubran la mayor parte del campo de observación.

## 2.2. Datos complementarios

Para complementar los datos observacionales obtenidos y descriptos previamente (ver Sección 2.1) se utilizaron diversas bases de datos públicas, en longitudes de ondas infrarrojas, que se describen a continuación.

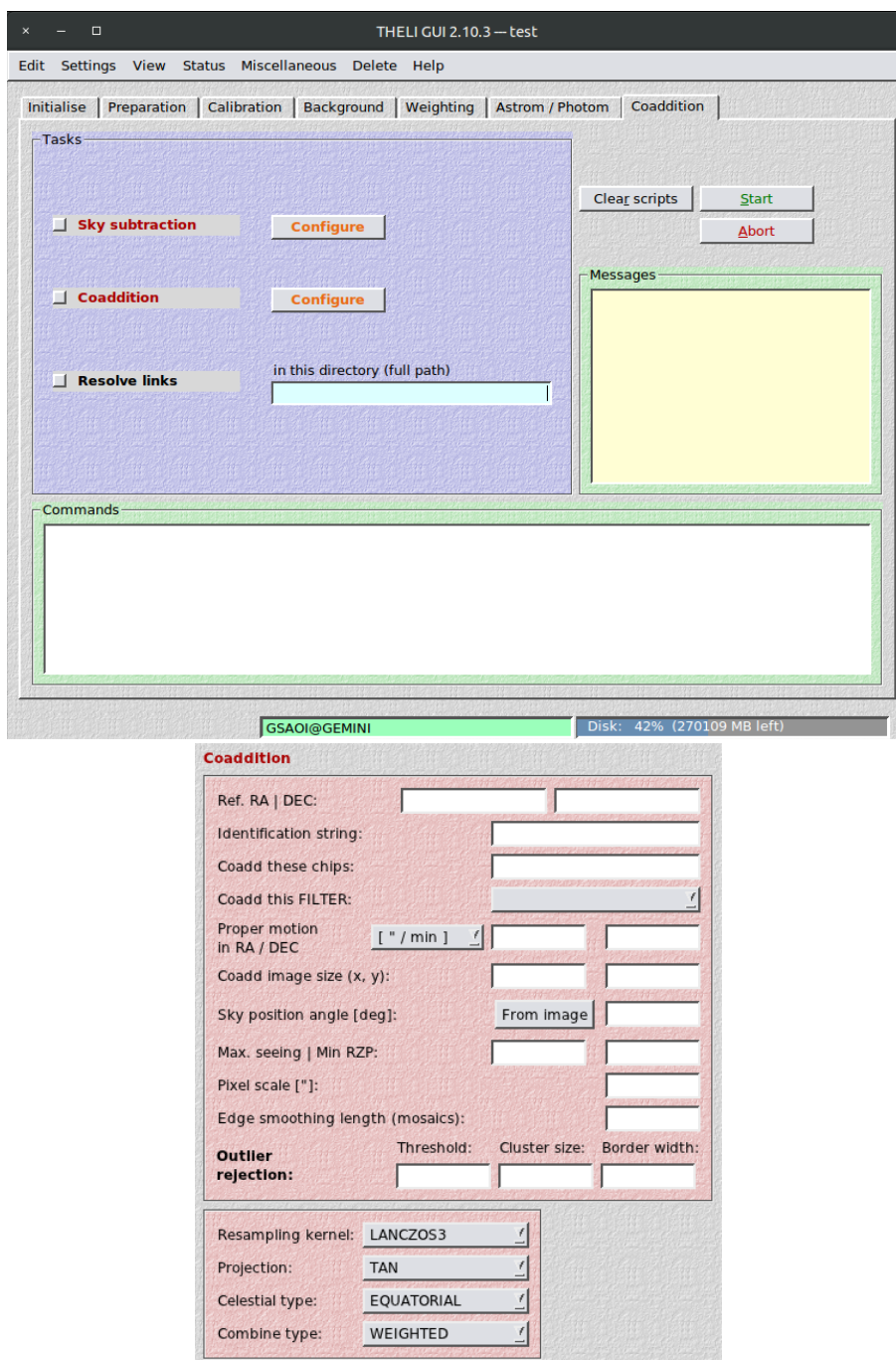
### 2.2.1. Spitzer

*Spitzer*<sup>21</sup> fue un telescopio espacial capaz de observar en longitudes de ondas infrarrojas, en un rango de entre 3.6 y 160  $\mu\text{m}$ , desarrollado por la agencia espacial estadounidense NASA (*National Aeronautics and Space Administration*). Fue lanzado el 25 de agosto de 2003, hasta el 30 de enero de 2020, cuando fue puesto fuera de servicio. Estaba compuesto por un telescopio reflector de 85 cm de diámetro, puesto en una órbita similar a la de la Tierra, con tres instrumentos principales a bordo que proveen imágenes y espectros, con temperaturas de enfriamiento de hasta los 5.5 K (durante su primera fase “criogénica” desde 2003 a 2009, Werner et al., 2004). Sus instrumentos a bordo eran la cámara infrarroja **IRAC** (*Infrared Array Camera*, Fazio et al., 2004), capaz de observar en 4 bandas centradas en 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0  $\mu\text{m}$ , y resoluciones angulares de 1.6", 1.6", 1.8" y

---

<sup>21</sup><http://ssc.spitzer.caltech.edu/>





**Figura 2.13** Proceso de sustracción del fondo de cielo y apilado de las imágenes que realiza el programa THELI. En el panel inferior se muestran los parámetros del proceso final de apilado de las imágenes.

1.9'' ; el espectrógrafo infrarrojo **IRS** (*Infrared Spectrograph*, Houck et al., 2004), construido para tomar espectros de resolución baja a mediana ( $R = \lambda / \Delta\lambda \approx 90 - 600$ ) operativo en un rango de longitudes de onda de entre 5.3 y 38  $\mu\text{m}$ ; y finalmente, el fotómetro multibanda **MIPS** (*Multiband Imaging Photometer for Spitzer*, Rieke et al., 2004), que proveía de imágenes en las bandas de 24, 70 y 160  $\mu\text{m}$ , con resoluciones de 6'', 18'' y 40''.

Con los instrumentos a bordo de *Spitzer* se realizaron importantes relevamientos que cubrieron diferentes áreas del cielo. Uno de los más destacados y completos, que ha sido utilizado para diversos análisis en los siguientes capítulos, es el que emplea a IRAC, denominado GLIMPSE “*Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire*” (Benjamin et al., 2003). En su primera versión, GLIMPSE I, observó la región entre  $10^\circ \leq |l| \leq 65^\circ$  y  $|b| \leq 1^\circ$ , y en su versión extendida, GLIMPSE II, cubrió la región comprendida desde  $5^\circ < |l| \leq 10^\circ$  con  $|b| \leq 1^\circ$ , con  $|b| \leq 1.5^\circ$  para  $2^\circ < |l| \leq 5^\circ$  y  $|b| \leq 2^\circ$  para  $|l| \leq 2^\circ$ . A su vez, el catálogo MIPS GAL “*A 24 and 70 Micron Survey of the Inner Galactic Disk with MIPS*” (Carey et al., 2009) relevó 248 grados cuadrados del plano galáctico en 24 y 70  $\mu\text{m}$ , cubriendo las latitudes galácticas  $|b| \leq 1^\circ$  para  $l < 69^\circ$  y  $l > 292^\circ$ .

### 2.2.2. WISE

WISE<sup>22</sup> es un telescopio espacial diseñado para relevar todo el cielo en el infrarrojo medio, con una sensibilidad 100 veces mayor que la banda en 12  $\mu\text{m}$  de IRAS, desarrollado también por la agencia gubernamental estadounidense NASA junto con otras instituciones (Wright et al., 2010). Fue lanzado el 14 de Diciembre de 2009 y actualmente sigue operando, pero en un modo “caliente” denominado NEOWISE (Mainzer et al., 2014, 2011). Está compuesto por un espejo primario de 40 cm de diámetro, que genera un campo de visión de  $47'$ , y bandas infrarrojas centradas en 3.4, 4.6, 12 y 22  $\mu\text{m}$ , con resoluciones angulares de  $6.1''$ ,  $6.4''$ ,  $6.5''$ , y  $12.0''$ , respectivamente.

### 2.2.3. Herschel

*Herschel*<sup>23</sup> fue un telescopio espacial capaz de observar en longitudes de ondas del infrarrojo lejano al sub-milimétrico desarrollado por la Agencia Espacial Europea (ESA). Fue lanzado y puesto en operaciones el 14 de Mayo de 2009 hasta el 29 de Abril de 2013. Estaba conformado por un espejo de 3.5 m e instrumentos que cubren un amplio rango de longitudes de ondas desde el infrarrojo medio al lejano, entre 55  $\mu\text{m}$  – 671  $\mu\text{m}$ . Los tres instrumentos principales que llevaba a bordo fueron: el *Photodetector Array Camera and Spectrometer* (PACS, Poglitsch et al., 2010), capaz de observar en las bandas en 70, 100 y 160  $\mu\text{m}$  con resoluciones espaciales de  $3.2''$  para las primeras dos bandas y  $6.4''$  para la tercera; *Spectral and Photometric Imaging REceiver* (SPIRE, Griffin et al., 2010), con bandas en 250, 350 y 500  $\mu\text{m}$  y resoluciones de  $18.1''$ ,  $25.2''$  y  $36.6''$ , respectivamente; y el *Heterodyne Instrument for the Far-Infrared* (HIFI, de Graauw et al., 2010). Uno de los relevamientos más completos del telescopio *Herschel* es el denominado Hi-GAL (*Herschel infrared Galactic Plane Survey*, Molinari et al. 2010) que cubrió el plano de la Vía Láctea en 5 bandas centradas en longitudes de ondas de entre 60 y 600  $\mu\text{m}$ .

<sup>22</sup><https://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/wise.html>

<sup>23</sup><https://www.cosmos.esa.int/web/herschel/home>

## Capítulo 3

# Datos en el Sub–milimétrico

La observación en longitudes de ondas sub–milimétricas y milimétricas ha permitido completar el estudio integral de diversos objetos en el universo, en particular de la composición de las regiones de formación estelar y el medio que las rodea. A pesar de la confirmación de la existencia de gas frío en movimiento en el medio interestelar a principios del siglo XX, y el descubrimiento del polvo interestelar en los años treinta, las etapas más tempranas de formación estelar, que usualmente ocurren en regiones altamente oscurecidas por el polvo, seguían siendo un interrogante. No fue hasta mediados del siglo XX, con el desarrollo de las técnicas de observación en longitudes de onda en el infrarrojo lejano, sub–milimétricas y milimétricas, en que fue posible superar la extinción de este material interestelar y estudiar de manera natural los diversos procesos físicos que ocurren en regiones muy frías. A su vez, estas observaciones permitieron entender que tanto el polvo como el gas interestelar tenían una composición química compleja, donde se hacía presente una abundante variedad de moléculas en el medio.

En este capítulo se presenta la característica del telescopio APEX y el instrumento SHeFI utilizado para realizar el estudio de los objetos que se desarrollarán en los siguientes capítulos. También se detalla el proceso de reducción implementado con el paquete CLASS del programa GILDAS, para procesar los datos obtenidos. Por último, se presentan las características principales de otro relevamiento sub–milimétrico utilizado de donde se extrajeron datos para complementar el estudio de los objetos de interés.

### 3.1. Radiotelescopio APEX

El radiotelescopio *Atacama Pathfinder Experiment* o **APEX**<sup>1</sup> está ubicado en el llano de Chajnantor, a 5105 msnm, y a 50 km al este de San Pedro de Atacama, en el norte de Chile (ver Figura 3.1). Inicialmente fue creado como un prototipo modificado de las antenas de ALMA. Comenzó sus operaciones el 25 de septiembre de 2005 y sigue en funcionamiento hasta la actualidad. Su configuración presenta una montura altazimutal y un “disco simple” o superficie colectora

---

<sup>1</sup><http://www.apex-telescope.org/>



**Figura 3.1** Imagen del radiotelescopio APEX. Créditos: Extraído de la siguiente página web: <https://mapio.net/pic/p-247122/>

de 12 m de diámetro, permitiendo la observación en un amplio rango de longitudes de ondas largas que va desde los  $216 \mu\text{m}$  a los  $1885 \mu\text{m}$  (o en el rango de frecuencias de entre 159 a 1390 GHz). La estructura interna del telescopio permite la instalación de variados instrumentos con configuraciones Cassegrain o Nasmyth. En la Figura 3.2 se observa la tabla de instrumentos actualmente disponibles y decomisionados del telescopio. Actualmente, con los instrumentos que tiene operativos, APEX es capaz de observar en un rango de frecuencias de 159 a 727 GHz.

Un punto importante de los radiotelescopios es que aprovechan la ventana de la región del sub-milimétrico de la atmósfera terrestre. Sin embargo, estas observaciones se ven altamente afectadas por la concentración de moléculas de agua. Es por ello que la construcción de estos telescopios debe realizarse en ubicaciones con climas desérticos y a una elevada altura sobre el nivel del mar, que permita minimizar los efectos atmosféricos. Asimismo, durante las observaciones es fundamental el control de dicha concentración de agua en la atmósfera. Este parámetro es denominado como vapor de agua precipitable o *precipitable water vapor* (*pmv*). Para el caso de APEX, para  $pmv > 5 \text{ mm}$  no se realizan observaciones científicas.

En este trabajo se utilizó el instrumento **SHeFI**<sup>2</sup> (Swedish Heterodyne Facility Instrument). Es un receptor heterodino, lo que implica que toma la frecuencia recibidas de una fuente y la combina, mezclándola y combinándola con otras, para producir una frecuencia en otro rango intermedio que facilite su amplificación y modulación. Este instrumento realiza observaciones de líneas espectrales con cuatro receptores heterodinios de un solo píxel, con frecuencias centrales de 230, 345, 460 y 1300 GHz (Dumke and Mac-Auliffe, 2010). Los cuatro receptores son conocidos como APEX-1, APEX-2, APEX-3 y APEX-T2. En particular, fueron utilizados los receptores APEX-1 y APEX-2. El ancho del haz a potencia mitad o HPBW del telescopio depende de la frecuencia. Para APEX-1,

<sup>2</sup><http://www.apex-telescope.org/heterodyne/shfi/>

Instrument	Type	Mode	Frequency [GHz]	HPBW [arcsec]	IF range [GHz]	# of beams	Location	Status	Comment
LABOCA	Bolometer array	Facility	345	19		295	Cassegrain	✓	
SEPIA	Heterodyne SIS	PI (ESO/Swedish)	159-211 (SEPIA180)	30-39	4 - 8	1	Nasmyth-A	✓	2SB Commissioning March 2015
		Facility	272-376 (SEPIA345)	17-23	4 - 8	1	Nasmyth-A	✗	2SB Installation in Q3 2019
		Facility	581-727 (SEPIA660)	10-9	4 - 8	1	Nasmyth-A	✓	2SB version commissioned in Nov-2018
nFLASH	Heterodyne SIS	Facility	200-270 (Band 6)	31-23	4 - 12	1	Nasmyth-A	✗	2SB Installation in Q1 2019, covered by PI230
		Facility	385-500 (Band 8)	14-12	4 - 8	1	Nasmyth-A	✗	2SB Installation in Q1 2019, covered by FLASH+
APEX-1 (SHeFI)	Heterodyne SIS	SSB	213 - 275	30 - 25	4 - 8	1	Nasmyth-A	✗	Decommissioned from Oct 2017
APEX-2 (SHeFI)	Heterodyne SIS	SSB	267 - 378	23 - 17	4 - 8	1	Nasmyth-A	✗	Decommissioned from Oct 2017
APEX-3 (SHeFI)	Heterodyne SIS	DSB	385 - 506	17 - 13	4 - 8	1	Nasmyth-A	✗	Decommissioned from Oct 2017
APEX-T2 (SHeFI)	Heterodyne HEB	DSB	1250 - 1390	5	2 - 4	1	Nasmyth-A	✗	Decommissioned from 2016
APEX-2A	Heterodyne SIS	DSB	279 - 381	18	4 - 8	1	Nasmyth-A	✗	Decommissioned in Feb 2008 and replaced by APEX-2
SABOCA	Bolometer array		850	8		39	Cassegrain	✗	Decommissioned from 2015

**Figura 3.2** Tabla de instrumentos disponibles y decomisados del radiotelescopio APEX. *Créditos: Extraído de la página de APEX.*

el HPBW está entre  $30''$  y  $23''$  en el rango  $[211 - 275]$  GHz, mientras que para APEX-2, el HPBW va desde  $23''$  a  $17''$  en el rango  $[275 - 370]$  GHz (Vassilev et al., 2008). A su vez, dicho instrumento tiene tres modos de observación: *On-Off*, *raster map* y *On-The-Fly* (OTF). Para este trabajo se utilizó el modo OTF (ver Figura 3.3, panel superior).

**El modo *On-The-Fly* (OTF):** El modo *On-The-Fly* (OTF) es útil para la observación de líneas intensas en grandes áreas del cielo, permitiendo construir cubos de datos que, a diferencia de lo que ocurre con las imágenes de continuo, proporcionan información de frecuencias o velocidades. Consiste en un escaneo continuo, a lo largo de un mapa rectangular, donde se obtienen sucesivos espectros a medida que se va barriendo el campo de observación. El patrón de barrido que utiliza usualmente es el de “zig-zag”, donde la primera fila es escaneada en pasos, definida por el parámetro “*dump step*”, a medida que aumenta el valor de la coordenada X (generalmente coincide con la ascensión recta). Con el objetivo de minimizar efectos en los datos creados por el patrón de barrido de la observación, generalmente se realiza un segundo mapeo sobre el mismo campo, pero adoptando ahora una dirección ortogonal a la anterior.

En la Figura 3.3, panel superior, se muestra el resultado obtenido con el simulador de SHeFI/APEX, donde se aprecia la distribución y cantidad de apuntamientos necesarios para realizar la observación de un campo con un determinado tamaño, en una frecuencia específica. A modo esquemático, las líneas gruesas de puntos y rayas sucesivas, indican el movimiento que realiza el telescopio sobre el campo de observación. Este movimiento de barrido pasa por los diferentes apuntamientos indicados con una “×” amarilla. Los círculos azules indican el tamaño del *beam* de la observación. En la Figura 3.3, panel inferior, se presenta el mapa con los apuntamientos que

fueron necesarios para realizar la observación de uno de los campos utilizados en la investigación en este trabajo.

**Cubos de datos:** Los datos generados con el telescopio en modo OTF producen un cubo de datos con la información de la región de interés para cada molécula observada. Estos cubos consisten en un conjunto de datos que pueden ser ubicados en un sistema de coordenadas ortogonales, como muestra esquemáticamente la Figura 3.4, donde los ejes X e Y son las coordenadas ecuatoriales: ascensión recta ( $\alpha$ ) y declinación ( $\delta$ ). El tercer eje del sistema (eje Z) puede ser la frecuencia de las líneas espectrales o, mediante el efecto Doppler, la velocidad radial. El rango total de velocidades o frecuencia observada es a su vez dividido en “canales”, los cuales son equivalentes a los píxeles en las observaciones ópticas e infrarrojas. Esta unidad implica rangos fijos de frecuencia o velocidad que pueden ser establecidos por el observador para mejorar la señal-ruido de los datos, pero que está limitada por la resolución o *rms* alcanzado en la observación.

### 3.1.1. Reducción de datos: CLASS/GILDAS

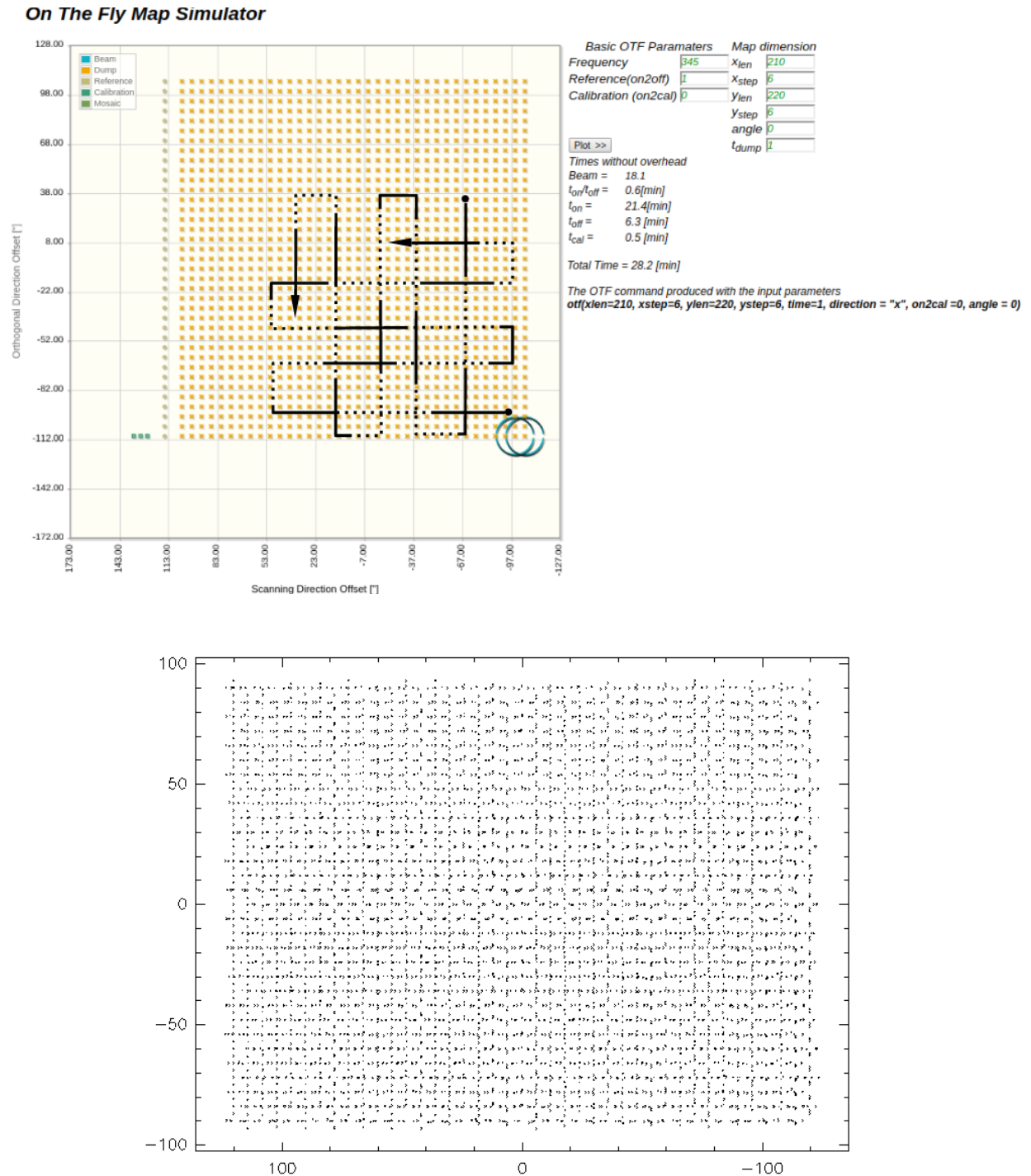
Si bien, los datos distribuidos por el observatorio APEX ya tienen los pasos de calibración en frecuencia e intensidad estándares, los cuales no se detallarán en este trabajo, es necesario realizar un último proceso de reducción que permita extraer los cubos y transformarlos a unidades adecuadas para poder ser analizados. Para reducir los datos obtenidos con APEX se utilizó el *software* CLASS<sup>3</sup> (*Continuum and Line Analysis Single-dish Software*) del programa GILDAS<sup>4</sup>. Este programa tiene múltiples capacidades, entre ellas: manipular fácilmente un amplio volumen de datos, graficar espectros individuales o mapas de líneas espectrales, ajustar las líneas mediante múltiples funciones Gaussianas, construir cubos de datos y mapas de emisiones integradas, entre otras aplicaciones<sup>5</sup>.

En la Sección 4.2 se menciona que en radioastronomía es usual trabajar con espectros cuyos parámetros son, además de las medidas de velocidades y/o frecuencia, la temperatura que alcanza, por ejemplo, una líneas molecular. A diferencia de los datos usuales en longitudes de ondas ópticas e infrarrojas, en que se miden intensidades, con los datos sub-milimétricos y milimétricos la medida es en temperatura. Esta conversión de intensidades a temperatura es posible dado que la intensidad de un cuerpo negro que emite en una determinada frecuencia, depende de la temperatura. A su vez, en el rango de las ondas de radio se tiene que  $h\nu \ll kT$ , por lo que la expresión de la intensidad de una fuente toma la forma de la aproximación de Rayleigh-Jeans, donde la intensidad emitida por el cuerpo negro es directamente proporcional a la temperatura (ver ecuación 4.14). Por esta razón, en la mayoría de las fórmulas en las que aparece la intensidad, la misma puede sustituirse en el rango de longitudes de ondas largas simplemente por la temperatura de brillo.

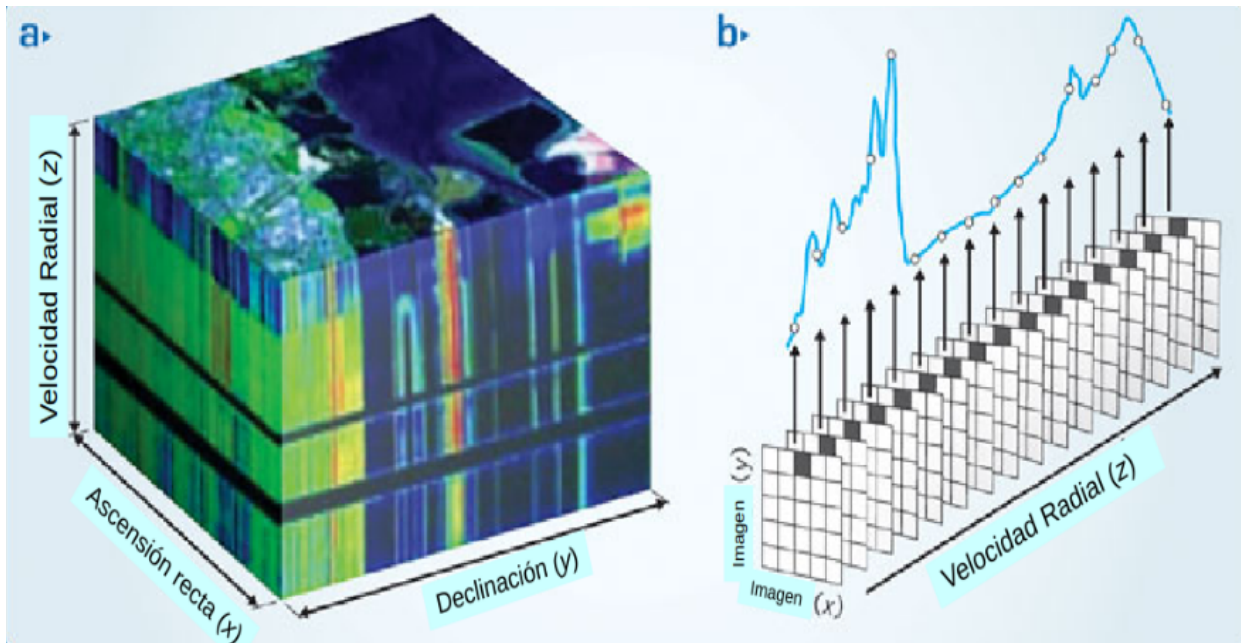
<sup>3</sup><https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/doc/html/class-html/class.html>.

<sup>4</sup><http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>.

<sup>5</sup>Para más detalles sobre las funciones del paquete CLASS se puede consultar el manual del mismo, disponible en la página web: <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>.



**Figura 3.3** Panel superior: Salida del simulador para el instrumento SHeFI en modo *On-The-Fly* que permite calcular la cantidad de apuntamientos necesarios para barrer un área determinada, a una dada frecuencia. La línea de puntos y raya gruesa encima de la imagen indica de manera esquemática el movimiento de barrido en forma de zig-zag que realiza el telescopio. Panel inferior: Visualización del mapa de apuntamientos realizados en modo OTF para los datos tomados el 18 de junio de 2016, con el programa CLASS/GILDAS.



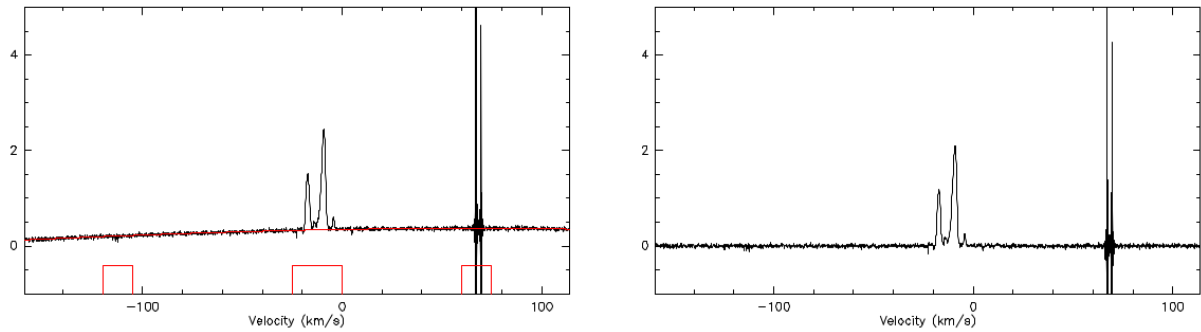
**Figura 3.4** Imagen representativa tridimensional de los cubos de datos generados por APEX. A la izquierda se observan de los ejes XYZ las coordenadas  $\alpha$ ,  $\delta$  y velocidad radial, mientras que a la derecha se observa el espectro resultante en una determinada posición. *Créditos: Figura adaptada de la página <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.205>.*

Ahora bien, la temperatura inicial de los datos crudos se denominan “temperatura de antena”. La misma está integrada no solamente por la contribución de la fuente ( $T_f$ ), sino también por la atmósfera ( $T_A$ ), ya que la radiación de la fuente debe propagarse hasta llegar a la antena, y la del sistema receptor ( $T_{rec}$ ). Esta temperatura del sistema receptor incluye la temperatura de la propia antena, cables, amplificadores, mezcladores, y cualquier otro equipo que se encuentre dentro del circuito entre la superficie colectora de la señal y el instrumento final de medida. Luego, para poder analizar las propiedades de un objeto a través de sus espectros, es necesario filtrar la temperatura de antena de todas las contribuciones externas que afectan dicha medida y transformarla a una escala homogénea. Esta escala se denomina “temperatura de brillo” del haz principal del telescopio ( $T_{mb}$ ) y se define como la temperatura de un cuerpo negro que emite la misma intensidad que el objeto que se está estudiando dentro del haz principal. Esto permite expresar la intensidad en unidades de temperatura (K).

Luego, para realizar dicho proceso de reducción se llevaron a cabo los siguientes pasos:

- 1- Identificar dentro de los archivos .apex las líneas observadas y revisar los espectros en busca de defectos, como también determinar los canales en que se encuentra emisión. Esto permitirá definir las ventanas en donde no se aplicará un ajuste de la línea de base del espectro.
- 2- Ajustar de línea de base a cada espectro a partir de los canales en los que no hay emisión aplicando polinomios, generalmente de bajo grado. Para los datos obtenidos se utilizaron polinomios de entre grado 1 y 3. La Figura 3.5, panel izquierdo, muestra un ejemplo de este proceso en que se definieron ventanas espectrales (recuadros inferiores rojos) y se ajusta un





**Figura 3.5** La imagen muestra a la derecha un espectro tomado con el telescopio IRAM, de 30 m de diámetro, donde se observa la emisión de la molécula de CO. Los rectángulos rojos en la base indican las ventanas de observación seleccionadas y la curva roja sobre el espectro la línea de base que será ajustada. En el panel de la derecha, la línea de base fue aplicada y puede apreciarse cómo el continuo del espectro ahora sigue una recta horizontal. *Créditos: Imagen extraída del tutorial de CLASS disponible en la página web: <http://www.iram.fr/~gildas/demos/class/class-tutorial.pdf>*

polinomio a la línea de base del espectro (curva roja). En el panel derecho de la misma figura, se observa el resultado del ajuste.

- 3- Remuestrear los espectros para seleccionar y conservar solamente los canales en que se encuentra la emisión, centrar el espectro en una determinada velocidad y determinar el ancho de cada canal (siempre que sea mayor o igual a la resolución en velocidad observada).
- 4- Convertir la temperatura de antena,  $T_A$ , en temperatura de brillo del haz principal ( $T_{mb}$ ), aplicando la siguiente ecuación a cada perfil:

$$T_{mb} = \frac{\eta_{eff}}{\eta_{mb}} T_A, \quad (3.1)$$

donde  $\eta_{eff}$  es la eficiencia hacia adelante o *forward efficiency* y  $\eta_{mb}$  es la eficiencia del haz principal. La primera está definida como el cociente entre la radiación recibida desde la dirección del frente y la radiación que llega desde todas las direcciones. Para los receptores APEX-1 y APEX-2, estos valores son iguales a 0.97 y 0.96, respectivamente, por lo que se los aproxima a la unidad. Respecto a la eficiencia de haz principal, para APEX-1 y APEX-2 sus valores fueron determinados por [Vassilev et al. \(2008\)](#), y es igual a  $\eta_{mb} = 0.72$  para ambos detectores. La incerteza en la nueva calibración de temperatura es de  $\sim 0.3$  K en todos los espectros.

- 5- Finalmente, construir los cubos de datos de las observaciones realizadas a partir de los espectros. En este proceso se genera una tabla donde se escriben los espectros como columnas (archivo con extensión .tab) y se remuestran los espectros que no estuvieran espaciados regularmente dentro del área de la grilla confeccionada al momento de definir los canales.

Las Figuras 3.6 y 3.7 muestra los mapas de espectros de las observaciones tomadas en la línea de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{HCO}^+(3-2)$ , respectivamente, del objeto HH 137 (ver Capítulo 6). En estas imágenes se puede observar la grilla de espectros generada en el procedimiento de remuestreo y centrado de las línea del paso 3. Notar que los espectros que presentan emisión en las correspondientes líneas están ubicados en la región central del campo, donde para  $^{12}\text{CO}(3-2)$  la zona de emisión más extendida que para  $\text{HCO}^+(3-2)$ .

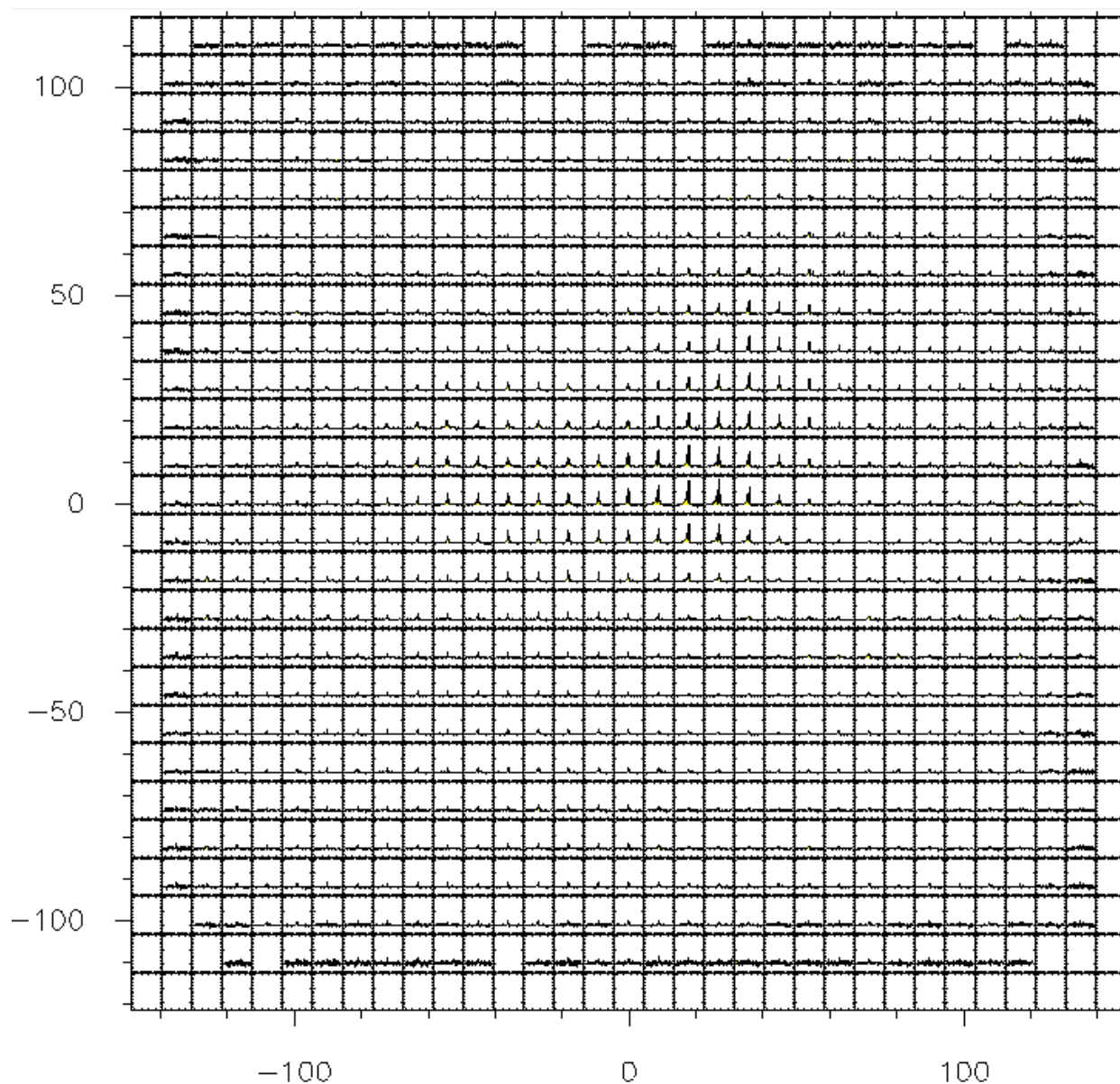
Finalmente, la Figura 3.8, muestra la visualización de un cubo de datos del objeto HH 137 (ver Capítulo 6) con el programa CLASS. En éste se observa que en el panel superior izquierdo se muestra la emisión molecular correspondiente a la velocidad  $-5 \text{ km s}^{-1}$  (canal 240) indicada en línea vertical roja sobre el espectro del panel superior derecho. El panel inferior izquierdo muestra la emisión molecular integrada y el panel inferior derecho el perfil medio resultante del promediado de todos los espectros del campo observado. El color amarillo indica que la integración fue realizada en todo el rango espectral.

## 3.2. Datos complementarios: ATLASGAL

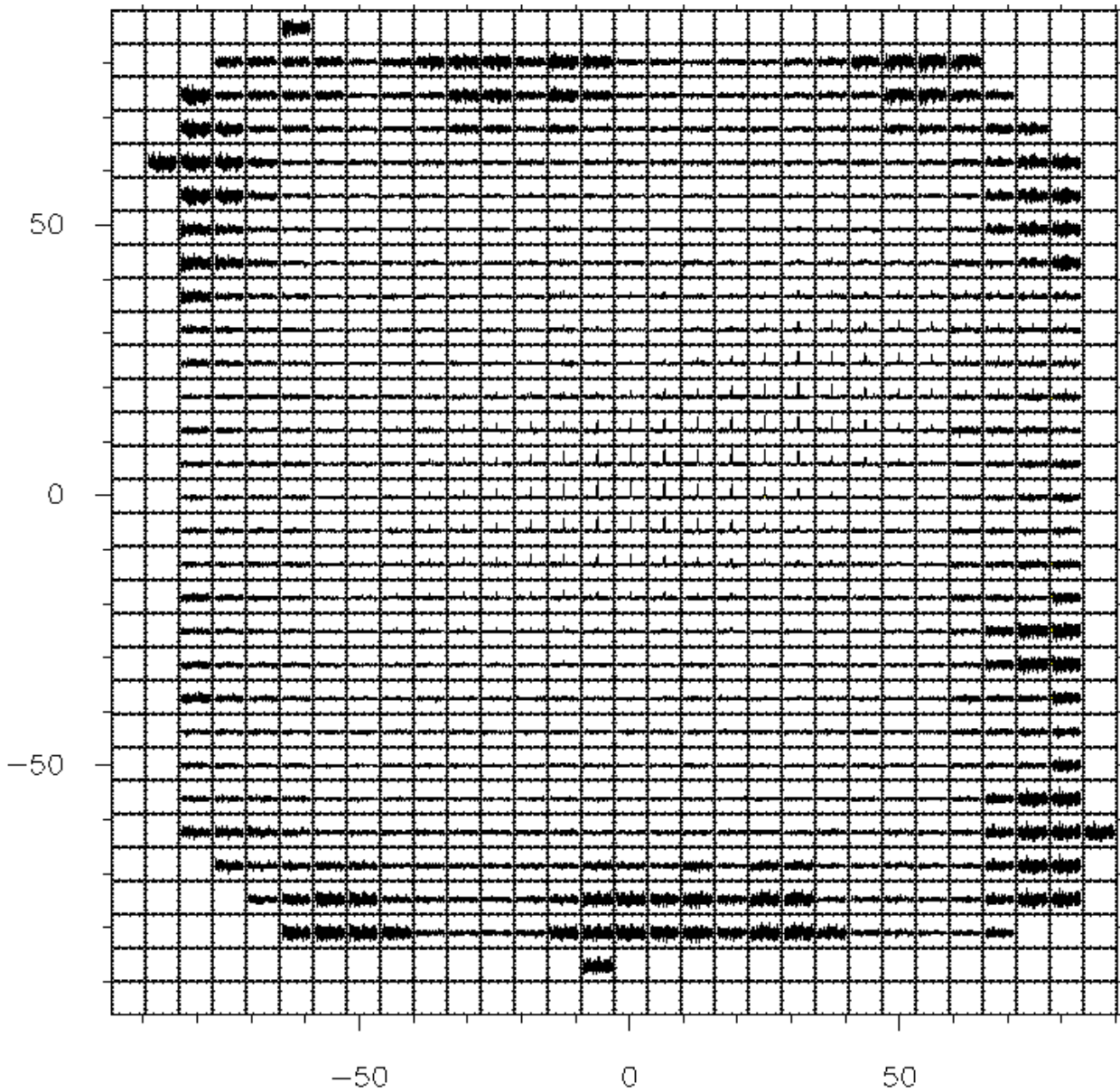
ATLASGAL<sup>6</sup> o “APEX Telescope Large Area Survey of the Galaxy” (Schuller et al., 2009), fue un relevamiento del interior del plano galáctico, que mapeó alrededor de  $420^\circ$  cuadrados, en  $870 \mu\text{m}$ , con una sensibilidad uniforme y una resolución espacial de  $19.2''$ . Utilizó el bolómetro LABOCA (“LArge BOlometer Camera”), instalado en el radiotelescopio APEX. Desde su inicio en 2007, hasta su finalización en 2010, cubrió las regiones de  $|l| \leq 60^\circ$  para  $|b| \leq 1.5^\circ$ , y  $280^\circ \leq |l| \leq 300^\circ$  para  $-2^\circ \leq |b| \leq 1^\circ$  (Contreras et al., 2013; Csengeri et al., 2014; Schuller et al., 2009; Urquhart et al., 2014). Su objetivo era el de relevar el gas frío y denso que incluye regiones de formación estelar en la zona sur de la Vía Láctea, como así también, complementar las observaciones realizadas con los satélites *Planck* y *Herschel*.

---

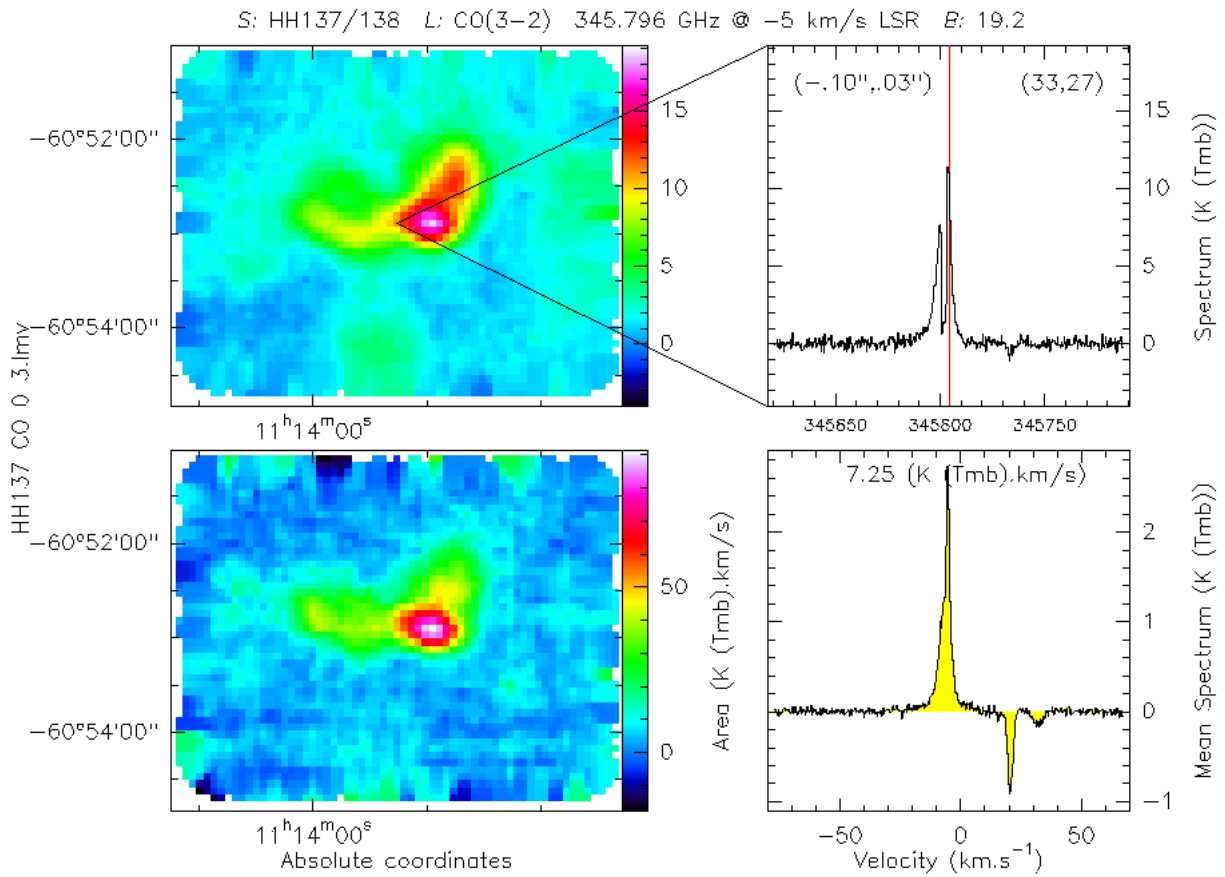
<sup>6</sup><http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/div/atlasgal/index.html>



**Figura 3.6** Mapa de los perfiles de la molécula de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  observado para el objeto HH 137, para un área de  $5' \times 4'$  (ver Capítulo 6). Se observa que los cuadros centrales muestran espectros con línea de emisión correspondientes con la ubicación del objeto de interés.



**Figura 3.7** Mapa de los perfiles de la molécula de HCO<sup>+</sup>(3-2) observado para el objeto HH 137, para un área de 3' × 3' (ver Capítulo 6). A igual que en la Figura 3.6, se observa que los cuadros centrales muestran espectros con línea de emisión correspondientes con la ubicación del objeto de interés.



**Figura 3.8** La imagen muestra la visualización de un cubo de datos del objeto HH 137 (ver Capítulo 6). El panel superior izquierdo muestra la emisión molecular correspondiente a la velocidad  $-5 \text{ km s}^{-1}$  (canal 240) indicada en línea vertical roja sobre el espectro del panel superior derecho. El panel inferior izquierdo muestra la emisión molecular integrada y el panel inferior derecho el perfil medio resultante del promediado de todos los espectros del campo observado. El color amarillo indica que la integración fue realizada en todo el rango espectral.



# Capítulo 4

## Líneas moleculares

Desde los inicios de la radioastronomía, ha sido posible conocer la existencia de moléculas en el medio interestelar (MIE). Al día de hoy se han identificado alrededor de 200 moléculas, pero aún quedan muchas más por reconocer. De todas las moléculas conocidas, las más abundantes en el MIE son el hidrógeno molecular ( $\text{H}_2$ ) y el monóxido de carbono (CO), seguidas por las moléculas de  $\text{HCO}^+$ , HCN,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ , etc. Según las condiciones físicas del MIE, estas moléculas emitirán o absorberán radiación. De modo que, estudiar las propiedades de emisión o absorción de estas moléculas es muy importante a la hora de comprender las características del medio y los fenómenos físicos que se están llevando a cabo.

Como se mencionó en la Sección 1.2, el  $\text{H}_2$  no es observable directamente debido a que no posee un momento dipolar eléctrico permanente<sup>1</sup>. En cambio, el segundo elemento más abundante en el medio interestelar es la molécula de  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ , o simplemente CO (con  $[\text{H}_2/\text{CO}] = 5.6 \times 10^3$ ), junto con sus isótopos  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$ , y en menor medida  $\text{C}^{17}\text{O}$  y  $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ . Los mismos experimentan transiciones (rotacionales) de gran intensidad que son observables en longitudes de onda milimétricas y permiten inferir la existencia del  $\text{H}_2$ , por este motivo se las denomina moléculas o especies trazadoras.

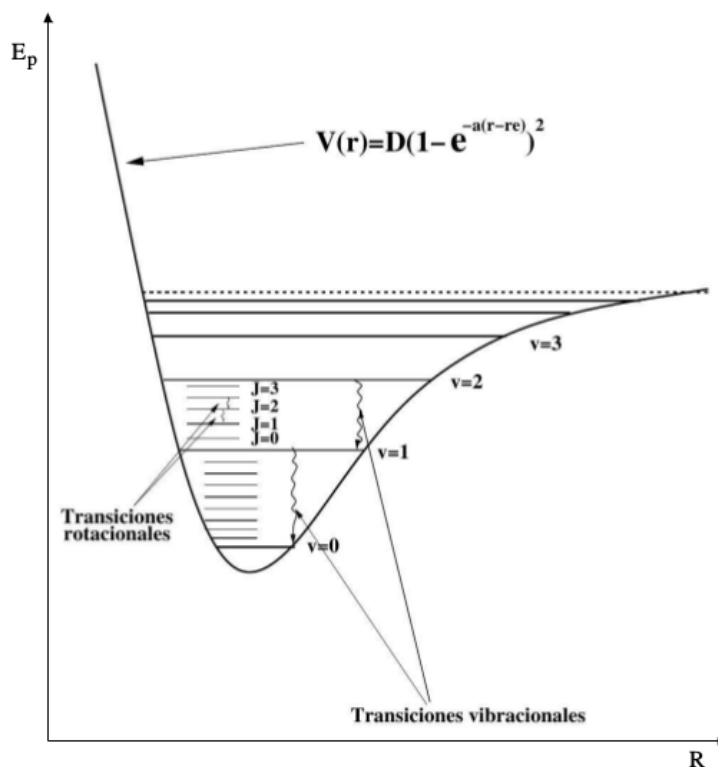
Uno de los objetivos de este trabajo es estudiar los entornos de formación estelar los cuales están inmersos en regiones con abundante gas y polvo. En este capítulo se hará una breve descripción de los espectros moleculares, con especial énfasis en el comportamiento de las moléculas del CO y sus isótopos dentro de las regiones de formación estelar, y de cómo pueden obtenerse propiedades de las nubes moleculares a través de ellas.

### 4.1. Monóxido de Carbono

La molécula del monóxido de carbono tienen una estructura lineal diatómica simple con una fuerte energía de ligadura ( $\sim 11.1$  eV) que les permite mantenerse como tales frente a las reacciones

---

<sup>1</sup>El dipolo eléctrico de una molécula diatómica es una medida de la separación entre las cargas positivas y negativas del sistema de partículas.



**Figura 4.1** Representación esquemática de los niveles vibracionales y rotacionales en una molécula diatómica en un nivel electrónico. Las coordenadas del gráfico se corresponden con la distancia internuclear ( $R$ ) y la energía potencial de la transición ( $E_p$ ). Crédito: Imagen extraída de [Vazzano \(2018\)](#).

producidas en el medio gaseoso. Sin embargo, en la regiones más internas de la formación de estrellas masivas, la radiación UV con  $\lambda < 0.1 \mu\text{m}$  tiene la energía necesaria para disociarla.

Dependiendo de las condiciones físicas del medio interestelar, tanto el CO como cualquier otra molécula pueden realizar tres tipos de transiciones: electrónicas, vibracionales y rotacionales. Las *transiciones electrónicas* se producen entre los diferentes niveles de energía electrónicos de una molécula y poseen energías de unos pocos eV que corresponden a longitudes de onda del visual y del UV. Las *transiciones vibracionales* son causadas por las oscilaciones de las posiciones relativas de los núcleos con respecto a sus posiciones de equilibrio y poseen energías típicas de  $0.1 - 0.01 \text{ eV}$  correspondientes a la región infrarroja del espectro. Las *transiciones rotacionales* se originan en la rotación de los núcleos alrededor de su centro de masa y poseen energías típicas de  $10^{-3} \text{ eV}$ , correspondientes al rango de longitudes de onda milimétricas principalmente. En la Figura 4.1 se muestra esquemáticamente los niveles vibracionales y rotacionales de una molécula diatómica, que es una representación de la energía potencial ( $E_p$ ) versus la distancia entre los átomos que componen dicha molécula ( $R$ ). La Tabla 4.1 muestra las energías medias para las distintas transiciones, sus frecuencias, temperaturas y rangos espectrales característicos.

Tanto las transiciones vibracionales como rotacionales, tienen niveles energéticos cuantificados, cada uno con un número cuántico diferente, denominados  $v$  para la energía vibracional y  $J$  para la energía rotacional. En la Figura 4.2 se muestra los niveles energéticos rotacionales para el estado



**Tabla 4.1** Propiedades de las transiciones rotacionales, vibracionales y electrónicas.

Transiciones	Energías (eV)	$\nu$ (GHz)	$\lambda$	T (K)	Rango Espectral
Rotacionales	$\sim 4 \times 10^4$	$9.7 \times 10^1$	3.1 mm	5	milimétrico - radio
Vibracionales	$\sim 0.06$	$1.3 \times 10^4$	23 $\mu\text{m}$	600	infrarrojo cercano
Electrónicas	$\sim 7.5$	$1.8 \times 10^6$	1700 $\text{\AA}$	$9 \times 10^4$	ultravioleta

vibracional base ( $\nu = 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$ . También se indican las transiciones  $J = 1 - 0$  y  $J = 3 - 2$ , y sus respectivas longitudes de onda.

Para que las moléculas de CO emitan desde niveles de energía rotacionales cada vez más elevados, es necesario que la densidad del entorno supere un valores críticos ( $n_{\text{crit}}$ ). Estas densidades de hidrógeno molecular van a depender principalmente de los niveles de energía superiores ( $J$ ) y de la temperatura cinética ( $T_K$ ) del gas como indica la siguiente ecuación:

$$n_{\text{crit}} = \frac{C_{ul}}{v\sigma} = A_{ul}\sqrt{T_K}, \quad (4.1)$$

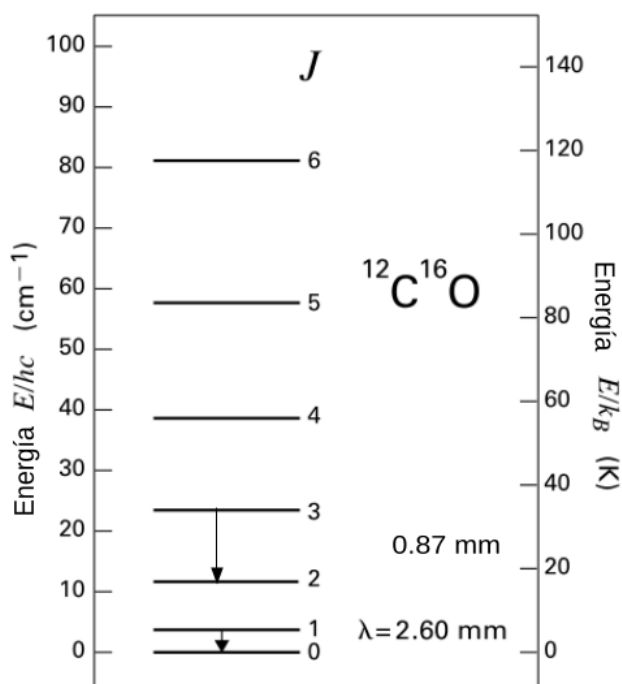
donde  $C_{ul}$  es la tasa de desexcitación colisional,  $u$  y  $l$  los niveles superiores e inferiores, respectivamente,  $\sigma$  es la sección eficaz de colisión,  $v$  es la velocidad media de la partículas y  $A_{ul}$  es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea. Luego, la no detección de una molécula en una determinada región no indica necesariamente que la molécula no esté presente, sino más bien, que las condiciones de la región no son óptimas para que la molécula se excite y emita radiación. La Tabla 4.2 lista el valor de las densidades críticas para diferentes transiciones rotacionales de las moléculas de  $^{12}\text{CO}$ ,  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$ , para una temperatura de 10 K, utilizadas en este trabajo.

Dado que las temperaturas cinéticas típicas de nubes moleculares son del orden de  $T = 10$  K, las únicas transiciones moleculares que tendrán lugar serán las rotacionales. A continuación se presentarán los conceptos principales que describen la emisión de radiación molecular en transiciones consecutivas rotacionales ( $J+1 \rightarrow J$ ) para una molécula diatómica, y luego se desarrollan las expresiones que permiten estimar los parámetros físicos del gas molecular en base a las moléculas de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

**Tabla 4.2** Densidades críticas de  $^{12}\text{CO}$ ,  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$ 

Transiciones $J =$	$^{12}\text{CO}$		$\text{HCO}^+$		$\text{HCN}$	
	$\nu$ (GHz)	$n_{\text{crit}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\nu$ (GHz)	$n_{\text{crit}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\nu$ (GHz)	$n_{\text{crit}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
1 $\rightarrow$ 0	115.271	$4.243 \times 10^3$	89.188	$1.640 \times 10^5$	88.631	$2.196 \times 10^6$
2 $\rightarrow$ 1	230.538	$2.040 \times 10^4$	178.375	$1.078 \times 10^6$	177.261	$1.449 \times 10^7$
3 $\rightarrow$ 2	345.795	$6.996 \times 10^4$	267.557	$3.443 \times 10^6$	265.886	$5.591 \times 10^7$
4 $\rightarrow$ 3	461.041	$1.708 \times 10^5$	356.734	$9.099 \times 10^6$	354.505	$1.213 \times 10^8$
5 $\rightarrow$ 4	576.267	$4.885 \times 10^5$	445.902	$1.731 \times 10^7$	443.116	$2.422 \times 10^8$

Créditos: Tabla tomada de [http://th.nao.ac.jp/MEMBER/tomisaka/research\\_resources/catalog.html](http://th.nao.ac.jp/MEMBER/tomisaka/research_resources/catalog.html).



**Figura 4.2** Niveles energéticos rotacionales para el estado vibracional base ( $v = 0$ ) de la molécula  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ . Se indican las longitudes de onda de dos transiciones:  $J = 1 - 0$  y  $J = 3 - 2$ . Créditos: Imagen adaptada de *Stahler et al. (2000)*.

#### 4.1.1. Transiciones Rotacionales

Para una molécula diatómica, la energía rotacional depende del momento angular ( $L$ ) y el momento de inercia del sistema ( $I$ ) de la siguiente manera:

$$E_{\text{rot}} = \frac{L^2}{2I}, \quad (4.2)$$

donde  $I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r_0$ ,  $m_1$  y  $m_2$  son las masas de los átomos y  $r_0$  es la distancia entre los núcleos.

Resolviendo la ecuación de Schrödinger para este sistema de partículas, se obtiene que el momento angular para un nivel energético  $J$  es:

$$L = \sqrt{J(J+1)}\hbar, \quad (4.3)$$

con  $J = 1, 2, 3, \dots$ , y  $\hbar = h/2\pi$ , donde  $h$  es la constante de Planck. Cuando se produce una transición desde un nivel superior ( $J$ ) a un nivel inmediatamente inferior ( $J - 1$ ), se produce un fotón cuya frecuencia está dado por:

$$\nu_{J,J-1} = \frac{E_{\text{rot},J} - E_{\text{rot},J-1}}{h} = \frac{h}{4\pi^2 I} J. \quad (4.4)$$

En esta expresión, se define la constante rotacional como  $B_o = \frac{h}{8\pi^2 I}$ , de modo que la energía rotacional en el nivel  $J$  y la frecuencia del fotón al pasar a un nivel inferior  $J - 1$  son:

$$E_{\text{rot}} = hB_o J(J+1) \quad (4.5)$$

y

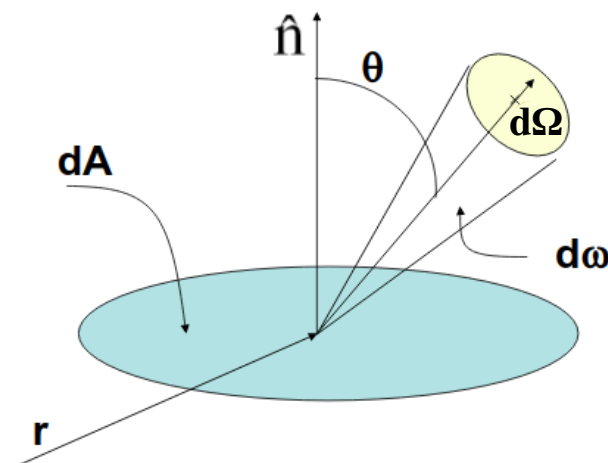
$$\nu_{J,J-1} = 2B_o J. \quad (4.6)$$

Como la frecuencia depende del nivel  $J$ , entonces, los niveles energéticos son equidistantes. Las frecuencias de los diferentes isótopos del CO son ligeramente diferentes debido principalmente a la pequeña diferencia del momento de inercia, el cual depende de las masas de los átomos y de la distancia entre ambos.

## 4.2. Transporte radiativo

Un campo de radiación puede ser descrito por la intensidad específica monocromática,  $I_\nu$ , que es la energía por unidad de tiempo que atraviesa un área unitaria  $dA$  en dirección  $\theta$  respecto a la normal del área ( $\hat{n}$ ), con frecuencia comprendida entre  $\nu$  y  $\nu + d\nu$ , y se propaga dentro del ángulo sólido  $d\Omega$  (ver Figura 4.3):

$$I_\nu = \frac{dE}{dA dt d\nu \cos(\theta) d\Omega}. \quad (4.7)$$



**Figura 4.3** Esquema de un ángulo sólido  $d\Omega$  inclinado un ángulo  $\theta$  respecto a la normal,  $\hat{n}$ , de un elemento de área  $dA$  usado para definir la intensidad específica  $I_\nu$ . Crédito: Imagen extraída de la página web: <https://slideplayer.es/slide/132020/>.

Integrando la ecuación 4.7 sobre todo los ángulos sólidos posibles se obtiene la densidad de flujo,  $S_\nu$ , que es la energía que atraviesa un elemento de área  $dA$ , en una unidad de tiempo  $dt$ , comprendida dentro de intervalo de frecuencia  $d\nu$  y en todas las direcciones posibles:

$$S_{\nu} = \oint_{4\pi} I_{\nu} d\Omega. \quad (4.8)$$

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

Cuando la radiación viaja desde la fuente al observador sufre cambios por eventuales absorciones y/o emisiones debidas al medio en el que ésta se propaga. Considerando una porción de materia de extensión  $ds$ , caracterizada por una densidad másica,  $\rho$ , un coeficiente de absorción u profundidad óptica,  $\kappa_{\nu}$ , y un coeficiente de emisión por unidad de masa,  $\epsilon_{\nu}$ , se encuentra que el campo de radiación dentro de esa porción de materia satisface:

$$\frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = \frac{\epsilon_{\nu}}{\kappa_{\nu}} - I_{\nu}, \quad (4.9)$$

donde  $\epsilon_{\nu}/\kappa_{\nu}$  es la densidad de flujo  $S_{\nu}$ . Bajo la condición de equilibrio termodinámico local (LTE)<sup>2</sup> vale la ley de Kirchhoff, también es conocida como función fuente. Por otro lado, la cantidad  $d\tau_{\nu}$  es la profundidad óptica y está relacionada con el coeficiente de absorción másico y con el recorrido de la radiación dentro de la porción de materia,  $ds$ , de la siguiente manera:

$$d\tau_{\nu} = \kappa_{\nu} \rho ds. \quad (4.10)$$

Integrando la ecuación 4.9 dentro de una región de materia que se extiende desde  $s = 0$  hasta  $s = ds$ , en donde la profundidad óptica aumenta en el sentido de la propagación de la radiación, como se muestra en la Figura 4.4, y asumiendo que la función fuente sólo depende de la frecuencia y que el sistema se encuentra en un estado de LTE, se determina que la solución de la ecuación 4.9 tiene la forma:

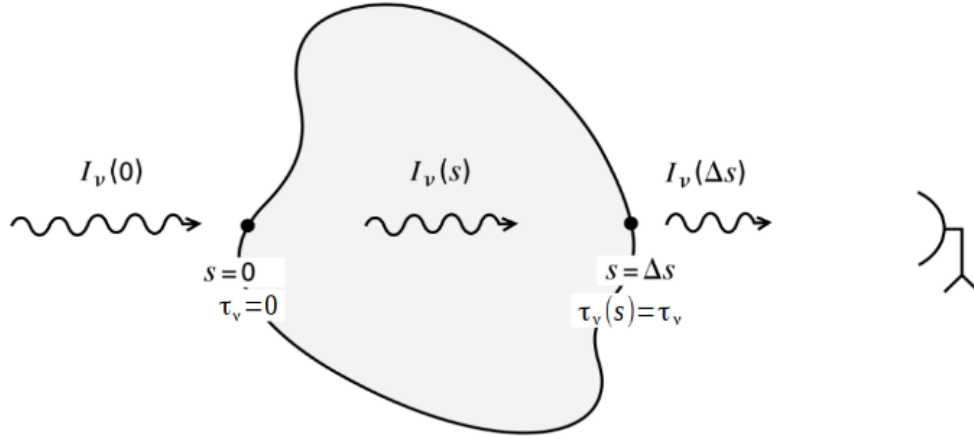
$$I_{\nu}(\tau_{\nu}) = I_{\nu}(0)e^{-\tau_{\nu}} + S_{\nu}(1 - e^{-\tau_{\nu}}). \quad (4.11)$$

Si se considera el caso en que las emisiones y absorciones sean debidas a transiciones entre dos niveles discretos en una molécula, y que los niveles rotacionales estén determinados por la ecuación de Boltzmann para una determinada temperatura de excitación,  $T_{\text{ex}}$ , se encuentra que la función fuente tiene la forma:

$$S_{\nu_0} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu_0/kT_{\text{ex}}) - 1}, \quad (4.12)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $k$  es la constante de Boltzmann. Esta fórmula es la función de Planck evaluada en la frecuencia  $\nu_0$  (centro de la línea observada) y en la temperatura  $T_{\text{ex}}$ :  $B_{\nu_0}(T_{\text{ex}})$ .

<sup>2</sup>La condición de equilibrio termodinámico local implica que los mecanismos que pueblan los niveles moleculares o atómicos ocurren a la misma frecuencia que los mecanismos que los despueblan, es decir, el enfriamiento equipara el calentamiento.



**Figura 4.4** Esquema del transporte de radiación dentro de una porción de materia. *Créditos: Imagen adaptada de Stahler et al. (2000).*

Ahora bien, la cantidad de interés para el observador no es  $I_v(\tau_v)$ , sino más bien la diferencia entre  $I_v$  y la intensidad  $I_v(0)$ , que es la intensidad corregida por el *background*,  $\Delta I_v = I_v(\tau_v) - I_v(0)$ , la cual tendrá la siguiente expresión:

$$\Delta I_v = (B_{\nu_0}(T_{\text{ex}}) - B_{\nu_0}(T_{\text{bg}}))(1 - e^{-\tau_v}), \quad (4.13)$$

en donde se asume que la intensidad del *background* es parecida a la función de Planck evaluada en la temperatura de fondo:  $T_{\text{bg}} \simeq 2.7 \text{ K}$  (de Rijcke et al., 2006). También, se puede definir a la intensidad corregida,  $\Delta I_v$ , con una función de Planck en término de una temperatura  $T_{\text{mb}}$ , conocida como temperatura de brillo del haz principal. Para frecuencias en la banda de radio, se cumple que  $h\nu \ll kT$ , por lo tanto la función de Planck tiende al límite de Rayleigh-Jeans:

$$B_\nu(T) \rightarrow \frac{2\nu^2}{c^2} kT \quad (4.14)$$

Luego, esta relación establece que la temperatura de la fuente y la radiación que emite, son proporcionales, por lo que, es común en radioastronomía medir el brillo de una fuente extensa a través de su “temperatura de brillo”  $T_{\text{mb}}$ , la cual no necesariamente coincide con la temperatura termodinámica  $T$  del sistema. Por lo tanto, la ecuación 4.13 puede ser expresada de la siguiente manera:

$$T_{\text{mb}} = T_o(J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}}))(1 - e^{-\tau_v}), \quad (4.15)$$

donde

$$T_o = h\nu_o/k \text{ y } J(T) = \frac{1}{\exp(h\nu_o/kT) - 1}. \quad (4.16)$$

### 4.3. Parámetros moleculares

A continuación se detalla el procedimiento para la obtención de los parámetros físicos del gas molecular utilizado en este trabajo, basado en la línea del CO y sus isótopos. Para ello, se asumirán condiciones de LTE para el gas y la observación de las líneas de dos isótopos del CO, donde una sea ópticamente delgada (el medio es transparente para esa determinada frecuencia, y la profundidad óptica de la línea sea  $\tau \ll 1$ ) y la otra ópticamente gruesa ( $\tau \gg 1$ ).

Generalmente, cuando las densidades ambientales no son tan altas, la molécula de  $^{12}\text{CO}$  es la línea ópticamente gruesa, debido a la gran abundancia de este isótopo, y la línea de  $^{13}\text{CO}$  es la ópticamente delgada. Sin embargo, cuando las densidades ambientales son elevadas, puede encontrarse que la línea de  $^{13}\text{CO}$  se vuelva ópticamente gruesa. En este caso, la línea de  $^{18}\text{O}$ , que es menos abundante en los entornos estelares, es ópticamente delgada y puede utilizarse junto a  $^{13}\text{CO}$  para determinar los parámetros físicos del gas.

#### 4.3.1. Temperatura de excitación

La temperatura de excitación es aquella temperatura para la cual, el valor de la función fuente (ver ecuación 4.12) es igual al de una función de Planck para una determinada frecuencia,  $S_{\nu_0} = B_{\nu}(T_{ex})$ . Como se explicó anteriormente, para el rango de longitudes de onda de radio la función de Planck tiende al límite de Rayleigh–Jeans como muestra la ecuación 4.14. Reescribiendo la ecuación 4.15 se obtiene la siguiente expresión:

$$T_{mb} = T_{bg}e^{-\tau_{\nu}} + T_{ex}(1 - e^{-\tau_{\nu}}) \quad (4.17)$$

Ahora bien, es necesario considerar los casos límites para un medio ópticamente delgado y grueso.

- **Caso ópticamente delgado:** Para este caso, la radiación recibida del objeto llega prácticamente sin atenuaciones y es la suma de toda la emisión que genera el cuerpo y emite a lo largo de la línea de la visual. En este caso, la profundidad óptica  $\tau \ll 1$ , por lo que los términos que acompañan a las temperaturas pueden ser aproximados como:  $e^{-\tau_{\nu}} \approx 1$  y  $1 - e^{-\tau_{\nu}} \approx \tau_{\nu}$ . Luego, la ecuación 4.15 adquiere la expresión:

$$\tau \ll 1 \Rightarrow T_{mb} \simeq T_{bg} + T_{ex}\tau_{\nu} \quad (4.18)$$

- **Caso ópticamente grueso:** En este escenario, la radiación recibida del objeto proviene de una pequeña capa superficial del cuerpo emisor, cuyo ancho es del orden del camino libre medio de los fotones, perdiéndose de esta forma la información del fondo por las absorciones en el medio. Luego, la profundidad óptica es  $\tau \gg 1$ , por lo que la ecuación 4.15 toma la siguiente expresión:

$$\tau \gg 1 \Rightarrow T_{mb} \simeq T_{ex} \quad (4.19)$$

Para el caso que se analizará más adelante en este trabajo, se asume que la línea molecular de  $^{12}\text{CO}$  es ópticamente gruesa ( $\tau_{12} \gg 1$ ) por lo que la temperatura de excitación puede ser despejada de la ecuación 4.15, resultando finalmente en la siguiente expresión:

$$T_{ex} = \frac{T_o}{\ln \left[ \frac{1}{\frac{T_{mb}}{T_o} + \frac{1}{\exp(T_o/T_{bg})}} + 1 \right]}, \quad (4.20)$$

donde  $T_{mb}$  es el pico de intensidad de la línea de  $^{12}\text{CO}$  y  $T_o = hv/k$ .

### 4.3.2. Profundidad óptica

La profundidad óptica es uno de los parámetros más importantes del medio puesto que permite caracterizar el gas en una región determinada, dando idea de la cantidad de material dentro de la nube. Una vez que se conoce la temperatura de excitación y asumiendo que es la misma para todas las especies isotópicas de una molécula, se pueden aplicar la ecuación 4.15 para estimar los caminos ópticos de los isótopos de  $^{12}\text{CO}$ . Despejando la profundidad óptica de esta ecuación se obtiene la siguiente expresión:

$$\tau_\nu = -\ln \left[ 1 - \frac{T_{mb}}{T_o} \left( \frac{1}{e^{\frac{T_o}{T_{ex}} - 1}} - \frac{1}{e^{\frac{T_o}{T_{bg}} - 1}} \right)^{-1} \right]. \quad (4.21)$$

Esta misma expresión puede ser utilizada tanto para la línea de  $^{13}\text{CO}$  como para la de  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

Para el caso en que no se cuenta con la molécula de  $^{12}\text{CO}$  o que está presente una fuerte auto-absorción, resulta útil usar el cociente  $r = \tau_{13}/\tau_{18}$  (donde los subíndices corresponden a la primera y segunda molécula, respectivamente) a la hora de calcular las profundidades ópticas. Para determinar  $r$  es necesario asumir que la temperatura de excitación  $T_{ex}$  es la misma para ambas moléculas, por lo que resulta la expresión:

$$r \simeq \left( \frac{\nu_{13}}{\nu_{18}} \right) \left( \frac{\Delta\nu_{18}}{\Delta\nu_{13}} \right) \left( \frac{N_{13}}{N_{18}} \right) = \left( \frac{\Delta\nu_{18}}{\Delta\nu_{13}} \right) \left( \frac{N_{13}}{N_{18}} \right). \quad (4.22)$$

En dicha expresión  $\Delta\nu_i$  son los anchos de las líneas correspondientes pero en velocidad, obtenidos de la ecuación del efecto Doppler ( $\Delta\nu/\nu_{ul} = \Delta V/c$ ),  $N_i$  son las densidades columnares, cuyo cociente  $N_{13}/N_{18}$  se lo define como la abundancia relativa [ $^{13}\text{C}^{16}\text{O}/^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ ] y  $\nu_i$  son las frecuencias correspondientes a cada especie isotópica. De esta manera, midiendo los anchos de las líneas espectrales y conociendo la abundancia entre ambas moléculas se puede estimar el cociente entre las profundidades ópticas.

Luego, se utiliza el cociente entre las temperaturas de brillo  $T_{mb}$  (ecuación 4.15) de dos moléculas. Este cociente tiene la siguiente expresión:

$$\frac{1 - \exp(-\tau_{13}/r)}{1 - \exp(-\tau_{13})} \simeq \frac{T_{mb}(\text{C}^{18}\text{O})}{T_{mb}(\text{C}^{13}\text{CO})}, \quad (4.23)$$

siendo  $r$  la razón de la ecuación 4.22. Luego, utilizando las ecuaciones 4.15, 4.22 y 4.23 es posible construir un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas ( $\tau_{13}$ ,  $\tau_{18}$  y  $T_{\text{ex}}$ ), que puede resolverse sin la necesidad de suponer que las componentes moleculares son ópticamente gruesas u ópticamente finas (Bourke et al., 1997).

### 4.3.3. Densidad columnar

La densidad columnar es la cantidad de partículas por unidad de área que se encuentra a lo largo de la línea de la visual y sigue la expresión:  $N = n\Delta s$ , donde  $n$  es la densidad volumétrica y  $\Delta s$  el grosor de la nube en dirección a la línea de la visual. Como es de esperar, la densidad columnar es proporcional al camino óptico ya que a mayor material en el medio interestelar, más opaco se torna la nube. Esta densidad columnar se la puede estimar a partir de la ecuación  $d\tau_{\nu} = \hat{\kappa}_{\nu}\Delta s$ , donde  $\Delta s$  es el elemento de camino recorrido por la radiación y  $\hat{\kappa}$  la profundidad óptica por unidad de longitud. Este coeficiente de absorción tiene la forma:

$$\hat{\kappa}_{\nu} = \frac{h\nu_o}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi(\nu), \quad (4.24)$$

donde  $n_l$  y  $n_u$  son las densidades de partículas en el nivel energético bajo y alto, respectivamente, mientras que  $B_{lu}$  y  $B_{ul}$  son los coeficientes de Einstein para la absorción real y emisión estimulada (o absorción negativa), respectivamente y  $\phi(\nu)$  es la eficiencia relativa con la que un fotón de frecuencia  $\nu$  puede generar la transición  $l \rightarrow u$ . Reemplazando por los coeficientes de Einstein, se puede reescribir la ecuación 4.24 de la siguiente manera:

$$\tau_{\nu} = \frac{c^2}{8\pi\nu_o^2} \left( \frac{g_u}{g_l} \right) A_{ul} N_l \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu_o}{kT_{\text{ex}}}\right) \right] \phi(\nu). \quad (4.25)$$

donde  $g_u$  y  $g_l$  son los pesos estadísticos de los niveles rotacionales superior e inferior,  $A_{ul}$  es el coeficiente de Einstein para las emisiones espontáneas, y  $N_l$  es la densidad columnar de moléculas en el estado  $l$ . En condiciones de equilibrio termodinámico, la densidad columnar del nivel inferior se relaciona con la densidad columnar total,  $N_{\text{tot}}$ , por la ecuación de Boltzmann:

$$N_l = \frac{g_l}{Q} N_{\text{tot}} \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},l}}{kT_{\text{ex}}}\right), \quad (4.26)$$

que para el caso de las moléculas sencillas como el monóxido de carbono, la función de partición  $Q$  tiene la siguiente expresión:



$$Q \simeq \frac{k}{hB_o} \left( T_{\text{ex}} + \frac{hB_o}{3k} \right). \quad (4.27)$$

Por lo tanto, de las ecuaciones 4.25, 4.26 y 4.27 es posible despejar la densidad columnar total  $N$  como función de la temperatura de excitación  $T_{\text{ex}}$  y de la profundidad óptica de la nube  $\tau_\nu$ :

$$N = \frac{3k}{8\pi^3\mu^2} \frac{(T_{\text{ex}} + hB_o/3k) \exp(hB_o J(J+1)/kT_{\text{ex}})}{(J+1)B_o (1 - \exp(-h\nu/kT_{\text{ex}}))} \int \tau_\nu d\nu. \quad (4.28)$$

En esta ecuación se tuvo en cuenta la integral de la función  $\phi(\nu)$  (la cual está normalizada,  $\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1$ , y describe la forma de la emisión de la línea espectral) a lo largo de todo el rango de velocidad. Las constantes rotacionales ( $B_o$ ) y los momentos dipolares ( $\mu$ ) se listan en la Tabla 4.3, para las moléculas  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

**Tabla 4.3** Valores de las constantes rotacionales y de los momentos dipolares de las moléculas  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$

Molécula	Constante Rotacional <sup>a</sup> (MHz)	Momento Dipolar <sup>b</sup> (Debye)
$^{12}\text{CO}$	57637.41	0.10975
$^{13}\text{CO}$	55102.39	0.10945
$\text{C}^{18}\text{O}$	54892.80	0.10945

**Nota:** <sup>a</sup> [Eidelsberg and Rostas \(1990\)](#).

<sup>b</sup> [Meerts et al. \(1977\)](#).

Dado que se adoptó la condición de LTE a una determinada  $T_{\text{ex}}$ , se puede asumir que todos los niveles energéticos están poblados ([Bourke et al., 1997](#); [Garden et al., 1991](#)). La integral del camino óptico en la ecuación 4.28 se la puede aproximar para el caso ópticamente delgado de la siguiente manera:

$$\int \tau_\nu d\nu \simeq \frac{1}{J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})} \int T_{\text{mb}} d\nu. \quad (4.29)$$

con

$$J(T) = \frac{T_o}{e^{\frac{T_o}{T}} - 1}. \quad (4.30)$$

Mientras que para el caso ópticamente grueso se puede utilizar la siguiente aproximación:

$$\int \tau_\nu d\nu \simeq \frac{1}{J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})} \frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}} \int T_{\text{mb}} d\nu. \quad (4.31)$$

Luego, utilizando la abundancia del isótopo del CO relativa al H<sub>2</sub>,  $[H_2/^{13}C^{16}O] = 1 \times 10^6$  (Saldaño et al., 2019; Sanhueza et al., 2010), se puede estimar la densidad columnar total,  $N_{H_2} = 7.7 \times 10^5 N_{13}$ .

#### 4.3.4. Masa del gas molecular

Una vez que se conoce la densidad columnar de Hidrógeno molecular ( $N_{H_2}$ ) se puede obtener la masa de H<sub>2</sub> de la nube molecular. Para ello, se asume que se conoce la densidad columnar de la molécula  $i$ -ésima ( $N_i$ ) en un elemento de área  $dA$  sobre la nube molecular; entonces, la masa contenida dentro de ese elemento de área está dada por:

$$dM = \mu_m m_H N_i dA, \quad (4.32)$$

donde  $m_H$  es la masa del átomo de hidrógeno ( $1.67 \times 10^{-24}$  g) y  $\mu$  es el peso molecular medio,  $\mu = 2.8$ . Este último valor incluye una abundancia de 25 % de Helio por masa (Miettinen, 2012; Yamaguchi et al., 1999). Luego, asumiendo una distribución de masa uniforme en toda la nube molecular, se puede calcular la masa total integrando la ecuación 4.32 en todo el área de la nube. Usando la abundancia relativa de la molécula de CO<sup>3</sup>, se encuentra que:

$$M_{H_2} = \mu_m m_H \left[ \frac{H_2}{CO} \right] \left( \frac{3k}{8\pi^3 \mu^2} \right) \frac{(T_{ex} + hB_o/3k)}{(J+1)B_o} \times \frac{\exp(hB_o J(J+1)/kT_{ex})}{1 - \exp(-h\nu_o/kT_{ex})} d^2 \iint \tau_\nu d\nu d\Omega, \quad (4.33)$$

donde  $d$  es la distancia a la fuente y  $\Omega$  el ángulo sólido que subtiende el elemento de área  $dA$ .

Para el caso de contar con solo la línea de <sup>12</sup>CO, se puede estimar la masa del H<sub>2</sub> usando un factor de conversión CO–H<sub>2</sub>,  $X_{CO}$ , y utilizar la siguiente ecuación para el cálculo de la densidad columnar:

$$N(H_2) = X_{CO} \times W(^{12}CO), \quad (4.34)$$

donde  $X_{CO} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$  (Bolatto et al., 2013) y  $W(^{12}CO)$  es el flujo integrado en la línea de <sup>12</sup>CO. Finalmente se reemplaza en la ecuación 4.32

#### Determinación de masa por emisión de polvo

Las pequeñas partículas de polvo ( $\sim 0.01 - 1 \mu\text{m}$  de tamaño) que existen en las nubes moleculares absorben de manera muy eficiente la radiación de longitud de onda más corta que su tamaño y, cuando hay equilibrio entre calentamiento y enfriamiento, la remiten como emisión en el continuo, principalmente en longitudes de onda largas. La emisión de polvo resultante en

<sup>3</sup>Para cualquier transición de CO en la que se conozca su abundancia con respecto a H<sub>2</sub>.

una región de formación estelar sigue una ley de cuerpo negro, caracterizada por una determinada  $T_p$ , pero modificada por la profundidad óptica  $\tau_\nu$ , la cual depende de la frecuencia  $\nu$  y tiene la siguiente expresión:

$$I_\nu = B_\nu(T_p)(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (4.35)$$

siendo  $B_\nu(T_p)$  la Función de Planck,

$$B_\nu(T_p) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT_p} - 1}, \quad (4.36)$$

con  $h$  la constante de Planck,  $c$  la velocidad de la luz y  $k$  la constante de Boltzmann.

Luego, el flujo observado, suponiendo una fuente homogénea, es igual a:

$$S_\nu = \int_{\Omega_{fuente}} I_\nu d\Omega = B_\nu(T_p)(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega_{fuente}, \quad (4.37)$$

donde  $\Omega_{fuente} = (\pi/4 \ln(2)) \theta_f$  es el tamaño de la fuente observada con un diámetro  $\theta_f$ , y  $\tau_\nu = \int \kappa_\nu \rho dl$  es la profundidad óptica, la cual es equivalente a la densidad de masa columnar ( $\rho$ ) a lo largo de la línea de la visual, y  $\kappa_\nu$  es la opacidad del polvo o el coeficiente de absorción por unidad de densidad de masa (gas y polvo) total. Para el rango sub-milimétrico y milimétrico el coeficiente de absorción tiene la siguiente expresión:

$$\left[ \frac{\kappa_\nu}{\text{cm}^2 \text{g}^{-2}} \right] = 0.1 \left[ \frac{\nu}{1000 \text{GHz}} \right]^\beta, \quad (4.38)$$

donde  $\beta$  es el índice de emisividad del polvo, para el cual aún hay debate acerca de su valor.

Se ha determinado observacionalmente que  $\beta$  puede tomar valores entre  $\sim 1$  y  $\sim 3$  (Preibisch et al., 2003), siendo  $< 2$  para el medio interestelar cercano a regiones de formación estelar, dependiendo de la composición del grano de polvo, de la variación en la homogeneidad de la región y del tamaño de la misma (Walker et al., 1990). En el trabajo de Ossenkopf and Henning (1994) se calculan y tabulan los valores de la opacidad del polvo en núcleos protoestelares densos, para diferentes densidades de gas, entre las longitudes de onda de  $1 \mu\text{m}$  y  $1.3 \text{mm}$ .

Ahora, si se consideran longitudes de ondas largas en el sub-milimétrico o milimétrico, la emisión del polvo se vuelve ópticamente delgada, por lo que puede adoptarse la aproximación  $(1 - e^{-\tau_\nu}) \approx \tau_\nu$ . Asumiendo además la aproximación de Rayleigh-Jeans, la función Planckiana toma la expresión  $B_\nu(T_p) = (2k\nu^2/c^2)T_p$ . Reemplazando estas aproximaciones en la ecuación (4.37), y siendo  $\Omega_S = A/D^2$ , donde  $A$  es el área y  $D$  la distancia a la fuente, se tiene que la expresión para el flujo de emisión es igual a:

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_p \tau_\nu \frac{M_p}{D^2}, \quad (4.39)$$

donde  $M_p$  es la masa total del polvo. Finalmente, conociendo la temperatura  $T_p$ , se puede despejar un valor para la masa total de polvo (Hildebrand, 1983), a través de la siguiente expresión:

$$M_p = \frac{S_v D^2}{\kappa_v B_v(T_p)}. \quad (4.40)$$

# Capítulo 5

## Imágenes de alta resolución de los jets estelares MHO 1502 y MHO 2147 obtenidas con GSAOI+GeMSel telescopio Gemini Sur

### 5.1. Introducción

Los jets estelares y los *outflows* moleculares están presentes en las regiones de formación estelar, y en general se los considera un indicador de la formación de nuevas estrellas. Usualmente, están asociados con las etapas más tempranas de formación, cuando el incipiente objeto proto–estelar está muy embebido en un núcleo denso de gas molecular y polvo (Anglada et al., 2018; Bally, 2016; Frank et al., 2014; Lada, 1985). Las observaciones en infrarrojo cercano (NIR), y en particular, en la línea de H<sub>2</sub> en 2.12  $\mu\text{m}$ , un conocido trazador de regiones excitadas por choque, son una herramienta clave para obtener información sobre la relación entre el jet y las estrella central en formación (Frank et al., 2014; Reipurth and Bally, 2001; Reipurth et al., 2000).

En este sentido, la forma de los ejes de los jets no–lineales o “serpenteantes” podría estar relacionada con algunas características del objeto central. Por ejemplo, y aunque no está excepto de debate, las simetrías en forma de “S” podrían estar asociadas con movimientos orbitales de la fuente del jet en un sistema binario, y/o con la precesión del eje del mismo, inducido por efectos tidales de una compañera estelar (Anglada et al., 2007; Beltrán et al., 2016; Estalella et al., 2012; Lee et al., 2010; Paron et al., 2016; Sánchez-Monge et al., 2014). El número de estos jets sinusoidales ha ido aumentando constantemente durante las últimas décadas, aunque estos siguen representando una fracción menor de todos los jets estelares conocidos, particularmente de los jets moleculares detectados en H<sub>2</sub> (Davis et al., 2010).

Con el objetivo de investigar la probable relación causa–efecto entre las propiedades de la estrella central y la morfología en “S” en dos jets estelares, es este capítulo se presentan imágenes de alta resolución en H<sub>2</sub> (2.12  $\mu\text{m}$ ) obtenidas con el instrumento GSAOI (*Gemini South Adaptive Optics Imager*) y GeMS (*the Gemini Multi-conjugate Adaptive Optics System*) del telescopio

Gemini Sur de los jets estelares: MHO 1502 y MHO 2147. Estos objetos han sido poco estudiados y se encuentran en entornos muy diferentes de formación y a grandes distancias.

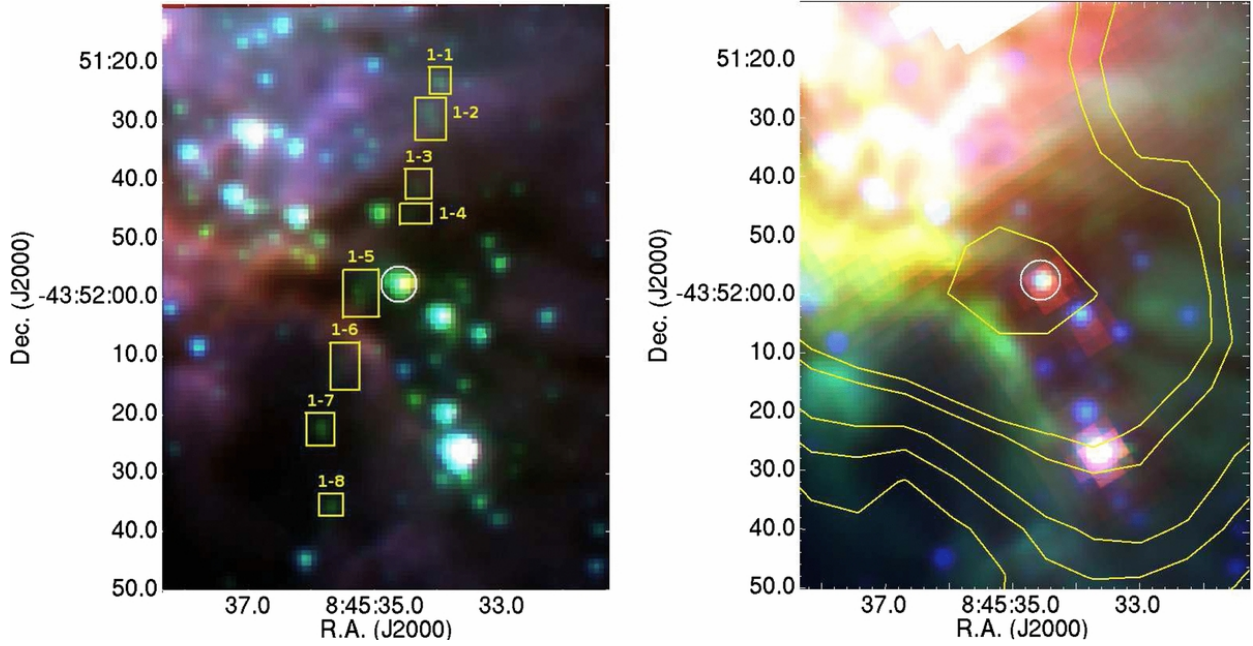
## 5.2. MHO 1502

### 5.2.1. Antecedentes

La región molecular de Vela o “*Vela Molecular Ridge*” (VMR) es una compleja nube molecular localizada en el plano galáctico, aproximadamente entre las coordenadas  $l \approx 255^\circ$  y  $275^\circ$ ,  $b \approx \pm 5^\circ$ , la cual consiste a su vez de 4 nubes separadas, denominadas A, B, C y D (Murphy and May, 1991; Peretto and Fuller, 2009). MHO 1502 está ubicado en la nube molecular de Vela-D, a una distancia de 700 pc (Liseau et al., 1992), en la vecindad de la región H II 263.619–0.533. Fue detectado por primera vez en H<sub>2</sub> (2.12  $\mu\text{m}$ ) por de Luca et al. (2007) y observado en emisión en la banda de 4.5  $\mu\text{m}$  con el instrumento IRAC/Spitzer por Giannini et al. (2007). Davis et al. (2010) lo catalogó como una cadena de *knots* y filamentos en H<sub>2</sub>. El centro probable del jet coincide aproximadamente con un núcleo de polvo en el continuo en 1.2 mm, catalogado como MMS2 (Massi et al., 2007). MMS2 junto con otros dos picos milimétricos (MMS1 y MMS3) se localizan alrededor de la mencionada región H II 263.619–0.533 (Caswell and Haynes, 1987) y un cúmulo denso, IRS 16, centrado en IRAS 08438–4340 (Liseau et al., 1992; Massi et al., 2010).

Giannini et al. (2013) llevaron a cabo un análisis de imágenes reportadas previamente, en el cual identificaron ocho *knots* a lo largo de un jet con morfología sinusoidal (ver Figura 5.1). Estos autores analizaron la variación de la extinción diferencial visual ( $\Delta A_V$ ) hacia cada uno de los lóbulos del jet (ver Figura 5.1, panel izquierdo) en base a la luminosidad de cada *knot* en las bandas IRAC y en la línea de 2.12  $\mu\text{m}$  del H<sub>2</sub>, además de la ley de extinción interestelar de Rieke and Lebofsky (1985). De este análisis, determinaron que la extinción visual diferencial de los *knots* 5–6–7–8 (al sureste), con relación a los *knots* 1–2–3–4 (al noroeste), es de  $\sim 6$  mag. Asumiendo que el jet no coincide exactamente con el plano del cielo, la extinción óptica debería incrementarse en la dirección del lóbulo que se aleja del observador (el lóbulo rojo). Por lo tanto, los *knots* 5–6–7–8 corresponderían a la emisión corrida hacia el rojo (“*redshifted*”), en tanto que los *knots* 1–2–3–4, a la componente desplazada hacia el azul (“*blueshifted*”).

Respecto a la fuente excitatriz, hasta el momento ningún autor ha detectado una fuente confiable para este jet. Giannini et al. (2007) encontraron un pico de emisión en las bandas de 24  $\mu\text{m}$  y 70  $\mu\text{m}$  con el instrumento MIPS/Spitzer, cerca del centro del jet, pero que no se encuentra alineado con el eje del mismo. Más tarde, Strafella et al. (2010) identificaron una contraparte de esta fuente en las bandas de IRAC/Spitzer en 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0  $\mu\text{m}$ , denominada IRAC 18064. Giannini et al. (2013) asociaron esta fuente IRAC 18064 con WISE J084534.45–435157.4, el pico en continuo milimétrico en 1.2 mm MMS2 (Massi et al., 2007) y una fuente BLAST (BLAST J084535–435156) detectada en 250, 350 y 500  $\mu\text{m}$  (Olmi et al., 2009).



**Figura 5.1** *Panel izquierdo:* Imagen de tres colores ( $3.6 \mu\text{m}$  en azul,  $4.5 \mu\text{m}$  en verde y  $5.8 \mu\text{m}$  en rojo) obtenidas con el instrumento IRAC de MHO 1502. Las localizaciones de los *knots* en  $\text{H}_2$  están resaltadas con recuadros y etiquetados como en la Tabla 2 del trabajo de [Giannini et al. \(2013\)](#). La fuente excitatriz candidata se indica con un círculo. *Panel derecho:* Imagen en tres colores ( $3.6 \mu\text{m}$  en azul,  $4.5 \mu\text{m}$  en verde y  $24 \mu\text{m}$  en rojo) obtenidas con IRAC/MIPS, donde los contornos de polvo en emisión en  $1.2 \text{ mm}$  ([Massi et al., 2007](#)) están superpuestos, espaciados cada uno en  $4\sigma$  a partir de un nivel de  $50 \text{ mJy beam}^{-1}$ . Nuevamente, la fuente excitatriz candidata se indica con un círculo. *Créditos:* Extraído del trabajo de [Giannini et al. \(2013\)](#).

Combinado todos los flujos disponibles, [Giannini et al. \(2013\)](#) construyeron la SED de esta fuente, la cual posee un índice espectral de Clase I. Del modelado de dicha SED, estos autores derivaron los siguientes parámetros: el radio de la envoltura  $r = 15.8 \times 10^3 \text{ UA}$ , masa de la envoltura de  $43 M_{\odot}$ , y una masa del objeto central de  $0.87 M_{\odot}$ . Considerando la cantidad de masa en el embrión estelar más la envoltura, los mencionados autores sugirieron que la fuente excitatriz de MHO 1502 podría ser un objeto de masa intermedia; sin embargo, no se puede excluir la posibilidad de un sistema binario o múltiple no resuelto.

### 5.2.2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio Gemini Sur, haciendo uso del instrumento GSAOI, junto con el sistema de óptica adaptativa GeMS (ver Sección 2.1). Se obtuvieron imágenes con los filtros  $\text{H}_2$  (1-0 S(1),  $\lambda_c = 2.122 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.032 \mu\text{m}$ ) y K ( $\lambda_c = 2.200 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.34 \mu\text{m}$ ), el 11 de febrero de 2014 (Program ID: GS-2014A-Q-29). Para remover los espacios vacíos (*gaps*) entre los detectores se utilizó un patrón de “*dithering*” de  $3 \times 3$ , con desplazamientos de  $5''$  para cada imagen respecto a la posición del campo principal. Se obtuvieron 10 imágenes de ciencia, de 200 s cada una, con el filtro  $\text{H}_2$ , y 9 imágenes de ciencia, de 49 s cada una, con el filtro K. Las

imágenes fueron procesadas y combinadas en cada filtro usando el programa THELI<sup>1</sup> (Erben et al., 2005; Schirmer, 2013), siguiendo el proceso descrito en la Sección 2.1.2. Para la sustracción del fondo del cielo se utilizaron las propias imágenes de ciencia apropiadamente combinadas.

Para realizar la calibración astrométrica y la corrección por distorsión en la banda K, se utilizó el catálogo de 2MASS. Sin embargo, dado el campo de visión pequeño de GSAOI y la escasa cantidad de estrellas de referencia de 2MASS en dichos campos, fue necesario utilizar un segundo catálogo de referencia. En particular, para MHO 1502 se usó una imagen calibrada astrométricamente obtenida con el instrumento ISAAC<sup>2</sup> (por sus siglas en inglés “*Infrared Spectrometer And Array Camera*”) del telescopio VLT. Las incertezas astrométricas resultantes se estimó en  $0.28''$ .

Por otra parte, para MHO 1502 se detectó un efecto de elongación ( $e \approx 0.1$ ) en las fuentes, principalmente en la esquina superior izquierda del campo. Dado que las imágenes en los filtros H<sub>2</sub> y K de este objeto fueron tomadas el 11 de Febrero de 2014, este efecto de deformación puede haberse producido debido a una falla en los láseres del sistema de la óptica adaptativa que fue reportado en el tiempo en que las observaciones fueron realizadas<sup>3</sup>. Esta falla fue resuelta posteriormente, por lo cual no se registran efectos de elongaciones en los datos que se tomaron en abril y mayo para MHO 2147 correspondientes al mismo pedido de observación. Las imágenes finales tienen un FWHM que varía a lo largo del campo en aproximadamente 8%. En particular, el FWHM promedio de MHO 1502 es de  $0.14''$  y  $0.11''$  (98 y 77 UA, a la distancia de 700 pc) en los filtros H<sub>2</sub> y K, respectivamente. Esta resolución está de acuerdo con los valores reportados por Neichel et al. (2014b). Finalmente, para mejorar la señal/ruido de las estructuras débiles y difusas, las imágenes finales fueron convolucionadas con un filtro Gaussiano de 2 píxeles.

Para estimar el flujo en H<sub>2</sub> de cada *knot* de MHO 1502 se utilizó el paquete APPHOT de IRAF<sup>4</sup> que permite realizar fotometría de apertura. Para ello, se substrajo el brillo del fondo del cielo a los objetos de interés y se calibraron los flujos, teniendo en cuenta que el filtro de H<sub>2</sub> es de alrededor de 10 veces más angosto que el filtro K. Para calibrar en flujo las imágenes en H<sub>2</sub> se emplearon las magnitudes en la banda K<sub>s</sub> de 2MASS de varias estrellas de campo. En particular, para MHO 1502 se usaron 10 estrellas de campo. A su vez, los flujos se midieron considerando un umbral de  $3\sigma$  entre el fondo de cielo y la emisión de H<sub>2</sub>. Para nombrar a los *knots* se utilizó la nomenclatura adoptada usualmente para los jet estelares clásicos, donde la letra mayúscula representa un *knot*, y el número a continuación de la letra una subestructura. En las Tablas 5.1 se listan las coordenadas y flujos finales de los *knots* identificados, donde el parámetro  $r$  es el radio de la apertura circular usada para realizar la fotometría. En algunos casos especiales, se utilizó una elipse, en lugar de un círculo, para calcular el flujo debido a la morfología irregular y/o elongada de algunos *knots* (ver Tabla 5.1, columna 6). Para estimar los errores, se consideraron la incerteza resultante del factor

<sup>1</sup><https://www.astro.uni-bonn.de/theli/>.

<sup>2</sup>ISAAC está disponibles en la página web de archivos de la ESO: <http://archive.eso.org/cms/eso-data.html>

<sup>3</sup>Reportado en la página de Gemini, en el apartado “*Status and Availability*” el 21 de Febrero de 2014: <https://www.gemini.edu/sciops/instruments/gsaoi/status-and-availability>

<sup>4</sup>IRAF es distribuido por el *National Optical Astronomy Observatory*, el cual es operado por la *Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.*, bajo acuerdo de cooperación con la *National Science Foundation*.



de conversión derivado de las magnitudes  $K_S$  de 2MASS y la variación del fondo de cielo de las imágenes en el filtro en  $H_2$ .

### Datos complementarios

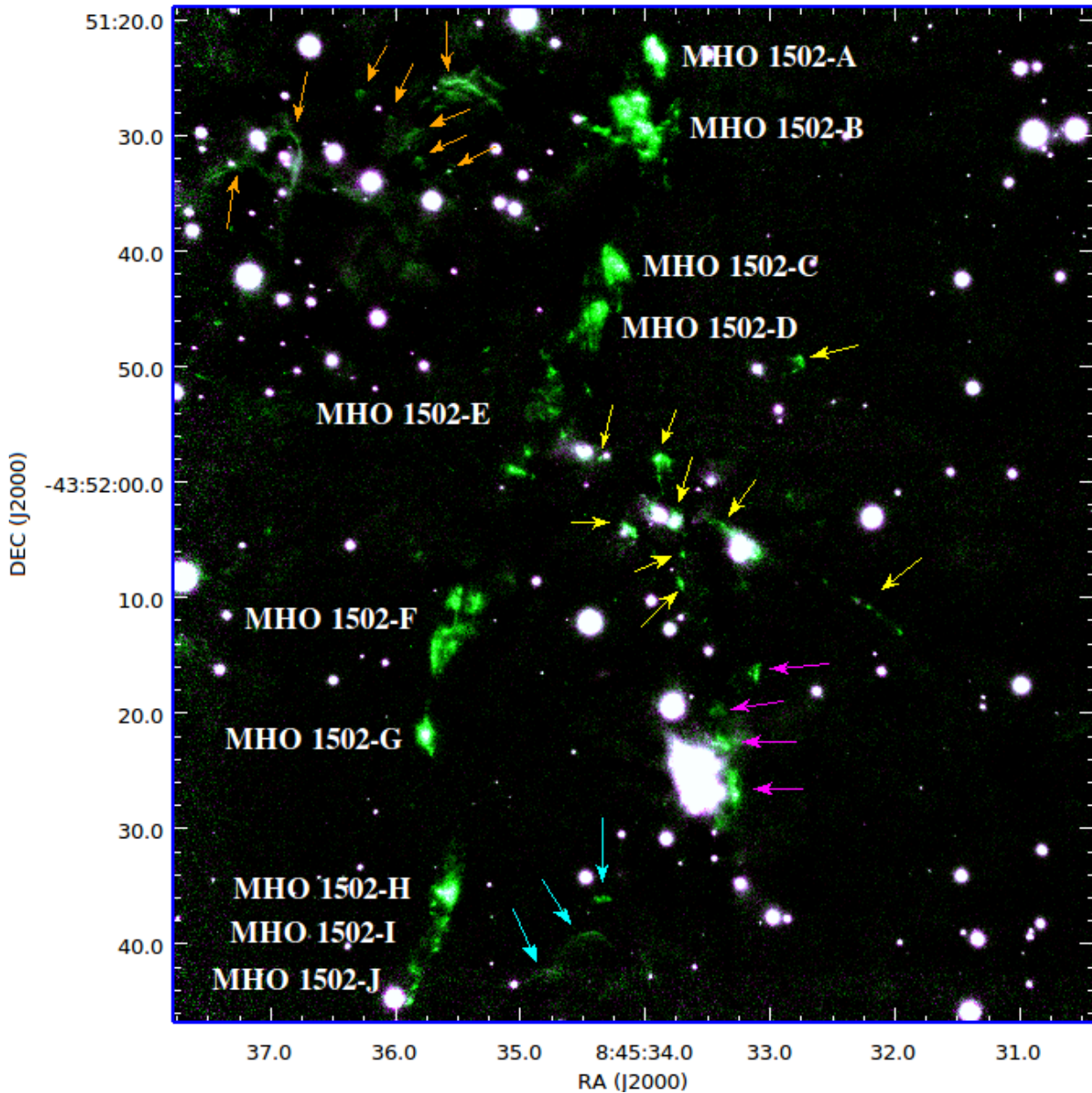
Adicionalmente, se utilizaron como datos complementarios las cuatro bandas de IRAC de *Spitzer*, centradas en 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0  $\mu\text{m}$ , tomadas del relevamiento de *Spitzer Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire* (GLIMPSE II; Benjamin et al. 2003) y el catálogo de fuentes puntuales en la región de Vela–D, identificadas por Strafella et al. (2010).

### 5.2.3. Análisis

La Figura 5.2 muestra una imagen combinada de los filtros  $H_2$  (en verde) y K (en magenta) de MHO 1502. En la misma, puede verse un perfil elongado y serpenteante, compuesto por una cadena de *knots* consecutivos. La extensión total del jet es de  $87''$  (0.3 pc, asumiendo una distancia de 700 pc) de noroeste a sureste y un ángulo de posición de  $PA = 165^\circ$ . Se identificaron los 8 *knots* catalogados por Giannini et al. (2013), como así también dos nuevos *knots* no reportados previamente en la literatura (denominados *knots* MHO 1502-I y J), ubicados en el extremo inferior a la izquierda de la imagen. La Tabla 5.1 lista los *knots* identificados (columna 1 y 2), las coordenadas ecuatoriales (columna 3 y 4), los flujos en la banda  $H_2$  (columna 5), el radio de la apertura circular utilizada para la fotometría (columna 6), la identificación del *knot* de MHO utilizada por Giannini et al. (2013, columna 7), y la referencia a la figura correspondiente donde se muestra una imagen ampliada de cada *knot* (columna 8). Dada la alta resolución espacial obtenida con la óptica adaptativa con GSAOI+GeMS (alrededor de tres y hasta ocho veces superior a los estudios previos de de Luca et al., 2007; Strafella et al., 2010, respectivamente) fue posible identificar más subestructuras en cada *knot* que en trabajos anteriores.

Con el objetivo de mostrar en detalle a cada *knot*, las Figuras 5.3, 5.4 y 5.5 presentan imágenes ampliadas en  $H_2$ , calibradas en flujo, de todas las estructuras listadas en la Tabla 5.1. En general, se observa que los *knots* presentan morfologías irregulares y estructuras complejas con varias subestructuras, rodeadas de emisión débil y difusa en  $H_2$  (ver p. ej. los *knots* MHO 1502–B y F, en las Figuras 5.3 y 5.4, paneles superiores derechos, respectivamente). En otros casos, como el de los *knots* MHO 1502–I1 y J1 (ver Figura 5.5), no se detecta emisión central, pero si se encuentran estructuras difusas y débiles (de tipo nebuloso).

Por otro lado, la Figura 5.6, muestra la región donde se encuentra la fuente excitatriz propuesta IRAC 18064 en la banda de  $H_2$  (panel izquierdo) y K (panel derecho). Comparando ambas imágenes, se evidencia que la emisión que se encuentra más al sureste de las tres componentes principales en la imagen de la izquierda, sería un nuevo *knot*. Esto es debido a que sólo presenta emisión de choque en  $H_2$ , sin una contraparte en la banda K. Dado que este nuevo *knot* se encuentra a  $0.25''$  ( $\sim 240\text{UA}$ , considerando una distancia de 700 pc) de las otras dos componentes, y asumiendo una velocidad de eyección de  $100\text{ km s}^{-1}$  (ver, Bally, 2016), fue posible determinar que este *knot* fue generado

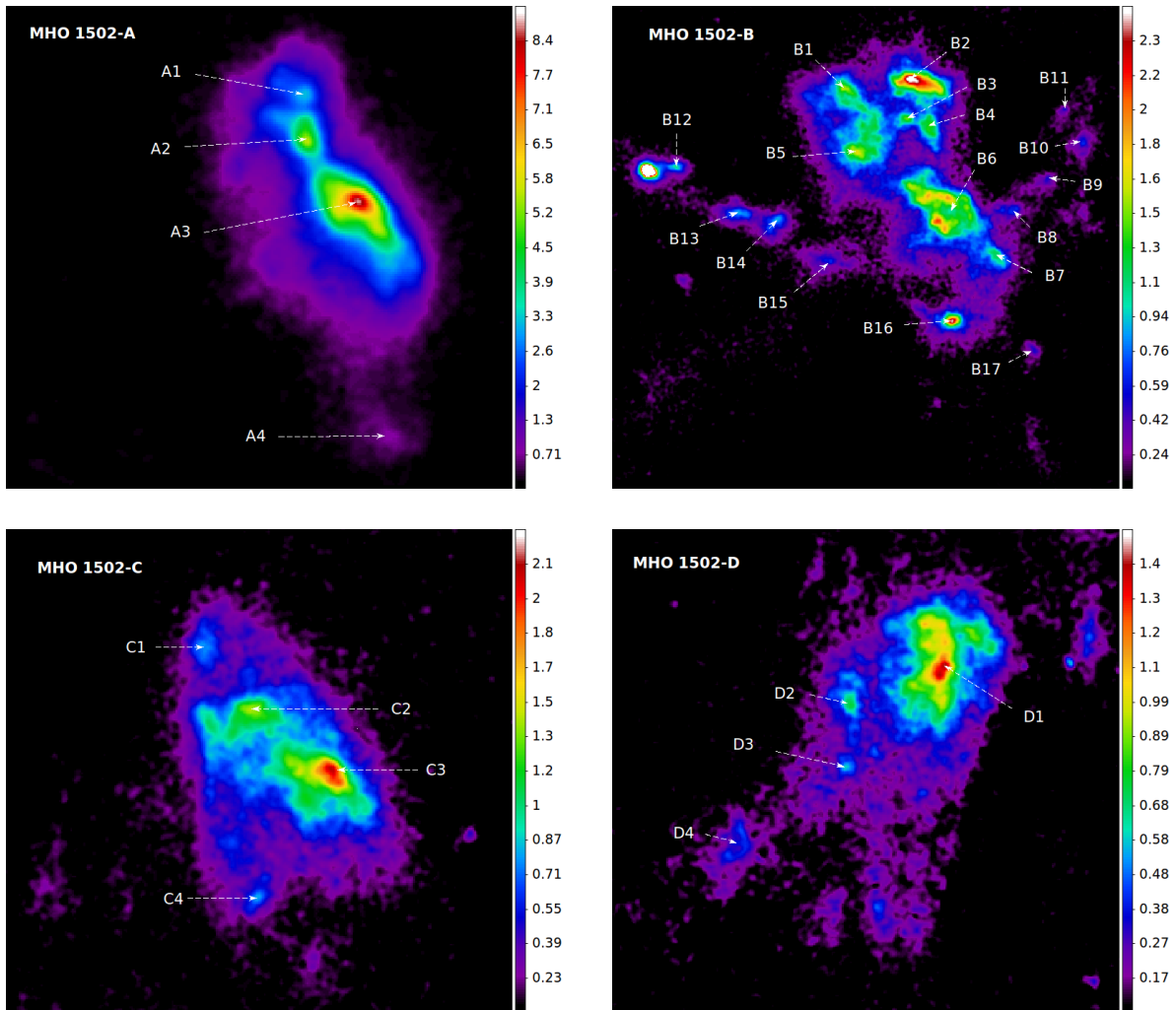


**Figura 5.2** Imagen combinada de MHO 1502 en los filtros de H<sub>2</sub> (en verde) y K (en magenta) obtenidos con GSAOI/GEMINI. Las flechas de diferentes colores indican filamentos y regiones de emisión en H<sub>2</sub>.

hace aproximadamente 8 años. Sin embargo, su posición está orientada casi perpendicularmente y desplazada del eje del jet, lo que sugeriría que no estaría asociada con MHO 1502. La separación proyectada entre las otras dos componentes es de 0.3'' ( $\sim 240$  UA para una distancia de 700 pc), lo que indicaría que podría tratarse de un sistema doble.

### ¿Relación con las estrellas FU Orionis?

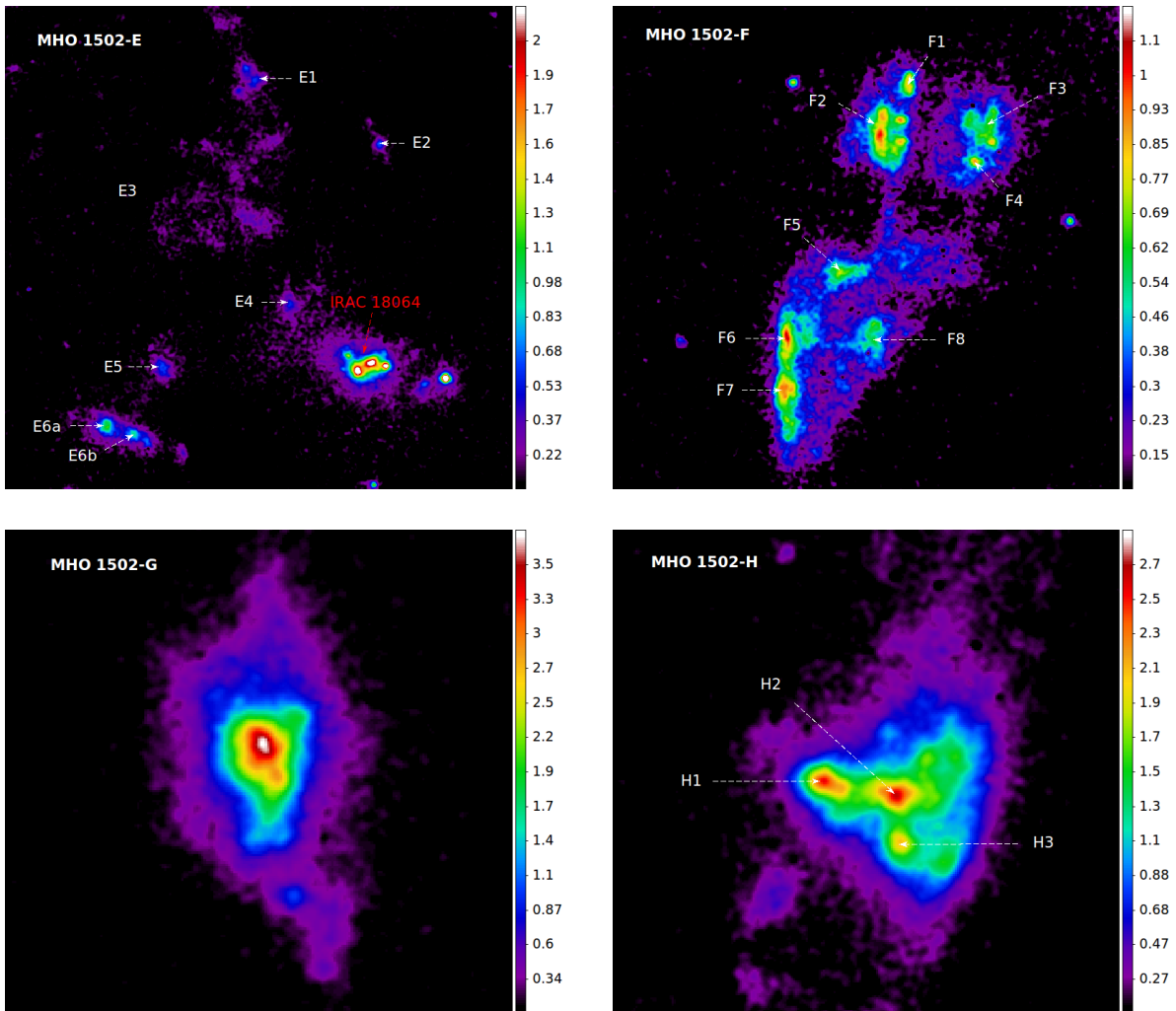
Las estrellas jóvenes, particularmente las de baja masa, experimentan períodos de alta acreción de masa desde el material circunestelar hacia el centro, donde se localiza la protoestrella. Este



**Figura 5.3** *Knots* MHO 1502-A (panel superior izquierdo), B (panel superior derecho), C (panel inferior izquierdo) y D (panel inferior derecho) en  $H_2$ . La barra de colores a la derecha de cada imagen indica la escala de flujo calibrada en unidades de  $10^8$  Jy. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

proceso es conocido con un evento FU Orionis, durante el cual se genera un incremento de brillo (de entre 5–6 magnitudes en longitudes de onda ópticas) en un período relativamente corto de tiempo (de entre  $\sim 1$  a 10 años), luego del cual la estrella en formación permanece brillante experimentando ligeras variaciones por décadas. Más aún, estadísticamente resulta que los eventos de eyección de material u *outbursts* de las FU Orionis deberían ser recurrentes en escalas de tiempo de  $\sim 10^4$  años (Hartmann and Kenyon, 1996b).

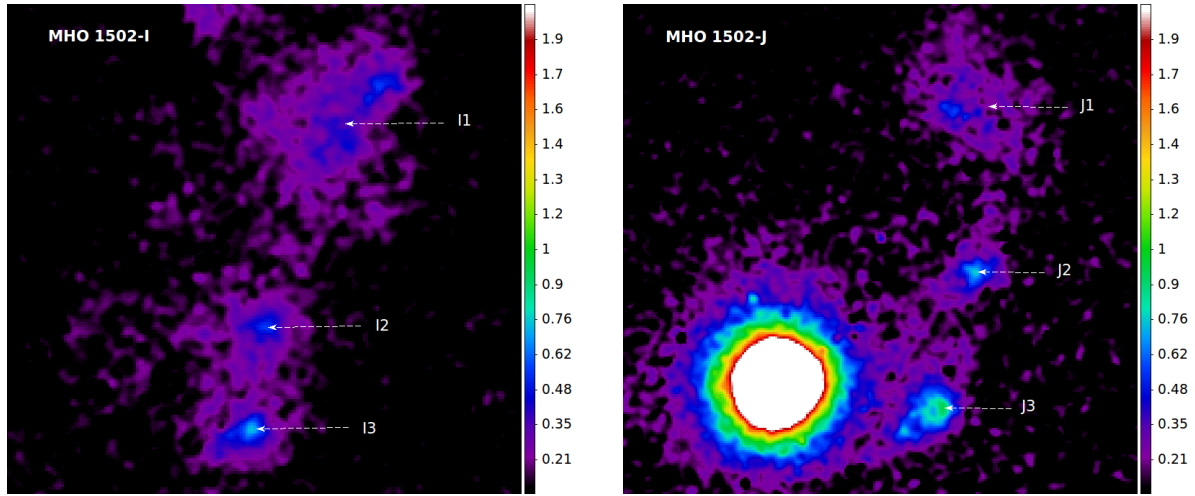
La estructura en forma de numerosos *knots* consecutivos de varios jets, en particular los jets con tamaños en escala de parsec, ha sido considerada como un “registro fósil” o indicador del estallido (o eventos FU Orionis) que las fuentes excitantes ha sufrido en el pasado (McGroarty and Ray, 2004; Reipurth, 1985, 1989; Reipurth and Bally, 2001; Reipurth et al., 1997). Sin embargo, el tiempo transcurrido entre las eyecciones (o *knots*,  $10^3$  años) es aproximadamente un orden de magnitud menor que los estallidos de tipo FU Orionis ( $10^4$  años), lo que pone en duda el estado



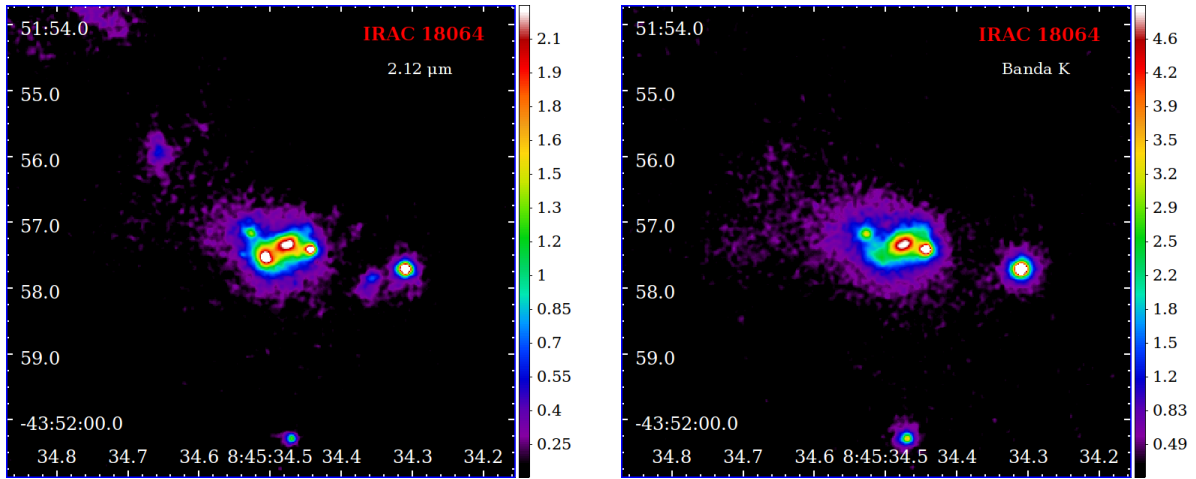
**Figura 5.4** *Knots* MHO 1502-E (panel superior izquierdo), F (panel superior derecho), G (panel inferior izquierdo) y H (panel inferior derecho) en  $H_2$ . La barra de colores a la derecha de cada imagen indica la escala de flujo calibrada en unidades de  $10^8$  Jy. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

de FU Orionis de la fuentes excitatrices de los *knots* o de los jets (Froeblich and Makin, 2016; Ioannidis and Froeblich, 2012; Reiter et al., 2017, 2015).

La estructura de *knots* sucesivos con simetría en forma de “S” de MHO 1502 sugiere que las eyecciones de la fuente han sido intermitentes; sin embargo, hasta el momento no hay evidencias que indiquen la clasificación de FU Orionis de dicha fuente. Por otro lado, asumiendo una velocidad promedio del jet de  $50\text{--}100\text{ km s}^{-1}$ , el intervalo de tiempo entre *knots* consecutivos es de 120 a 1100 años, el cual es bastante corto en comparación con los eventos de *outbursts* de las FU Ori. Sin embargo, esto está de acuerdo con los resultados obtenidos para otros jets (ver las referencias al final del párrafo anterior). Con el propósito de confirmar o descartar el estado de FU Orionis de la estrella excitatriz de MHO 1502, sería necesario realizar un monitoreo fotométrico en el infrarrojo cercano a fin de detectar variaciones significativas de brillo y construir la curva de luz de la mencionada estrella.



**Figura 5.5** *Knots* MHO 1502-I (panel izquierdo) y MHO 1502-J (panel derecho) en  $H_2$ . La barra de colores a la derecha de cada imagen indica la escala de flujo calibrada en unidades de  $10^8$  Jy. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.



**Figura 5.6** Imagen de IRAC 18064 en la banda  $H_2$  (panel izquierdo) y K (panel derecho). De las tres componentes detectadas en  $H_2$  la que se encuentra al sureste no tiene su contraparte en la banda K lo que evidencia la detección de un nuevo *knot*. La barra de colores a la derecha de cada imagen indica la escala de flujo calibrada en unidades de  $10^8$  Jy.

**Tabla 5.1** Flujos de los *knots* de MHO 1502 detectados en  $H_2$ .

<i>Knots ID</i>	$\alpha$ (J2000.0) ( <i>h:m:s</i> )	$\delta$ (J2000.0) ( $^{\circ}:':''$ )	Flujo ( $10^{-6}$ Jy)	r ( $''$ )	MHO ID <sup>a</sup> (jet– <i>knot</i> )	Figura de referencia
A 1	8:45:33.937	–43:51:21.83	$12.61 \pm 0.92$	0.29	1–1	
2	8:45:33.934	–43:51:22.22	$13.15 \pm 0.94$	0.23	1–1	5.3
3	8:45:33.895	–43:51:22.72	$102.14 \pm 7.32$	0.91	1–1	
4 <sup>b</sup>	8:45:33.871	–43:51:24.65	–	–	1–1	
B 1	8:45:34.178	–43:51:26.94	$7.09 \pm 0.51$	0.30	1–2	
2	8:45:34.049	–43:51:26.86	$31.81 \pm 2.51$	0.67 <sup>c</sup>	1–2	5.3

Tabla 5.1 Continuación.

<i>Knots ID</i>	$\alpha$ (J2000.0) ( <i>h:m:s</i> )	$\delta$ (J2000.0) ( <i>°:!:''</i> )	Flujo ( $10^{-6}$ Jy)	r ( <i>''</i> )	MHO ID <sup>a</sup> (jet-knot)	Figura de referencia
3	8:45:34.070	-43:51:27.52	$5.47 \pm 0.39$	0.30	1-2	
4	8:45:34.027	-43:51:27.72	$5.87 \pm 0.44$	0.28	1-2	
5	8:45:34.159	-43:51:28.1	$4.97 \pm 0.35$	0.22	1-2	
6	8:45:34.008	-43:51:29.31	$55.38 \pm 4.15$	0.91	1-2	
7	8:45:33.902	-43:51:30.28	$6.39 \pm 0.50$	0.34	1-2	
8	8:45:33.876	-43:51:29.37	$2.05 \pm 0.17$	0.24	1-2	
9	8:45:33.814	-43:51:28.76	$2.46 \pm 0.31$	0.40	1-2	
10	8:45:33.744	-43:51:27.99	$3.24 \pm 0.32$	0.41	1-2	5.3
11	8:45:33.782	-43:51:27.40	$1.35 \pm 0.18$	0.31	1-2	
12	8:45:34.494	-43:51:28.51	$2.75 \pm 0.23$	0.30	1-2	
13	8:45:34.380	-43:51:29.42	$3.10 \pm 0.71$	0.34	1-2	
14	8:45:34.310	-43:51:29.61	$4.65 \pm 0.34$	0.37	1-2	
15	8:45:34.210	-43:51:30.38	$9.30 \pm 1.08$	0.73	1-2	
16	8:45:33.989	-43:51:31.55	$8.30 \pm 0.61$	0.39	1-2	
17	8:45:33.835	-43:51:32.15	$1.29 \pm 0.26$	0.39	1-2	
C 1	8:45:34.322	-43:51:39.95	$1.71 \pm 0.14$	0.20	1-3	
2	8:45:34.274	-43:51:40.71	$6.17 \pm 0.47$	0.29	1-3	
3	8:45:34.195	-43:51:41.30	$15.75 \pm 1.16$	0.43	1-3	5.3
4	8:45:34.270	-43:51:42.71	$1.95 \pm 0.21$	0.22	1-3	
D 1	8:45:34.365	-43:51:45.18	$2.52 \pm 0.19$	0.17	1-4	
2	8:45:34.467	-43:51:45.66	$3.51 \pm 0.43$	0.33	1-4	
3	8:45:34.473	-43:51:46.39	$1.12 \pm 0.1$	0.20	1-4	5.3
4	8:45:34.594	-43:51:47.37	$4.22 \pm 0.70$	0.63	1-4	
E 1	8:45:34.751	-43:51:50.50	$4.26 \pm 0.98$	0.61	1-4	
2	8:45:34.457	-43:51:52.05	$1.25 \pm 0.11$	0.26	1-4	
3 <sup>b</sup>	8:45:34.789	-43:51:53.26	–	–	1-4	
4	8:45:34.658	-43:51:55.92	$2.29 \pm 0.39$	0.37	1-4	5.4
5	8:45:34.939	-43:51:57.46	$2.48 \pm 0.50$	0.37	1-4	
6a	8:45:35.062	-43:51:58.86	$3.72 \pm 0.30$	0.27	1-5	
6b	8:45:35.002	-43:51:59.03	$1.72 \pm 0.12$	0.18	1-5	
F 1	8:45:35.484	-43:52:09.41	$5.11 \pm 0.55$	0.45	1-6	
2	8:45:35.525	-43:52:09.94	$15.51 \pm 1.2$	0.61	1-6	
3	8:45:35.328	-43:52:09.96	$11.81 \pm 1.05$	0.63	1-6	5.4
4	8:45:35.369	-43:52:10.86	$2.32 \pm 0.19$	0.24	1-6	
5	8:45:35.602	-43:52:12.92	$13.98 \pm 1.00$	$0.93^d$	1-6	

**Tabla 5.1** Continuación.

<i>Knots ID</i>	$\alpha$ (J2000.0) ( <i>h:m:s</i> )	$\delta$ (J2000.0) ( <i>°:!:''</i> )	Flujo ( $10^{-6}$ Jy)	r ( <i>''</i> )	MHO ID <sup>a</sup> (jet–knot)	Figura de referencia
6	8:45:35.692	–43:52:14.15	$8.33 \pm 0.59$	0.50	1–6	
7	8:45:35.694	–43:52:15.08	$5.98 \pm 0.43$	0.38	1–6	5.4
8	8:45:35.544	–43:52:14.40	$17.67 \pm 1.81$	1.25 <sup>e</sup>	1–6	
G 1	8:45:35.760	–43:52:21.78	$53.81 \pm 4.26$	0.89	1–7	5.4
H 1	8:45:35.646	–43:52:35.47	$8.71 \pm 0.63$	0.26	1–8	
2	8:45:35.587	–43:52:35.57	$2.93 \pm 0.21$	0.13	1–8	5.4
3	8:45:35.582	–43:52:36.00	$1.81 \pm 0.13$	0.11	1–8	
I 1	8:45:35.606	–43:52:38.08	$8.16 \pm 0.86$	0.83	–	
2	8:45:35.668	–43:52:39.68	$2.11 \pm 0.20$	0.33	–	5.5
3	8:45:35.677	–43:52:40.43	$2.12 \pm 0.16$	0.33	–	
J 1 <sup>b</sup>	8:45:35.863	–43:52:42.28	–	–	–	
2	8:45:35.844	–43:52:43.71	$1.96 \pm 0.50$	0.50	–	5.5
3	8:45:35.871	–43:52:44.92	$5.78 \pm 0.61$	0.53	–	

**Notas:** <sup>a</sup> Del trabajo de [Giannini et al. \(2013\)](#).

<sup>b</sup> No se midió el flujo por ser inferior a los  $3\sigma$  del rms.

<sup>c</sup> Fotometría en una elipse de semi-eje mayor “r” e inclinación de  $350^\circ$ .

<sup>d</sup> Fotometría en una elipse de semi-eje mayor “r” e inclinación de  $10^\circ$ .

<sup>e</sup> Fotometría en una elipse de semi-eje mayor “r” e inclinación de  $330^\circ$ .

### Emisiones en H<sub>2</sub> adyacentes

La Figura 5.2 muestra numerosas emisiones adyacentes en H<sub>2</sub>, distribuidas en todo el campo (ver las flechas de colores), que probablemente no están asociadas con el jet MHO 1502. En particular, en la esquina superior izquierda, marcadas con flechas naranjas, se observan varias emisiones débiles con formas de arco o “*bow-shock*”.

Las emisiones difusas en H<sub>2</sub> en las cercanías de regiones de formación estelar de alta masa pueden ser producidas por dos mecanismos diferentes: excitación colisional, debido a choques provenientes de *outflows* de estrellas jóvenes (masivas); o por la excitación por fotones UV de Lyman y Werner que penetran dentro de las regiones de gas neutro donde existe H<sub>2</sub>. Los fotones UV con energías mayores a  $\sim 10$  eV son capaces de excitar al electrón del H<sub>2</sub> desde el nivel fundamental hasta las bandas de Lyman y Werner. Cuando el H<sub>2</sub> decae hasta el nivel fundamental puede emitir radiación cuadrupolar ( $\Delta J = -2$ ) hasta el nivel  $J = 1$   $v = 0$ , dando como resultado la emisión de la línea de  $2.12 \mu\text{m}$ . Luego, esta línea traza la zona de interfase donde la radiación UV encuentra el hidrógeno molecular, delineando la región de fotodisociación (PDR por sus siglas en inglés de “*photodissociation region*”).

**La región H II 263.619–0.53 cercana:** Para tratar de entender el origen de las emisiones en H<sub>2</sub> de la Figura 5.2 es necesario considerar la región H II 263.619–0.533, ubicada al noreste, a una distancia proyectada de  $\sim 54''$  o 0.2 pc (a 700 pc) del centro de MHO 1502. La fuente ionizante es una estrella temprana de tipo B0-B2 V (Massi et al., 2003). De acuerdo con Massi et al. (2010), dicha región H II no ha alcanzado su radio de Strömgren. A su vez, estos autores estimaron un tiempo dinámico de  $\sim 4 \times 10^4$  años consistente con la edad del cúmulo infrarrojo con el que se lo asocia IRS 16 ( $2 \times 10^6$  años).

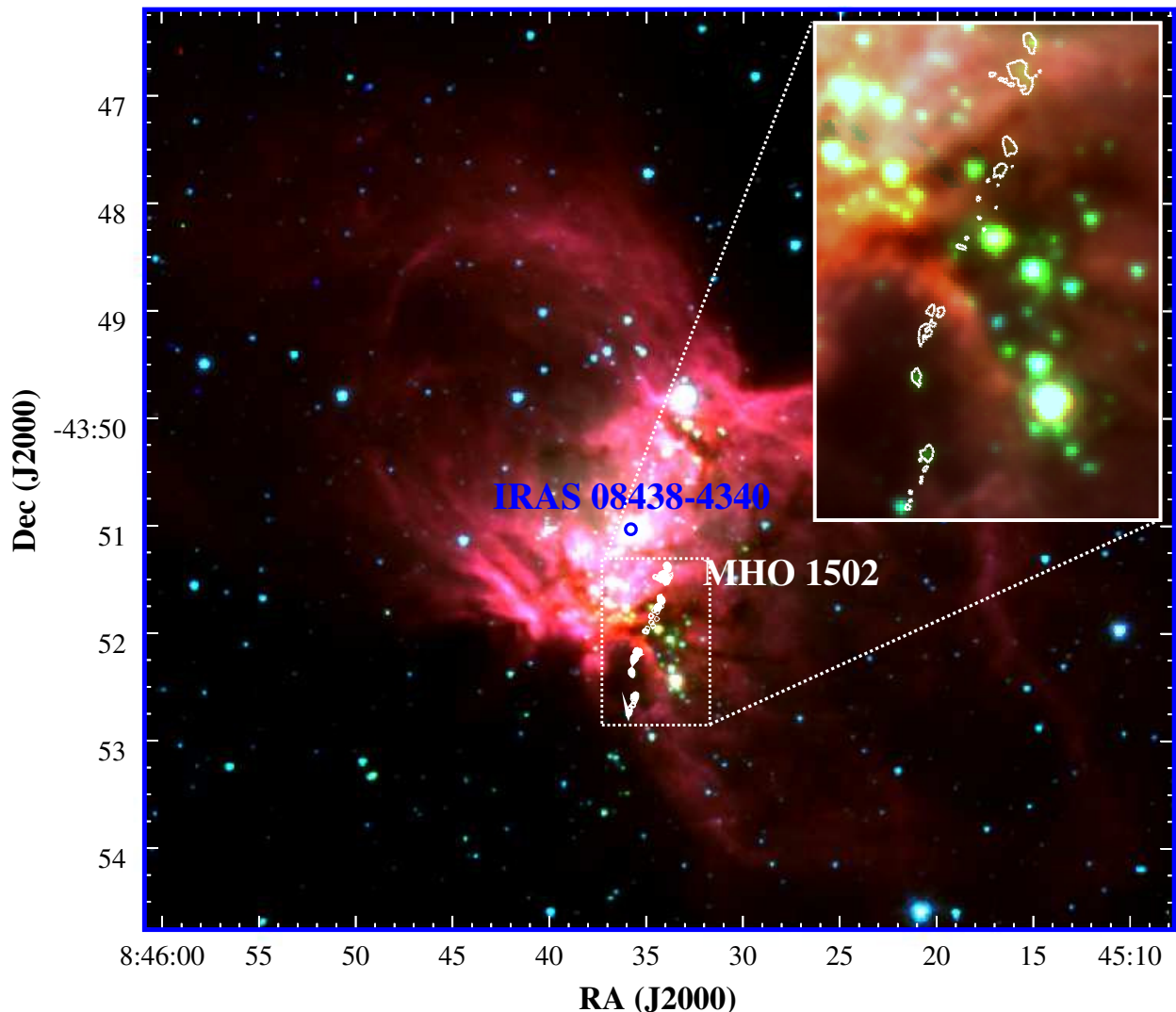
La Figura 5.7 muestra una imagen combinada de la región H II 263.619–0.533, en las bandas 3.6  $\mu\text{m}$  (en azul), 4.5  $\mu\text{m}$  (en verde) y 8  $\mu\text{m}$  (en rojo) de IRAC/Spitzer. Las estructuras delineadas en contornos blancos marcan los *knots* en H<sub>2</sub> de MHO 1502 detectados en esta sección, los cuales se muestran con mayor detalle en la imagen ampliada de la derecha. En esta imagen se observa claramente la morfología bipolar de esta región H II que tiene dos lóbulos que brillan en 8  $\mu\text{m}$ . La emisión extendida más brillante en la banda de 8  $\mu\text{m}$  es claramente detectada hacia la dirección noreste del *outflow*, proveniente del centro de la región H II y coincidiendo espacialmente con la emisión en H<sub>2</sub>. La banda de 8  $\mu\text{m}$  es un conocido trazador de emisiones PAH (ver p. ej., Berné et al., 2009; Stock et al., 2016, y Sección 1.4.1). Los PAHs son destruidos en el gas ionizado, pero se cree que son excitados en las regiones de PDR por la absorción de fotones UV-lejanos ( $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ ), en las zonas de transición entre la región H II y la nube molecular (Giard et al., 1994).

A su vez, la Figura 5.8 presenta la imagen combinada en las bandas de 4.5  $\mu\text{m}$  (azul), 8.0  $\mu\text{m}$  (en verde) de IRAC/Spitzer y 24  $\mu\text{m}$  (en rojo) de MIPS/Spitzer, donde se observa que la región central de la nebulosa bipolar es muy brillante y satura en 24  $\mu\text{m}$ , mientras que la zona más achatada o cintura es visible como una mancha oscura alargada y se representa más claramente en los mapas de contorno de densidad de H<sub>2</sub> (en línea roja continua) de Marsh et al. (2017). Estas características son típicas de las regiones bipolares de H II, tal y como identificaron Deharveng et al. (2015) y Samal et al. (2018).

Varias regiones bipolares de H II están asociadas a la formación estelar que tiene lugar en el material molecular frío y plano o en forma de lámina que delimita la cintura de la nebulosa (Dewangan et al., 2016, 2019). Fukuda and Hanawa (2000) sugirieron que la expansión de una región H II cerca de una nube molecular filamentosa puede generar ondas secuenciales de formación estelar. En efecto el proceso de formación estelar puede desencadenarse por la compresión del material molecular barrido por el frente de ionización o por la compresión de una nube densa preexistente. La existencia del cúmulo infrarrojo IRS 16 (indicado con un círculo azul discontinuo en la Figura 5.10), asociado a esta región H II, apoya este escenario de formación estelar. Luego, la proyección del chorro de MHO 1502 sobre el lóbulo suroeste de la región H II bipolar se ve claramente, sugiriendo de nuevo un proceso de formación estelar en curso en la región.

Por otro lado, las estructuras en H<sub>2</sub> en forma de arco muestran que las regiones de mayor intensidad apuntan en dirección al centro de la región H II, donde la fuente ionizante está ubicada. Luego, basados en la morfología de la mencionada región H II, la emisión en 8  $\mu\text{m}$  de Spitzer y los



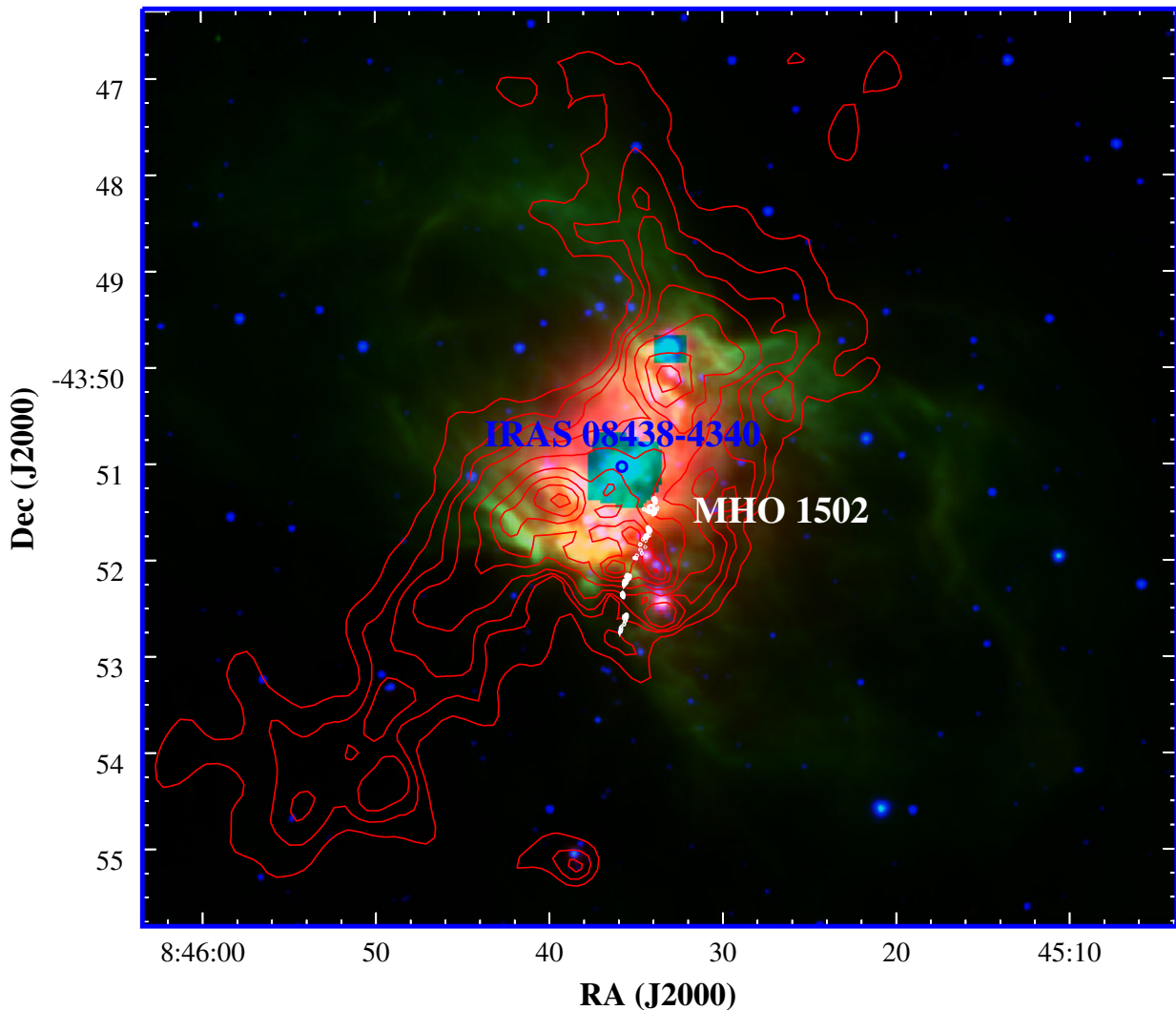


**Figura 5.7** Imagen combinada de la región H II 263.619–0.533 en los filtros de IRAC/Spitzer, en  $3.6 \mu\text{m}$  (en azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (en verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (en rojo). El círculo azul indica a la fuente IRAS 08438–4340. La imagen ampliada en la esquina superior derecha muestra en contornos blancos la ubicación de los *knots* de MHO 1502.

vértices de las estructuras de  $\text{H}_2$  en forma de arco, es posible sugerir que las emisiones en  $\text{H}_2$  son creadas por fluorescencia de fotones UV provenientes de la estrella ionizante.

**El cúmulo denso IRS 16:** En el centro del campo de la Figura 5.2, cerca de la fuente excitatriz sugerida de MHO 1502, se indican con flechas amarillas y magenta otras emisiones en  $\text{H}_2$ . Para explorar el origen de estas emisiones, se utilizó el catálogo con fotometría de fuentes puntuales de Spitzer-IRAC/MIPS de la nube de Vela-D (VMR-D) publicado por [Strafella et al. \(2010\)](#). A partir de la Tabla 5 de estos autores, se seleccionó una sub-muestra, centrada en la posición de MHO 1502 en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (08:45:34.2; -43:51:54.1), con un radio de  $1.5'$ .

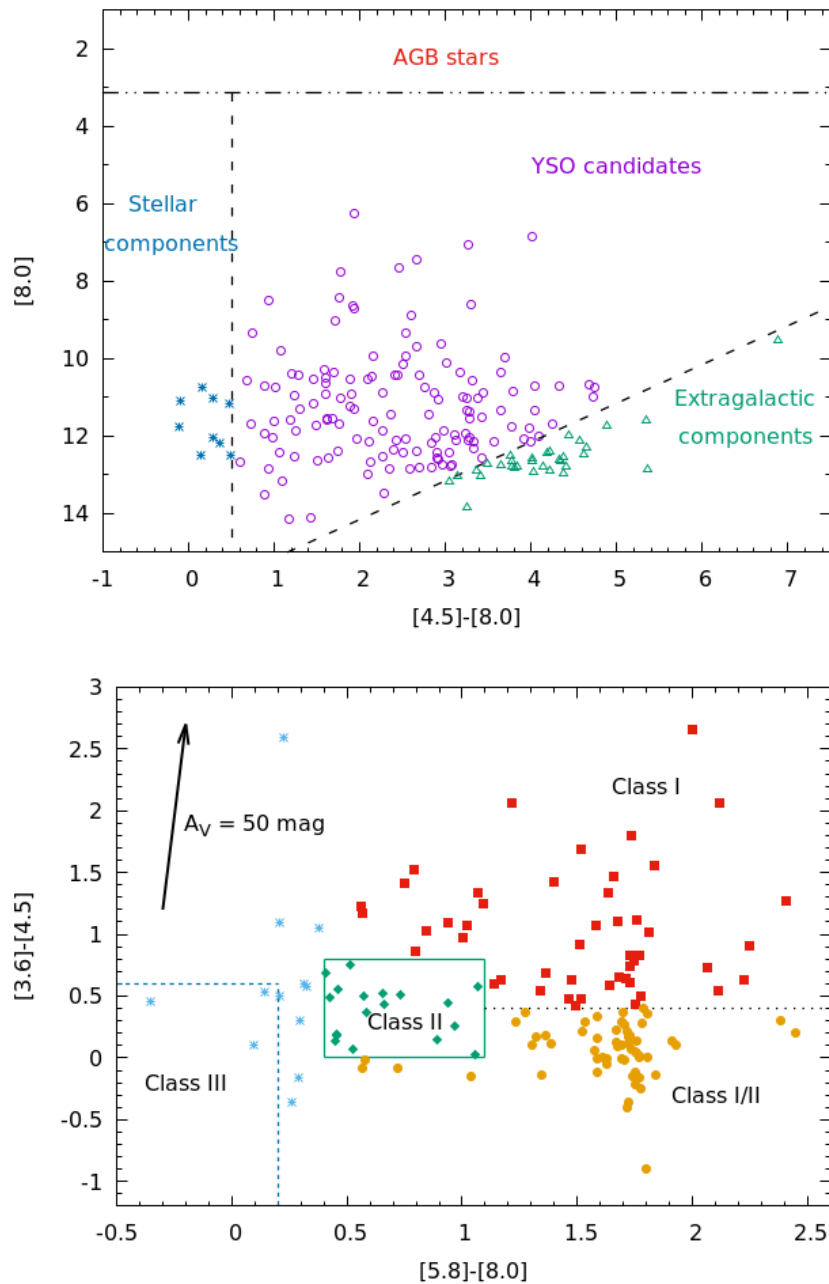
Usando el diagrama color-magnitud  $[8.0]$  vs  $[4.5] - [8.0]$  (ver Figura 5.9, panel superior) y el criterio estadístico de [Harvey et al. \(2007, 2006\)](#) (ver Sección 1.3.3), escalado a la distancia de VMR-D, fue posible identificar candidatos a estrellas jóvenes ( $[4.5] - [8.0] > 0.5$  y  $[8.0] <$



**Figura 5.8** Imagen combinada de la región H II 263.619–0.533 en los filtros de IRAC/Spitzer, en  $4.5 \mu\text{m}$  (en azul),  $8.0 \mu\text{m}$  (en verde) y  $24 \mu\text{m}$  (en rojo). Los contornos rojos representan las curvas de nivel de la densidad columnar obtenidos del trabajo de Marsh et al. (2017). Los niveles son  $5, 6, 7, 9, 15, 25, 35, 45$  y  $56 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . El círculo azul indica a la fuente IRAS 08438–4340 y las curvas blancas los *knots* correspondientes a MHO 1502.

$16.15 - [4.5] - [8.0]$ ) de otras fuentes de fondo tales como: estrellas ( $[4.5] - [8.0] < 0.5$ ); objetos extragalácticos ( $[8.0] > 16.15 - [4.5] - [8.0]$ ); y estrellas en la rama asintótica de las gigantes o AGB ( $-0.86 < [8.0] < 3.13$ ).

Por otro lado, se utilizó el diagrama color–color  $[3.6] - [4.5]$  vs  $[5.8] - [8.0]$  (ver Figura 5.9, panel inferior) y los criterios de Allen et al. (2004) y Megeath et al. (2004) (ser Sección 1.3.3), para diferenciar a los candidatos YSOs identificados en el diagrama color–magnitud entre tres clases diferentes de objetos proto–estelares y pre–estelares. Los objetos de Clase II (diamantes verdes) se localizan dentro de una región cuadrada delimitada por una línea verde. El límite entre los candidatos de Clase I (cuadrados rojos) y los de Clase I/II (diamantes naranjas) se indica con una línea horizontal de puntos negros, mientras que los candidatos a Clase III y probablemente fuentes estelares sin excesos infrarrojos (diamantes celestes y círculo abierto celeste) están delimitados por



**Figura 5.9** *Panel superior:* Diagrama Color–Magnitud  $[8.0]$  vs  $[4.5]-[8.0]$  de una sub–muestra del catálogo de fuentes puntuales de IRAC en la región de Vela–D de [Strafella et al. \(2010\)](#) (Tabla 5 en dicho trabajo), dentro de un radio de  $1.5'$ , centrado en MHO 1502 en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) =  $(08:45:34.2; -43:51:54.1)$ . La línea discontinua inclinada delimita el criterio estadístico de [Harvey et al. \(2007, 2006\)](#), escalado a la distancia de VMR–D para distinguir entre candidatos YSO (círculos magenta) de otras fuentes contaminantes, tales como objetos extragalácticos (triángulos verdes), estrellas normales (asteriscos azules) y de la rama asintótica de las gigantes (AGB). *Panel inferior:* Diagrama Color–Color  $[5.8]-[8.0]$  vs  $[3.6]-[4.5]$ . El rectángulo central verde indica la región donde se ubican los objetos jóvenes de Clase II (diamantes verdes) de acuerdo al criterio estadístico de [Allen et al. \(2004\)](#) y [Megeath et al. \(2004\)](#). El rectángulo en línea discontinua celeste marca la región de las fuentes sin excesos IR ([Flaherty et al., 2007](#)). Los diferentes símbolos identifican diferentes objetos de Pre–Secuencia Principal: Clases I (cuadrados rojo), Clase I/II (círculos naranjas) y Clase III /estrellas de fondo o que se localizan delante de la nube (asteriscos celestes). El vector de enrojecimiento (flecha negra) corresponde a un  $A_V = 50$  mag ([Strafella et al., 2010](#)).

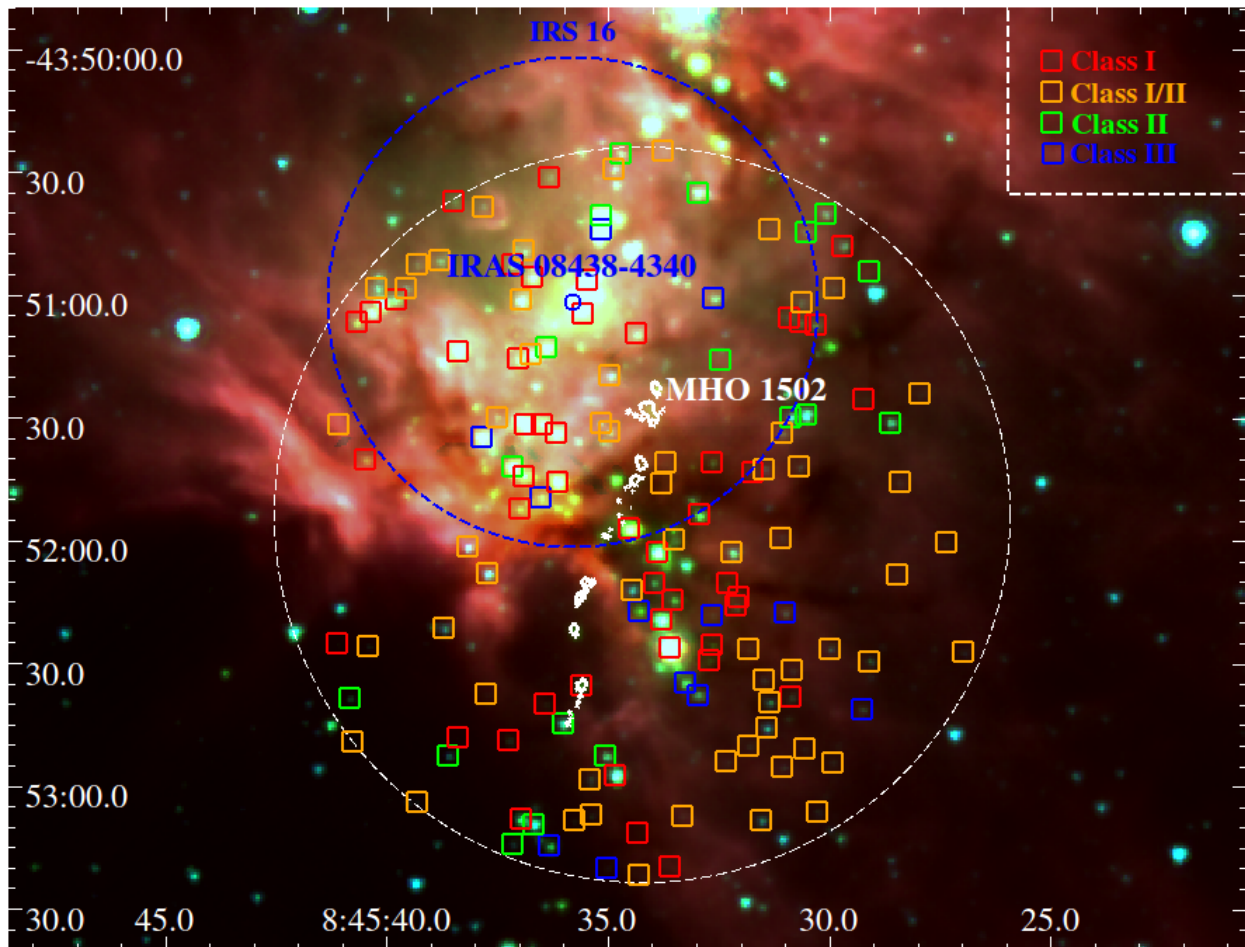
una línea discontinua azul (Flaherty et al., 2007). La flecha negra es el vector de enrojecimiento correspondiente con  $A_V = 50$  mag (Strafella et al., 2010).

La Figura 5.10 muestra una combinación de imágenes en los filtros  $3.6 \mu\text{m}$  (en azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (en verde), y  $8.0 \mu\text{m}$  (en rojo) de la región H II 263.619–0.533 centrada en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (08:45:34.2; –43:51:54.1). El círculo de trazo discontinuo blanco marca el área de búsqueda utilizado (con un radio de  $1.5'$ ), mientras que el círculo en trazos discontinuo azul delimita el área del cúmulo IRS 16, con un radio de  $\sim 0.73'$  o  $0.15$  pc, a una distancia de  $700$  pc (Massi et al., 2003).

Dentro de la región de búsqueda seleccionada, se identificaron diferentes tipos de fuentes a partir de los diagramas color–color y color–magnitud descritos anteriormente. Las fuentes estelares se destacaron con círculos azules y los objetos extragalácticos con círculos naranjas. Los candidatos YSOs se representaron con cuadrados de diferentes colores de acuerdo a sus clasificaciones: Clase I (naranja), Clase I/II (magenta), Clase II (verde) y Clase III/estrellas de fondo/frente (azul). Si bien los candidatos a YSOs están distribuidos uniformemente a lo largo del todo el área de búsqueda, hay un incipiente agrupamiento alrededor de IRS 16 dentro del círculo de trazos discontinuos azul en la Figura 5.10.

Un escenario probable para explicar la existencia de un cúmulo denso en IRS 16, como así también tantos candidatos a YSOs en la zona circundante de la región H II 263.619–0.533, está dado por la formación estelar inducida por ionización o modelo “*collect and collapse*” de Elmegreen and Lada (1977) (ver Sección 1.1). Los fotones UV de una estrella masiva en formación en una nube molecular producen un frente de ionización, donde la expansión supersónica de la región H II crea un frente de choque, barriendo masa e incrementando la densidad en una cáscara de gas neutro y frío (la fase de recolección o “*collect*”). Esta cáscara comienza a ser auto–gravitante, colapsando y fragmentándose. Estos fragmentos forman las estrellas masivas o cúmulos de estrellas (el proceso de colapso o “*collapse*”). Este escenario además, fue desarrollado analíticamente y numéricamente (Dale et al., 2007; Whitworth et al., 1994) y comprobado observacionalmente por varios trabajos (ver p. ej., Brand et al., 2011; Deharveng et al., 2003; Pomarès et al., 2009; Samal et al., 2014).

Otra variación de la formación estelar inducida por ionización es conocida como el modelo de implosión impulsado por radiación o “*radiation-driven implosion*” (RDI, ver Sección 1.1), que tiene lugar cuando la región H II en expansión invade una nube de gas denso preexistente, comprimiendo por colisión el material (arrastrado por el frente de ionización), estimulando el colapso y de esa forma, la formación de nuevas estrellas (Bertoldi, 1989; Lefloch and Lazareff, 1994b). En general, es aceptado que el modelo RDI forma preferencialmente estrellas de masa baja e intermedia, mientras que el escenario de “*collect and collapse*” es necesario para producir estrellas masivas o cúmulos estelares (Brand et al., 2011; Deharveng et al., 2005; Lee et al., 2005; Valdetaro et al., 2008). Basados en la población de objetos jóvenes identificados en la Figura 5.10, la mayoría de las estrellas son de baja masa, por lo que el modelo RDI podría ser favorecido en esta región por sobre el escenario de *collect and collapse*, aunque no se puede dar un argumento concluyente.

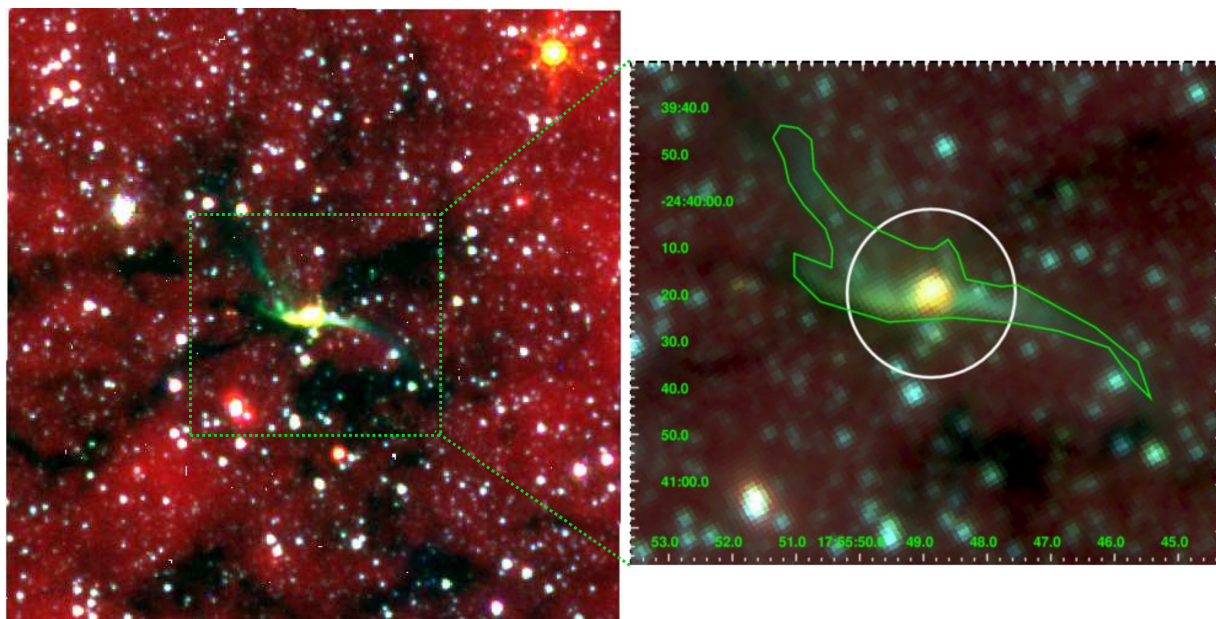


**Figura 5.10** Imagen combinada de la región H II 263.619–0.533, en los filtros  $3.6 \mu\text{m}$  (en azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (en verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (en rojo) con IRAC/Spitzer. El círculo en trazos discontinuos azul marca el área de IRS 16 definida por [Massi et al. \(2003\)](#). El círculo en trazos discontinuos blanco define el área de búsqueda seleccionada, el cual está centrado en la coordenada  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (08:45:34.2; -43:51:54.1) y tiene un radio de  $1.5'$ . Los contornos blancos indican los *knots* en  $\text{H}_2$  de MHO 1502 y el círculo azul, la posición de IRAS 08438–4340, la fuente central asociada a la región H II. Los cuadrados pequeños de colores señalan los diferentes YSOs identificados en el diagrama  $[8.0]$  vs  $[4.5]$ - $[8.0]$  y clasificados de acuerdo al diagrama  $[5.8]$ - $[8.0]$  vs  $[3.6]$ - $[4.5]$  (ver Figura 5.9). Los cuadrados azules indican objetos de Clase III, como así también estrellas de fondo y que se localizan delante de la nube en cielo.

## 5.3. MHO 2147

### 5.3.1. Antecedentes

MHO 2147 fue descubierto por [Varricatt \(2011\)](#), mientras estudiaba la fuente brillante de Clase I IRAS 17527–2439 (a partir de aquí se hará referencia como IRAS 17527), la estrella excitante más probable de este jet (ver Figura 5.11, panel izquierdo). Este autor también detectó un segundo jet más débil, denominado MHO 2148, que yace prácticamente perpendicular a MHO 2147 en el plano del cielo (ver flechas amarillas en la Figura 5.12). Tanto MHO 2147 como MHO 2148 están localizados en una nube oscura cerca del plano galáctico, en la región de Ophiuchus, a una distancia de 3.23 kpc ([Molinari et al., 1996](#)). En el catálogo de [Dobashi \(2011\)](#) de IRDC (ver Sección 1.2.1) la fuente IRAS 17527 se ubica a  $2.8''$  al moroeste del objeto identificado como Dobashi 0238.



**Figura 5.11** Imagen combinada de la región donde se localiza MHO 2147, en las bandas de  $3.4 \mu\text{m}$  (en azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (en verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (en rojo), con el instrumento IRAC, del telescopio *Spitzer*. La imagen de la derecha muestra una ampliación del objeto EGO G4.83+0.23 detectado por [Chen et al. \(2013\)](#). La curva verde indica el polígono de apertura usado para realizar la fotometría de IRAC. El círculo blanco marca la apertura circular utilizada para la fotometría con MIPS en  $24 \mu\text{m}$ . *Créditos: Imágenes extraídas del trabajo de [Varricatt \(2011\)](#) y [Chen et al. \(2013\)](#).*

[Chen et al. \(2013\)](#) asociaron a IRAS 17527 con un objeto clasificado como EGO ([Cyganowski et al., 2008](#), ver Sección 1.5.4) denominado G4.83+0.23 (ver Figura 5.11, panel derecho), y reportaron la detección del mismo en 95 GHz, un máser de metanol de Clase I, el cual es un conocido trazador de gas excitado por colisión asociado a *outflows* ([Cyganowski et al., 2009](#), ver Sección 1.5.4). En la imagen obtenida por [Varricatt \(2011\)](#) en  $\text{H}_2$  (ver Figura 2 en ese trabajo) se evidencia la particular morfología en “S” de MHO 2147 que se extiende en 1.46 pc de longitud casi perpendicularmente a una región o mancha oscura que cruza por el medio del jet (ver Figura 5.12).

Respecto a la probable fuente excitatriz IRAS 17527, la misma ha sido detectada en varias líneas de emisión molecular asociadas a gas denso y polvo típicos de objetos jóvenes estelares de tipo masivos o MYSOS (ver Sección 1.4): maser de  $\text{H}_2\text{O}$  en 22.235 GHz ([Palla et al., 1991](#));  $\text{NH}_3(1,1)$  en 23.694 GHz y (2,2) en 23.723 GHz ([Molinari et al., 1996](#));  $\text{CS}(2-1)$  en 97.981 GHz ([Bronfman et al., 1996](#)), y OH en 1.665 GHz ([Edris et al., 2007](#)). Basados en los colores de IRAS, [Palla et al. \(1991\)](#) clasificó a esta fuente como “High” lo que indica un estado más evolucionado relacionado a una región H II ultra-compacta (UCHII, ver sección 1.4.1). Sin embargo, [Walsh et al. \(1997\)](#) a puesto en duda tal asociación. No se han reportado otras detecciones de la presunta región H II.

Por su parte, [Beltrán et al. \(2006\)](#) detectaron una emisión de continuo de polvo en 1.2 mm proveniente de la fuente IRAS, para la cual calcularon una masa de  $160 M_{\odot}$ , y una fuente puntual en MIR con el telescopio espacial MSX identificada como MSX6C G004.8268+00.2307 ([Egan et al., 2003](#)). A su vez, [Chen et al. \(2013\)](#) asociaron a la fuente IRAS una emisión en el continuo en 1.1 mm,

detectada con el relevamiento galáctico de Bolocam<sup>5</sup>, identificada como [BGPS] G004.829+00.231 (Rosolowsky et al., 2010), para la cual midieron una masa de gas  $M_{gas} = 360 M_{\odot}$ . Si bien los valores para la masa de la fuente obtenidos entre Beltrán et al. (2006) y Chen et al. (2013) son diferentes entre sí, no cabe duda que dicha fuente tiene las características de una estrella masiva en formación.

### 5.3.2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas, al igual que para el objeto MHO 1502 (ver Sec. 5.2.2, con el telescopio Gemini Sur, haciendo uso del instrumento GSAOI, junto con el sistema de óptica adaptativa GeMS (ver Sección 2.1). Se obtuvieron imágenes con los filtros H<sub>2</sub> (1-0 S(1),  $\lambda_c = 2.122 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.032 \mu\text{m}$ ) y K ( $\lambda_c = 2.200 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.34 \mu\text{m}$ ), el 16 de abril y 27 de mayo de 2014 (Program ID: GS-2014A-Q-29). Para remover los espacios vacíos (*gaps*) entre los detectores se utilizó un patrón de “*dithering*” de  $3 \times 3$ , con desplazamientos de  $7''$  para cada imagen respecto a la posición del campo principal. Se obtuvieron 11 y 9 imágenes de ciencia, de 200 s (con filtro H<sub>2</sub>) y 60 s (con filtro K). Luego, las imágenes fueron procesadas y combinadas en cada filtro usando el programa THELI<sup>6</sup> (Erben et al., 2005; Schirmer, 2013), siguiendo el proceso descrito en la Sección 2.1.2. Para la sustracción del fondo del cielo se utilizaron las propias imágenes de ciencia apropiadamente combinadas.

Para realizar la calibración astrométrica y la corrección por distorsión en la banda K, se utilizó el catálogo de 2MASS. Sin embargo, como se mencionó anteriormente en la Sección 5.2.2, dado el campo de visión pequeño de GSAOI y la escasa cantidad de estrellas de referencia de 2MASS en dichos campos, fue necesario utilizar un segundo catálogo de referencia. Para el caso de MHO 2147, se utilizó el catálogo VISTA<sup>7</sup> (*Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy*). Las incertezas astrométricas resultantes se estimó en  $0.19''$ .

Las imágenes finales tienen un FWHM que varía a lo largo del campo en aproximadamente 5%. En particular, para MHO 2147, el FWHM promedio es de  $0.09''$  para H<sub>2</sub> y  $0.08''$  para K. Esta resolución está de acuerdo con los valores reportados por Neichel et al. (2014b). Finalmente, para mejorar la señal/ruido de las estructuras débiles y difusas, las imágenes finales fueron convolucionadas con un filtro Gaussiano de 2 píxeles.

Nuevamente, para estimar el flujo en H<sub>2</sub> de cada *knot* de MHO 2147 se utilizó el paquete APPHOT de IRAF que permite realizar fotometría de apertura como se lo describió en la Sección 5.2.2. En particular, para calibrar en flujo las imágenes en H<sub>2</sub> de MHO 2147 solo se pudieron utilizar las magnitudes en la banda K<sub>s</sub> de 2MASS de 4 estrellas debido a la saturación de estrellas brillantes de 2MASS. A su vez, los flujos se midieron considerando un umbral de  $3\sigma$  entre el fondo de cielo y la emisión de H<sub>2</sub>. En la Tabla 5.2 se listan las coordenadas y flujos finales de los

<sup>5</sup>[http://irsa.ipac.caltech.edu/data/BOLOCAM\\_GPS/](http://irsa.ipac.caltech.edu/data/BOLOCAM_GPS/).

<sup>6</sup><https://www.astro.uni-bonn.de/theli/>.

<sup>7</sup>VISTA Science Archive: <http://horus.roe.ac.uk/vsa/index.html>

*knots* identificados, donde el parámetro  $r$  es el radio de la apertura circular usada para realizar la fotometría. Para estimar los errores, se consideraron la incerteza resultante del factor de conversión derivado de las magnitudes  $K_S$  de 2MASS y la variación del fondo de cielo de las imágenes en el filtro en  $H_2$ .

### Datos complementarios

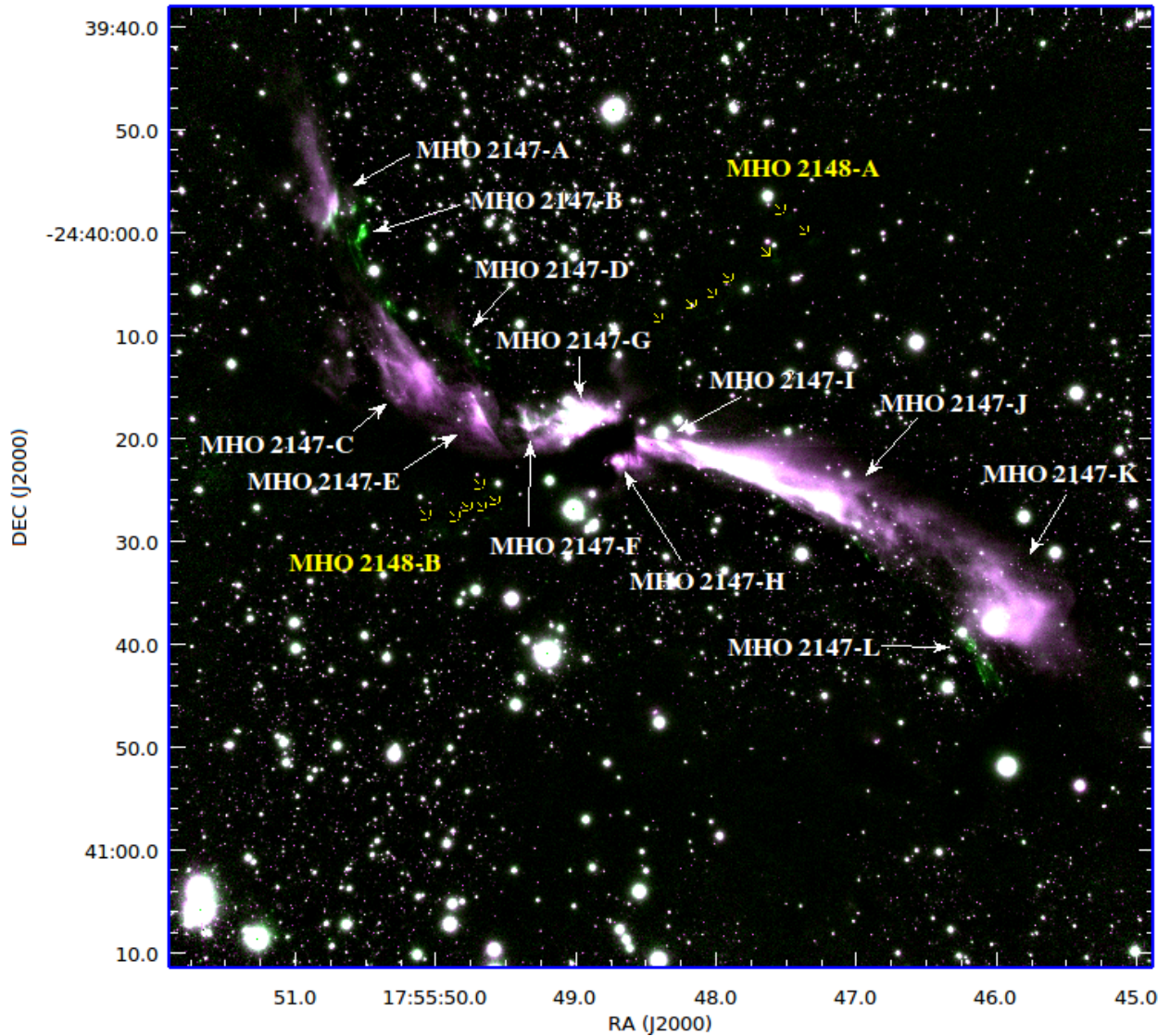
Adicionalmente, se utilizaron datos complementarios obtenidos de bases públicas que se detallan a continuación:

- Las cuatro bandas de IRAC de *Spitzer*, centradas en 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0  $\mu\text{m}$ , tomadas del relevamiento de *Spitzer Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire* (GLIMPSE II; Benjamin et al. 2003) y el catálogo de EGOs (el cual utiliza el relevamiento GLIMPSE II, Chen et al., 2013).
- Datos del telescopio *Herschel* y sus relevamiento “*Herschel Infrared GALactic Plane Survey*” (Hi-GAL, Molinari et al., 2010) y “*Herschel PACS Point Source Catalogue*” (HPPSC), en las bandas de 70 y 160  $\mu\text{m}$  (PACS, Poglitsch et al., 2010), y en 250, 350 y 500  $\mu\text{m}$  (SPIRE, Griffin et al., 2010).
- Los flujos determinados con el telescopio espacial *AKARI*, obtenidos con sus instrumento IRC (“*InfraRed Camera*”), con filtros centrados en 9  $\mu\text{m}$  y 18  $\mu\text{m}$ , y FIS (“*Far-Infrared Surveyor*”), en 65, 90, 140 y 160  $\mu\text{m}$  (Ishihara et al., 2010).
- El catálogo de fuentes puntuales infrarrojas del telescopio *MSX*, denominado “*Midcourse Space Experiment (MSX) Point Source Catalogs*” (MSX6C, Egan et al., 2003), en 8.28  $\mu\text{m}$  (banda A), 12.1  $\mu\text{m}$  (banda C), 14.6  $\mu\text{m}$  (banda D) y 21.3  $\mu\text{m}$  (banda E).
- El catálogo *IRAS* y los flujos obtenidos de éste en las bandas en 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  (Joint *Iras Science*, 1994; Neugebauer et al., 1984).
- El relevamiento de la galaxia realizado con el radiotelescopio *APEX* en 870  $\mu\text{m}$  (345 GHz, con un tamaño de *beam* de 19.2”), denominado *ATLASGAL*<sup>8</sup> (“*APEX Telescope LArge Survey of the GALaxy*”, Schuller et al., 2009).
- El relevamiento del plano de la galaxia con *BOLOCAM*, en 1.1 mm (segunda versión, Ginsburg et al., 2013; Rosolowsky et al., 2010)

---

<sup>8</sup>ATLASGAL está disponible en la página web: [http://atlasgal.mpifr-bonn.mpg.de/cgi-bin/ATLASGAL\\_DATABASE.cgi](http://atlasgal.mpifr-bonn.mpg.de/cgi-bin/ATLASGAL_DATABASE.cgi).





**Figura 5.12** Imagen combinada de MHO 2147 y MHO 2148 en H<sub>2</sub> (en verde) and K (en magenta) obtenidas con GSAOI/GEMINI.

### 5.3.3. Análisis

La Figura 5.12 muestra una combinación de imágenes de MHO 2147 y MHO 2148, en los filtros H<sub>2</sub> (en verde) y K (en magenta) obtenidos con GSAOI+GeMS/Gemini. Para nombrar a los *knots* de este jet, se utilizó la nomenclatura descrita al finalizar la Sección 5.2.2. Por su parte, la Tabla 5.2 lista los *knots* identificados (columnas 1 y 2), sus coordenadas ecuatoriales (columna 3 y 4), los flujos en la banda H<sub>2</sub> (columna 5), el radio de la apertura circular utilizada para realizar la fotometría (columna 6) y la referencia a la figura donde se muestra una versión ampliada del correspondiente *knot* (columna 7). En la Figura 5.12, se observa que el jet MHO 2147 presenta un evidente perfil sinusoidal, que se extiende de noreste a suroeste en alrededor de 1.46 pc de longitud.

Una particularidad que se observa en este jet es que hay una cantidad significativa de emisión en el filtro K que coincide espacialmente con la emisión en H<sub>2</sub>, especialmente en la región central

donde se encuentra el *knot* MHO 2147–E, F y G, y el lóbulo suroeste. Varricatt (2011) observó la misma característica en las imágenes combinadas en JHK y en las bandas de IRAC/Spitzer (ver Figura 5.11). Esta característica es típica de los objetos estelares jóvenes masivos o MYSOs (ver Sección 1.4), rodeados por un disco de acreción también masivos, que probablemente se deba a la luz dispersada, proveniente de la fuente central, que se encuentra dentro de las paredes de la cavidad del jet o *outflow* (eg., Arce et al., 2007; Reipurth et al., 2000). Como se mencionó anteriormente, la región central de MHO 2147 muestra una mancha oscura en la cual, o a través de la cual, no se observa ninguna estrella. Luego, la incipiente estrella ilumina la nebulosa que la rodea (la *infalling envelope*), mientras que el polvo en la mancha oscura absorbe totalmente (en el infrarrojo cercano) la radiación de la fuente excitante central, probablemente IRAS 17527. Sin embargo, hay muchos otros *knots*, tales como los *knots* MHO 2147–B, D y L, que solo muestran emisión en H<sub>2</sub> y parecen estar ligeramente fuera del eje del jet.

Las Figuras 5.13, 5.14 y 5.15 muestran las imágenes amplificadas de los *knots* norestes y suroestes de MHO 2147, con emisión en H<sub>2</sub> y calibrados en flujo. Se observa que las morfologías de los *knots* es bastante diversa. Algunos de ellos, tales como MHO 2147–A y B (ver Figura 5.13, paneles superiores), muestran varias emisiones localizadas y agrupadas en un área más pequeña, rodeada por una emisión más difusa y débil. En otros casos la emisión difusa de H<sub>2</sub> delinea la estructura (alargada) del *knot*, tales como MHO 2147–C y E (ver Figuras 5.13, panel inferior derecho, y 5.14, panel superior izquierdo), mostrando solo una única condensación en H<sub>2</sub>. El *knot* MHO 2147–J presenta una morfología elongada de aproximadamente 0.35 pc de extensión ( $\sim 22.5''$ , ver Figura 5.15, panel superior). El *knot* MHO 2147–L exhibe una morfología cometaria bastante curiosa y particular, ligeramente desplazada del eje de MHO 2147 (ver Fig. 5.12). La imagen amplificada de este *knot* (ver Fig. 5.15, panel inferior derecho) muestra varias emisiones en H<sub>2</sub> individuales con formas de *bow-shock* y filamentos.

Por otro lado, la Figura 5.12 también muestra varias emisiones débiles en H<sub>2</sub> (ver las flechas amarillas) distribuidas casi perpendicularmente al jet MHO 2147. Dichas emisiones parecen provenir del mismo origen que MHO 2147 e insinúan un perfil sinusoidal. Varricatt (2011) denominó a estas emisiones como MHO 2148 (Davis et al., 2010), y sugirió que estos *knots* podrían estar relacionados a una fuente compañera de IRAS 17527. La Figura 5.16 muestra en detalle la imagen en H<sub>2</sub>, calibrada en flujo, de las dos partes del jet MHO 2148. El lóbulo noroeste se extiende alrededor de 0.47 pc (30''), con un P.A. de 42°, mientras que el lóbulo sureste se extiende hasta alrededor de los 0.3 pc (19''), con un P.A. de 212°.

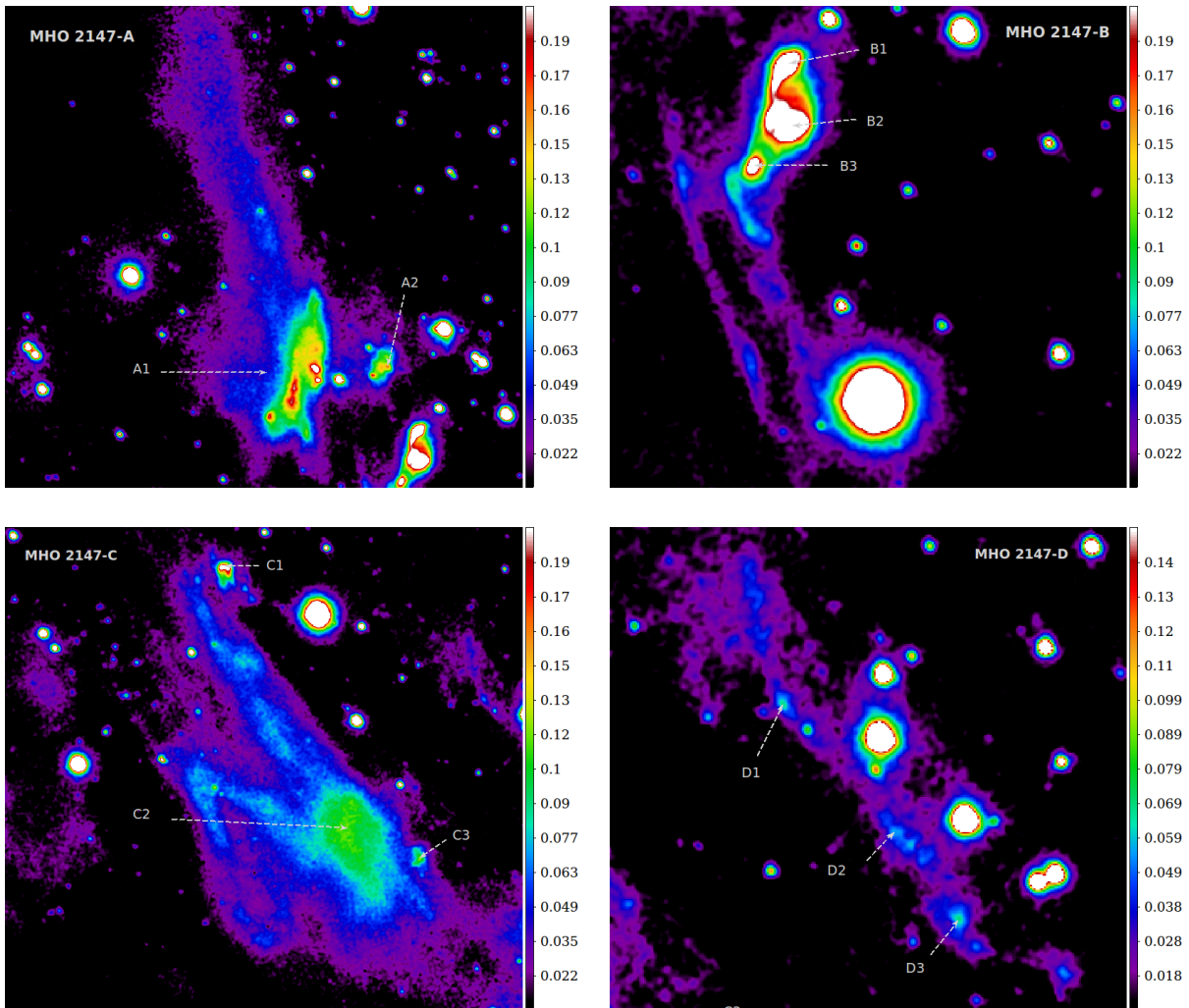
**Tabla 5.2** Flujos de los *knots* de MHO 2147 detectados en H<sub>2</sub>.

<i>Knots</i> ID	$\alpha$ (J2000.0) ( <sup>h</sup> . <sup>m</sup> . <sup>s</sup> )	$\delta$ (J2000.0) ( <sup>°</sup> . <sup>'</sup> . <sup>''</sup> )	Flujo (10 <sup>-6</sup> Jy)	r ( <sup>''</sup> )	Figura de referencia
A 1	17:55:50.764	-24:39:57.73	170.39 ± 34.52	2.12	5.13

**Tabla 5.2** Continuación.

<i>Knots ID</i>	$\alpha$ (J2000.0) ( <sup>h</sup> : <sup>m</sup> : <sup>s</sup> )	$\delta$ (J2000.0) ( <sup>°</sup> : <sup>'</sup> : <sup>''</sup> )	Flujo ( $10^{-6}$ Jy)	r ( <sup>''</sup> )	Figura de referencia
2	17:55:50.579	-24:39:57.78	$13.9 \pm 2.8$	0.54	5.13
B 1	17:55:50.521	-24:39:59.41	$15.09 \pm 1.11$	0.35	
2	17:55:50.519	-24:40:00.23	$21.16 \pm 1.53$	0.35	5.13
3	17:55:50.553	-24:40:00.71	$6.18 \pm 0.46$	0.23	
C 1	17:55:50.343	-24:40:06.82	$10.94 \pm 0.93$	0.40	
2	17:55:50.110	-24:40:13.41	$107.77 \pm 9.91$	1.20	5.13
3	17:55:49.974	-24:40:14.26	$5.61 \pm 0.49$	0.30	
D 1	17:55:49.854	-24:40:10.20	$0.87 \pm 0.07$	0.15	
2	17:55:49.760	-24:40:11.67	$1.22 \pm 0.25$	0.21	5.13
3	17:55:49.709	-24:40:12.61	$1.68 \pm 0.14$	0.22	
E	17:55:49.691	-24:40:17.53	$93.62 \pm 7.47$	1.18	5.14
F 1	17:55:49.359	-24:40:18.31	$13.17 \pm 1.00$	0.30	
2	17:55:49.342	-24:40:18.99	$17.23 \pm 1.30$	0.33	5.14
3	17:55:49.279	-24:40:18.77	$15.46 \pm 1.25$	0.39	
G 1	17:55:49.097	-24:40:19.15	$46.50 \pm 9.34$	0.60	
2	17:55:48.981	-24:40:17.76	$74.24 \pm 5.32$	0.38	5.14
3	17:55:48.971	-24:40:18.28	$71.74 \pm 5.13$	0.33	
H	17:55:48.697	-24:40:22.30	$54.89 \pm 11.47$	1.05	5.14
I 1	17:55:48.526	-24:40:20.63	$43.87 \pm 13.58$	0.75	
2	17:55:48.369	-24:40:20.75	$99.13 \pm 20.42$	1.27	5.14
J	17:55:47.970	-24:40:22.38	$2005.87 \pm 183.03$	5.38	5.15
K*	17:55:45.782	-24:40:37.40	–	–	5.15
L 1	17:55:46.177	-24:40:39.60	$2.41 \pm 0.21$	0.18	
2	17:55:46.196	-24:40:39.98	$1.43 \pm 0.12$	0.12	
3	17:55:46.175	-24:40:40.15	$0.73 \pm 0.06$	0.08	
4	17:55:46.206	-24:40:40.46	$1.00 \pm 0.08$	0.12	
5	17:55:46.041	-24:40:42.11	$1.26 \pm 0.11$	0.13	
6	17:55:46.099	-24:40:42.33	$0.81 \pm 0.08$	0.12	
7	17:55:46.090	-24:40:42.52	$0.62 \pm 0.07$	0.11	
8	17:55:46.088	-24:40:43.52	$1.07 \pm 0.09$	0.11	5.15

**Notas:** \* No se midió el flujo debido a la presencia de una fuente muy intensa en el campo.

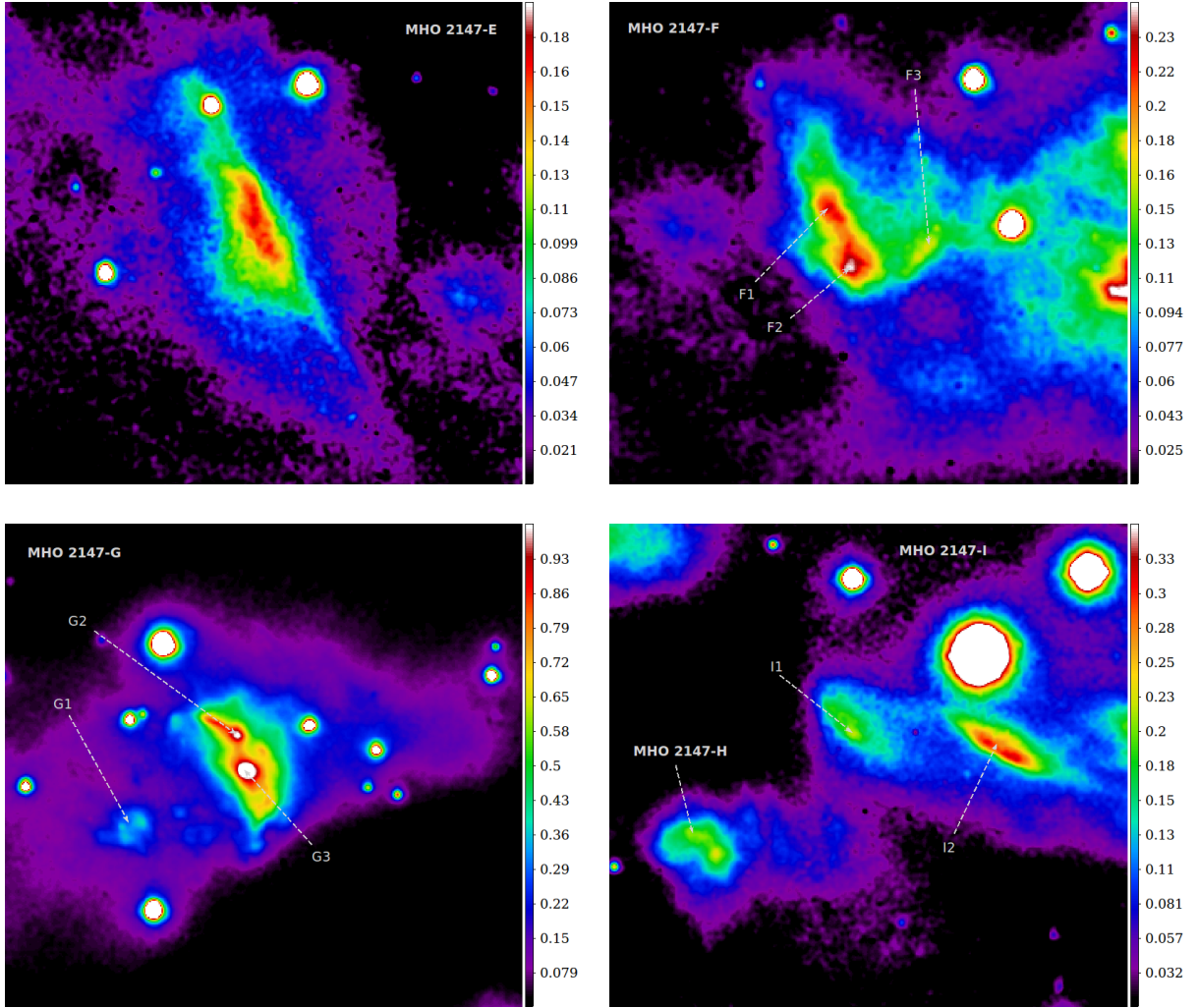


**Figura 5.13** *Knots* MHO 2147-A (panel superior izquierdo), B (panel superior derecho), C (panel inferior izquierdo), D (panel inferior). La barra de colores a la derecha de cada imagen indica la escala de flujo calibrada en unidades de  $10^8$  Jy. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

### Determinación de la masa del grumo

El proceso más importante de emisión en el continuo infrarrojo y a longitudes de onda más largas (sub-milimétricas y milimétricas), en las regiones de formación estelar, es la radiación térmica de los granos de polvo. La Figura 5.17 muestra una combinación de imágenes en longitudes de ondas del infrarrojo medio a lejano, tomadas con los telescopios *Spitzer*, en  $8.0 \mu\text{m}$  (en azul), y *Herschel*, en  $70$  (en verde) y  $500 \mu\text{m}$  (en rojo). Los contornos negros indican la emisión en  $870 \mu\text{m}$  obtenida del relevamiento ATLASGAL. Para  $8.0 < \lambda < 70 \mu\text{m}$  la emisión del polvo parecería seguir el perfil de jet, mostrando dos extensiones hacia el noreste y el sudoeste, respectivamente. Para  $\lambda > 70 \mu\text{m}$  la emisión localizada sobre IRAS 17527 indica la presencia de polvo frío, que en  $500 \mu\text{m}$  tiene una extensión de  $\sim 3$  pc.

En el catálogo de ATLASGAL (Schuller et al., 2009) en  $870 \mu\text{m}$ , se lista un objeto denominado AGAL 004.827+00.231 cuya ubicación coincide con la fuente IRAS 17527, y tiene una extensión

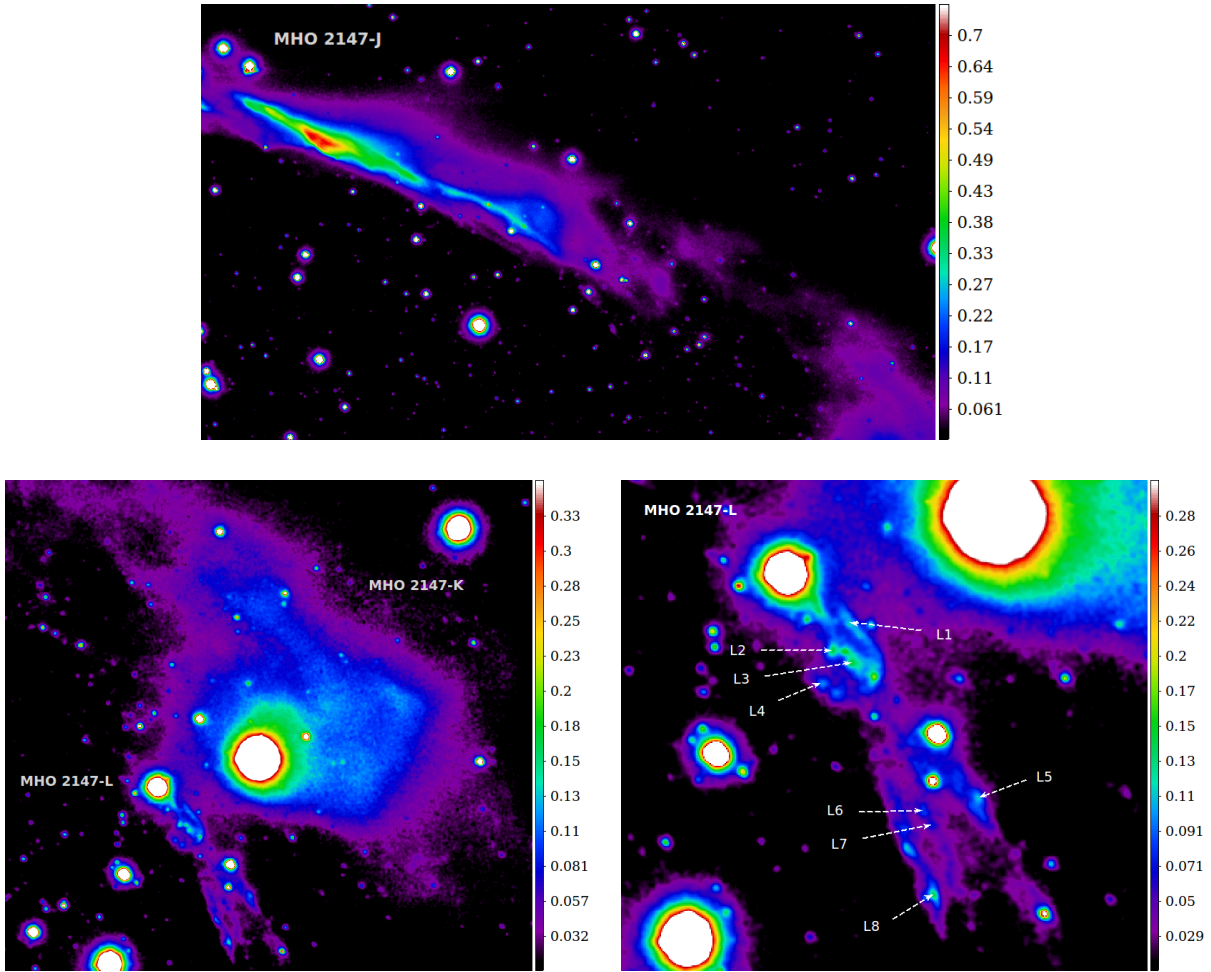


**Figura 5.14** *Knots* MHO 2147-E (panel superior izquierdo), F (panel superior derecho), G (panel inferior izquierdo), H e I (panel inferior derecho). La barra de colores a la derecha de cada imagen indica la escala de flujo calibrada en unidades de  $10^8$  Jy. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

de 0.75 pc. Por lo tanto, para determinar la masa del grumo se utilizó la imagen de ATLASGAL, en continuo en  $870 \mu\text{m}$ , y la ecuación 4.40 donde ahora:  $S_v = S_{870}$  es la densidad de flujo a  $870 \mu\text{m}$ ,  $D = 3.23 \pm 0.5$  kpc es la distancia,  $\kappa_v = \kappa_{870} = 2.06 \text{ cm}^2/\text{g}$  es la opacidad del polvo por unidad de masa de polvo (Ossenkopf and Henning, 1994), y  $B_v(T_{\text{polvo}}) = B_{870}(T_{\text{polvo}})$  es la función de Planck (ver ecuación 4.36) para un cuerpo negro con una temperatura de polvo de  $T_{\text{dust}}$ . La densidad de flujo  $S_{870}$  fue obtenida integrando la emisión observada sobre un área con radio de apertura de  $24''$  y restando el fondo de cielo, el cual se estimó dentro de un anillo con radio interno y externo de  $50''$  y  $80''$ , respectivamente. El flujo resultante obtenido fue de  $43 \pm 4$  Jy.

Para estimar la temperatura del polvo  $T_{\text{polvo}}$  del grumo, como así también la densidad columnar  $N(\text{H}_2)$ , se utilizaron los mapas generados por Marsh et al. (2017)<sup>9</sup>. Estos autores utilizaron un método de mapeo puntual denominado PPMAP (por sus siglas en inglés “Point Process Mapping

<sup>9</sup>Los mapas de temperatura y densidad columnar están disponibles en la página web: <http://www.astro.cardiff.ac.uk/research/ViaLactea/>

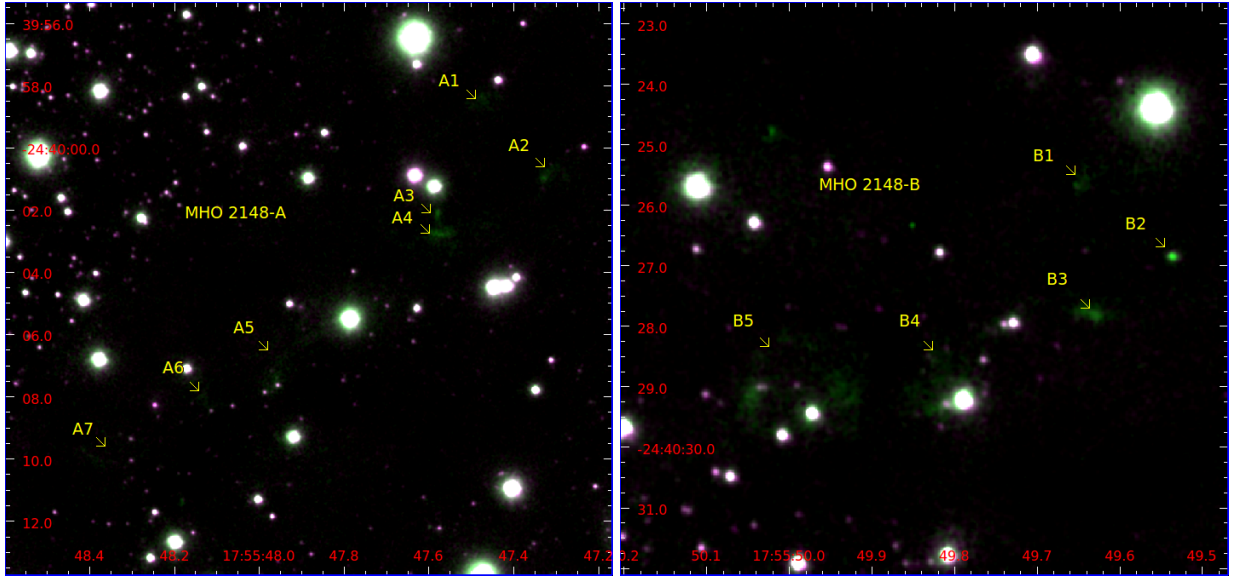


**Figura 5.15** *Knots* MHO 2147-J (panel superior), K (panel inferior izquierdo) y L (panel inferior derecho). La barra de colores a la derecha de cada imagen indica la escala de flujo calibrada en unidades de  $10^8$  Jy. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

*Method*”, para más detalle ver [Marsh et al. 2015](#)), basado en procedimientos Bayesianos aplicados a los datos de continuos de *Herschel* en el rango de longitudes de ondas de  $70 - 500 \mu\text{m}$ . Dicho método genera imágenes de temperatura de polvo y densidad columnar con una mejor resolución ( $\sim 12''$ ). En la Figura 5.18 se muestran tales mapas de temperatura (panel superior) y densidad columnar (panel inferior), para un área de  $14' \times 10'$ , centrada en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (17:55:47.432, -24:40:21.27). En ambos paneles se marcó la posición de IRAS 17527.

La temperatura dentro del área del grumo de IRAS 17527 varía entre 20.5 y 26.4 K. Adoptando una temperatura promedio de  $21.4 \pm 1.3$  K y una densidad de flujo en  $870 \mu\text{m}$  de  $43 \pm 4$  Jy, la masa de polvo resultó ser  $M_{\text{polvo}} = 22.5 \pm 3.5 M_{\odot}$ . Para una relación estándar de gas-polvo, donde  $R = 100$  (ver p. ej., [Elia et al., 2013, 2017](#); [König et al., 2017](#)), la cantidad de masa de gas de hidrógeno es  $M_{\text{H}_2} = 2251 \pm 350 M_{\odot}$ . Cabe mencionar que la incerteza citada en la masa de hidrógeno desprecia cualquier factor conocido en  $R$  y/o  $\kappa_{870}$ .

Por otro lado, utilizando el mapa de densidad columnar de [Marsh et al. \(2017\)](#) que se muestra en la Figura 5.18, panel inferior, se estimó la masa  $M_{\text{H}_2}$  integrada sobre un área delimitada por

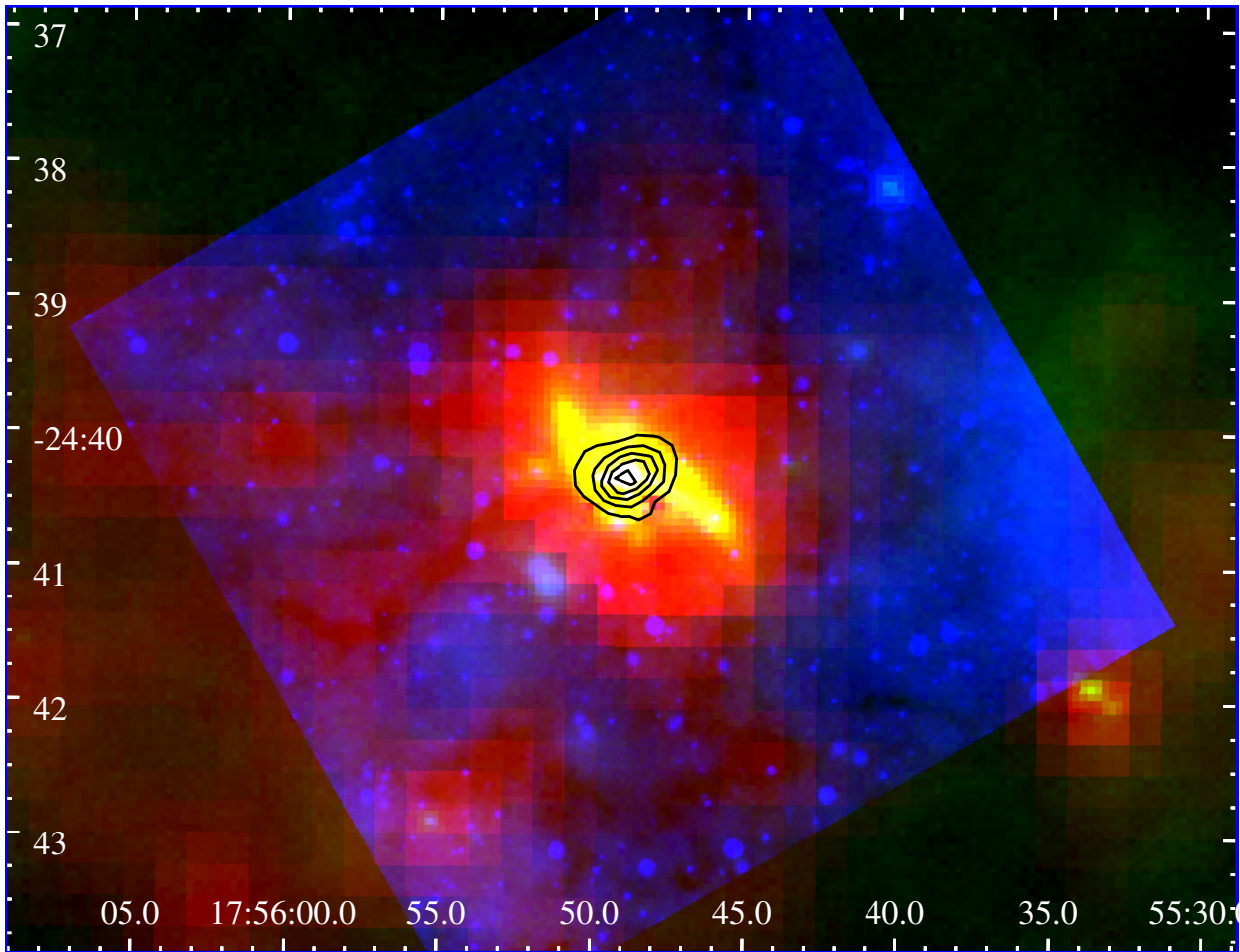


**Figura 5.16** Imagen combinada de los *knots* MHO 2148–A (panel izquierdo) y B (panel derecho) en H<sub>2</sub> (en verde) y K (en magenta) obtenidos con GSAOI+GeMS/Gemini. Las flechas amarillas indican las débiles emisiones en H<sub>2</sub>. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

un contorno a  $1.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . En este caso, la masa de gas de hidrógeno resultó ser igual a  $M_{H_2} = 827 \pm 40 M_{\odot}$ .

La discrepancia entre los dos valores de masa obtenidos es mayor que la incerteza citada. Tal diferencia puede deberse a que en el cálculo de masa de polvo utilizando la emisión en  $870 \mu\text{m}$ , se está considerando solamente una parte del material de la envoltura que reemite en esa longitud de onda. En cambio, el procedimiento con PPMAP provee densidades columnares diferenciales en función de la temperatura de polvo y la posición (ver [Marsh et al., 2017](#)). Este procedimiento considera un amplio rango de longitudes de onda entre  $70$  y  $500 \mu\text{m}$  donde el polvo emite preferentemente. Luego, la masa de hidrógeno derivada por el procedimiento de PPMAP, probablemente, es más confiable y precisa que aquella que fue calculada de la densidad de flujo en  $870 \mu\text{m}$  con ATLASGAL.

En el trabajo de [Varricatt \(2011\)](#), utilizando los flujos obtenidos de las bandas de *Spitzer*, *AKARI* y *IRAS*, entre las longitudes de  $2.16 \mu\text{m}$  (banda K con el telescopio UKIRT) y  $160 \mu\text{m}$ , se construyó y modeló la distribución espectral de energía (SED) de la fuente de IRAS 17527 (ver [Figura 5.11](#)). Los parámetros derivados del modelado de la SED indican que se trata de una estrella joven masiva de Clase I ([Yang et al., 2018](#)). La masa de la envoltura estimada a partir del modelado de la SED es de  $1560 M_{\odot}$ . Este valor difiere ampliamente al obtenido en este trabajo, utilizando la emisión del continuo en  $870 \mu\text{m}$  y de la masa estimada del mapa de PPMAP. Dicha diferencia podría deberse, en primer lugar a que la distribución espectral de energía utilizada por [Varricatt \(2011\)](#) toma flujos hasta los  $160 \mu\text{m}$ , dejando afuera la emisión generada en longitudes de ondas infrarrojas medias, lejanas y sub-milimétricas. Rango espectral donde emite preferentemente el polvo frío que compone a la envoltura de un objeto en formación. A su vez, utilizando el

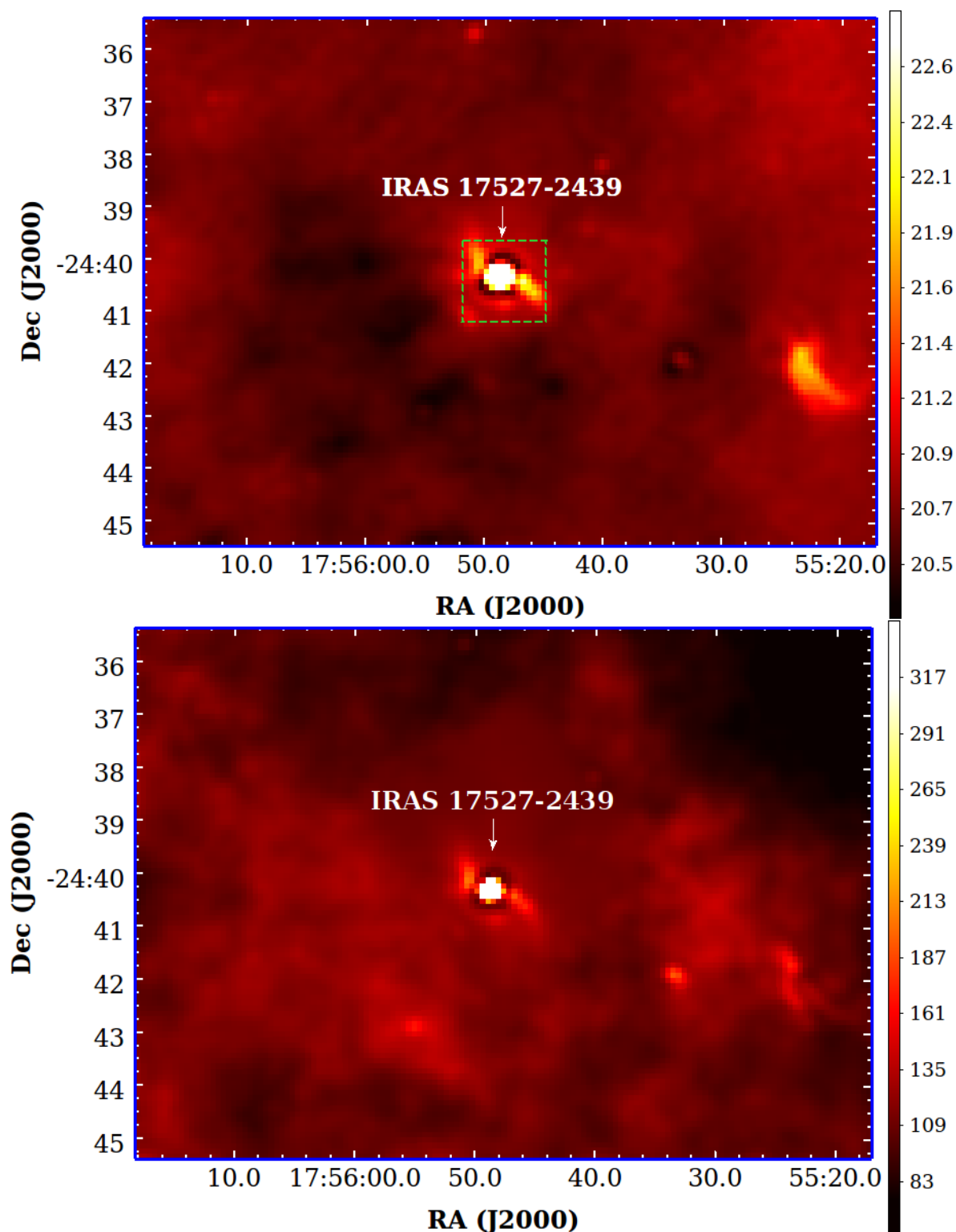


**Figura 5.17** Imagen combinada en las bandas de *Spitzer*, en  $8.0 \mu\text{m}$  (en azul), *Herschel*, en  $70$  (en verde) y  $500 \mu\text{m}$  (en rojo), para un campo de  $10' \times 7'$ , centrado en la fuente IRAS 17527. Los contornos negros indican la emisión en  $870 \mu\text{m}$  del relevamiento de ATLASGAL, y se corresponden con niveles en  $0.6, 0.98, 1.35, 1.73$  y  $2.1 \text{ Jy beam}^{-1}$ .

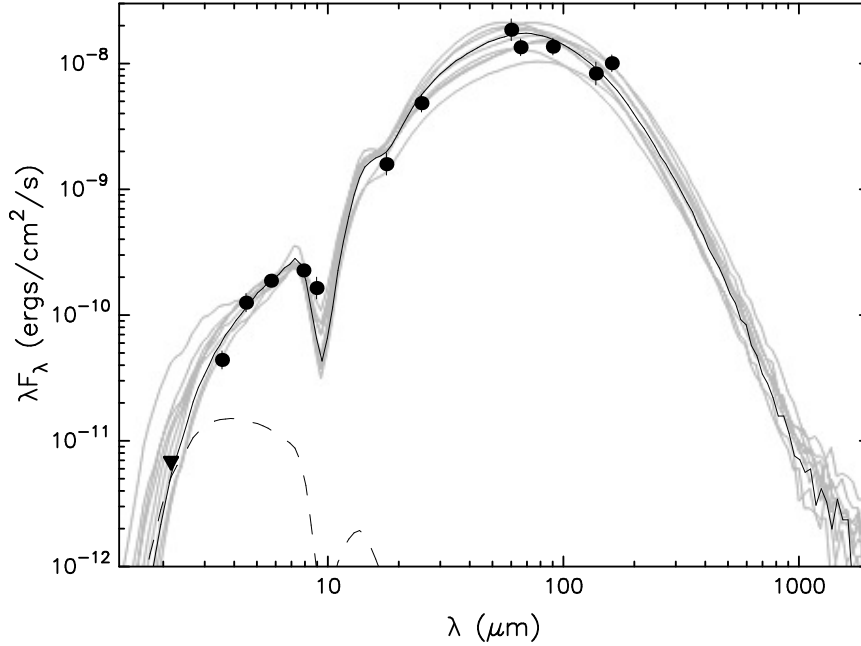
relevamiento de *Herschel* de fuentes puntuales con el instrumento PACS (*Herschel PACS Point Source Catalogue* o HPPSC, Molinari et al. 2010), donde la fuente IRAS 17527 es catalogada como HPPSC070A J175548.9-244019, se observa que los flujos calculados en Varricatt (2011) en  $65$  y  $160 \mu\text{m}$  están sobreestimados respecto a los que se obtiene en  $70$  y  $160 \mu\text{m}$  con *Herschel*. Esto puede estar originado en la diferencia de sensibilidad y resolución que poseen ambos instrumento, donde *AKARI*, para las bandas mencionadas tiene una resolución de  $26.8''$  y  $44.2''$ ; mientras que *Herschel* posee resoluciones de  $5.6''$  y  $6.8''$ . Luego, el valor para la masa de la envolvente estimado por Varricatt (2011) podría, por lo tanto estar sobreestimada.

En conclusión, dado el análisis y las estimaciones realizadas de la masa total de la envolvente de IRAS 17527, tanto en este trabajo como el presentado por Varricatt (2011) mediante el modelado de la SED, se propone que la masa del grupo tendría un valor muy próximo al estimado con el mapa de densidad de PPMAP, equivalente a  $M_{H_2} = 827 \pm 40 M_{\odot}$ .





**Figura 5.18** Mapa de temperatura de polvo (panel superior) y densidad columnar ( $N(\text{H}_2)$ , panel inferior), en un área de  $14' \times 10'$ , centrado en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (17:55:47.432, -24:40:21.27) obtenido del trabajo de Marsh et al. (2017). El recuadro en línea discontinua indica el campo observado con Gemini. Las escalas a la derecha de cada figura están en unidades de K (panel superior) y  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (panel inferior), para los mapas de temperatura y densidad columnar, respectivamente.



**Figura 5.19** SED de la fuente IRAS 17527–2439 obtenida por Varricatt (2011). Se utilizaron los datos de IRAC/Spitzer, en 3.6, 4.5, 5.0 y 8.0  $\mu\text{m}$ ; los de IRAS en 25 y 60  $\mu\text{m}$ ; y los de AKARI, en 9, 18, 65, 90, 140 y 160  $\mu\text{m}$ . El triángulo hacia abajo muestra el flujo obtenido en dicho trabajo en la banda K, cuyo valor fue tomado como límite superior. La curva continua negra corresponde al modelo con mejor ajuste, mientras que las curvas grises otros ajustes tal que  $(\xi^2 - \xi_{\text{mejor ajuste}}^2) < 3$  para cada punto. La línea discontinua se corresponde con la fotosfera de la fuente central del modelo que fue mejor ajustado, similar a como se vería en ausencia de polvo circunestelar.

## 5.4. Modelado de los jets MHO 1502 y MHO 2147

En la literatura se han empleado modelos de binaridad y de precesión para reproducir perfiles en forma de “S” de los jets en estrellas en formación. Ejemplos de los mismos son HH 211 (Lee et al., 2010) y HH 30 (Estalella et al., 2012), donde se utilizan modelos de binaridad, o el objeto UGPS J185808.46+0100041.8 (IRS, Paron et al., 2016), para el cual se propone un escenario de precesión. Para otros jets, como por ejemplo HH 30 y su contrajet, se han considerado ambos escenarios (Anglada et al., 2007). En este caso, para describir el perfil sinusoidal de los jets MHO 1502 y MHO 2147 se realizó un modelado de los mismos empleando el formalismo desarrollado por Masciadri and Raga (2002), para un jet balístico de velocidad constante  $v_j$ , que se extiende sobre el plano del cielo. En dicho modelo, la morfología serpenteante es producida por dos escenarios diferentes: el movimiento orbital dado por un sistema binario, o la precesión del eje del jet.

En el modelo de Movimiento Orbital (ver ecuación 5.1), se considera que la fuente excitante pertenece a un sistema binario cuyo eje orbital es paralelo al *outflow*, describiendo un movimiento circular de radio  $r_0$ , período orbital  $\tau_0$ , velocidad orbital  $v_0 = 2\pi r_0 / \tau_0$ , frecuencia orbital  $\omega = 2\pi / \tau_0$  y tiempo  $t$ , que determina el instante en el que se emite el *knot*. La forma del jet proyectado en el plano XZ puede ser expresado como detalla la siguiente ecuación:

$$\text{Modelo Orbital: } \left(\frac{x}{r_0}\right) = \kappa \left(\frac{z}{r_0}\right) \sin \left[ \kappa \left(\frac{z}{r_0}\right) - \omega t \right] + \cos \left[ \kappa \left(\frac{z}{r_0}\right) - \omega t \right], \quad (5.1)$$

donde el plano  $XY$  coincide con la órbita del sistema binario, y el eje  $Z$  es perpendicular a éste. Además,  $\kappa = \frac{v_0}{v_j}$ , con  $v_j$  la velocidad instantánea.

Por otro lado, en el modelo de Movimiento de Precesión (ver ecuación 5.2), originalmente desarrollado por Raga et al. (1993), se tiene en cuenta la variación del eje del jet debido a la presencia de una compañera no-coplanar, o una asimetría en el disco. Nuevamente, siguiendo el formalismo de Masciadri and Raga (2002) expresado en la ecuación 5.2, la trayectoria realizada por el jet depende de la frecuencia de precesión  $\nu$  y la mitad del ángulo de apertura del cono de precesión del jet  $\beta$ .

$$\text{Modelo de Precesión: } x = z \tan \beta \cos \left[ \nu \left( t - \frac{z}{v_j \cos(\beta)} \right) \right]. \quad (5.2)$$

Para encontrar el modelo y el conjunto de parámetros que mejor reproduce las posiciones observadas de los *knots*, se utilizó el método de  $\chi^2$  (ecuación 5.3), donde  $X_{\text{obs}}(z_i)$  es la posición observada de cada *knot* y  $X_{\text{mod}}(z_i)$  la predicha por el modelo, y  $\sigma$  es el error en las posiciones observadas:

$$\chi^2 = \frac{\sum \left( X_{\text{mod}}(z_i)^2 - X_{\text{obs}}(z_i)^2 \right)}{\sigma^2}. \quad (5.3)$$

Para determinar el conjunto óptimo de parámetros que minimizan el valor de  $\chi^2$  se implementó el algoritmo de Levenberg–Marquardt.

La posición de los *knots* a lo largo del jet MHO 1502 fueron medidos sobre la imagen en  $H_2$ , y se corresponden con el pixel más brillante. En el caso de MHO 2147, se tomaron puntos consecutivos a lo largo del eje del jet para delinear la totalidad de su extensión, incluyendo las regiones terminales con emisión difusa en  $H_2$ .

Para determinar el centro de los modelos de cada jets se tomaron en consideración todas las fuentes excitantes propuestas en la literatura. En el caso de MHO 1502, no se tiene una fuente excitatriz previamente sugerida y alineada con el eje del jet, por lo que se probaron varias posiciones no alineadas estrictamente con dicho jet. Se encontró que la posición central que permite el mejor modelo se encuentra a  $4''$  al noreste de IRAC 18064, coincidiendo con la región donde se encuentran los *knots* MHO 1502-E (ver Figura 5.20, cruces azules). Para MHO 2147, la posición de la fuente en  $24 \mu\text{m}$  (Varricatt, 2011) produce el mejor ajuste.

En la Tabla 5.3 se presentan los parámetros obtenidos en cada modelo (movimiento orbital y de precesión) para cada jet. Las Figuras 5.20 y 5.21 muestran el mejor ajuste para los modelos orbital (panel izquierdo) y de precesión (panel derecho), tanto para MHO 1502 como MHO 2147, respectivamente. Cabe destacar que mientras el modelo orbital presenta una simetría de reflexión

con respecto al plano orbital, el modelo de precesión tiene una simetría puntual con respecto a la ubicación de la fuente.

En el caso del modelo orbital y de precesión del jet, se adoptó una velocidad de eyección del material de  $100 \text{ km s}^{-1}$  (Reipurth and Bally, 2001). Para una velocidad de  $50 \text{ km s}^{-1}$ , el período se incrementa al doble, mientras que el resto de los parámetros permanecen prácticamente inalterados. Para MHO 1502, los dos modelos (orbital y de precesión) reproducen satisfactoriamente el perfil del jet. Sin embargo, el modelo orbital produce el menor valor de  $\chi^2$  (ver Tabla 5.3). En el caso de MHO 2147, el modelo de precesión resultó ser el que mejor ajusta la morfología del jet (ver Figura 5.21, panel inferior).

El radio orbital obtenido para MHO 1502 (551 UA) está de acuerdo con los tamaños típicos de discos circumbinarios de estrellas masivas (con rangos entre los 500 y  $2 \times 10^4$  AU, Cesaroni et al., 2007); mientras que para MHO 2147, un período de precesión de  $\sim 2.2 \times 10^4$  años es comparable con el de otras estrellas jóvenes y masivas, tales como IRAS 20126+4140 ( $\sim 7 M_{\odot}$ , con un período de precesión de  $2 \times 10^4$  años, Cesaroni et al. 2005).

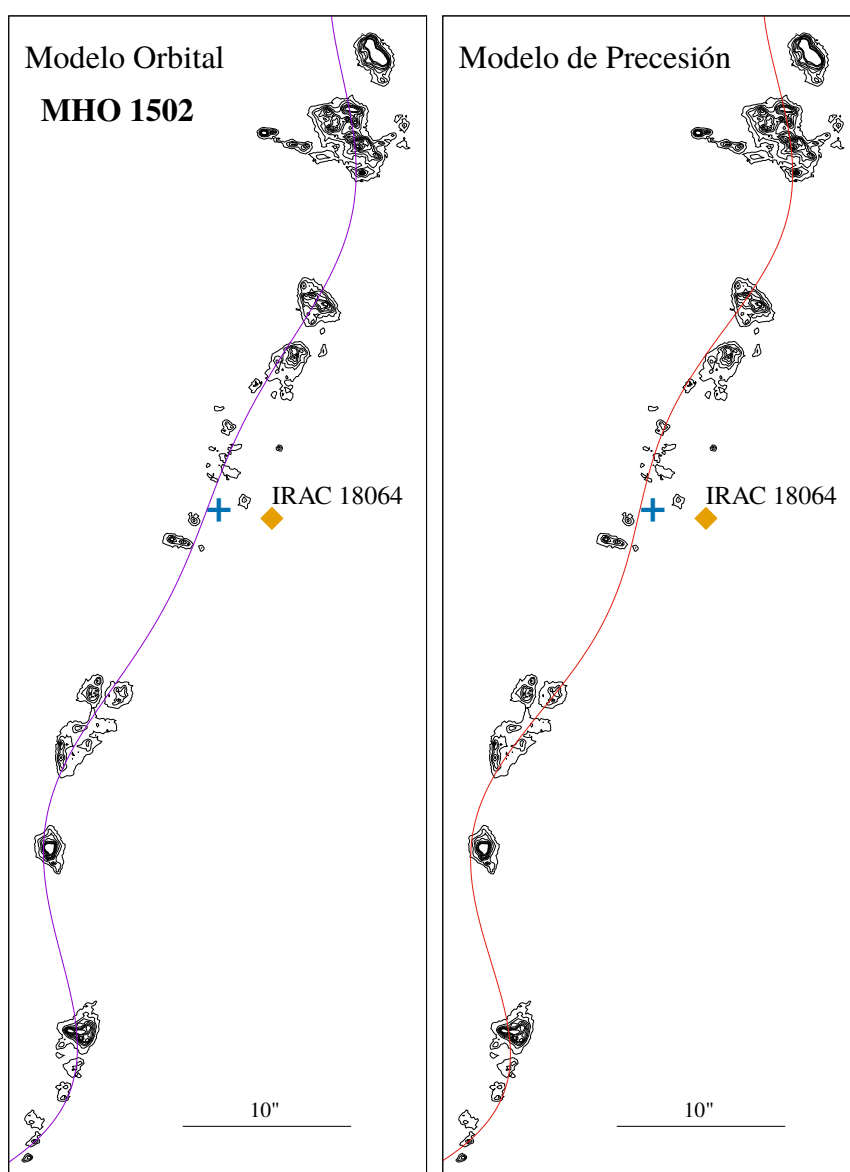
Asumiendo que la Figura 5.20 muestra la longitud total de MHO 1502 y adoptando una velocidad de  $100 \text{ km s}^{-1}$ , se derivó un tiempo dinámico de  $2.94 \times 10^3$  años, lo que indica que la fuente ha completado dos revoluciones tanto para un movimiento orbital, como de precesión (comparar con  $T_p$  en la Tabla 5.3). De manera similar, para MHO 2147, el tiempo dinámico es aproximadamente de  $7.4 \times 10^3$  años. Comparando estos valores con el de  $T_p$  (ver Tabla 5.3), se puede inferir que la fuente ha completado solo el 43% de su ciclo de precesión.

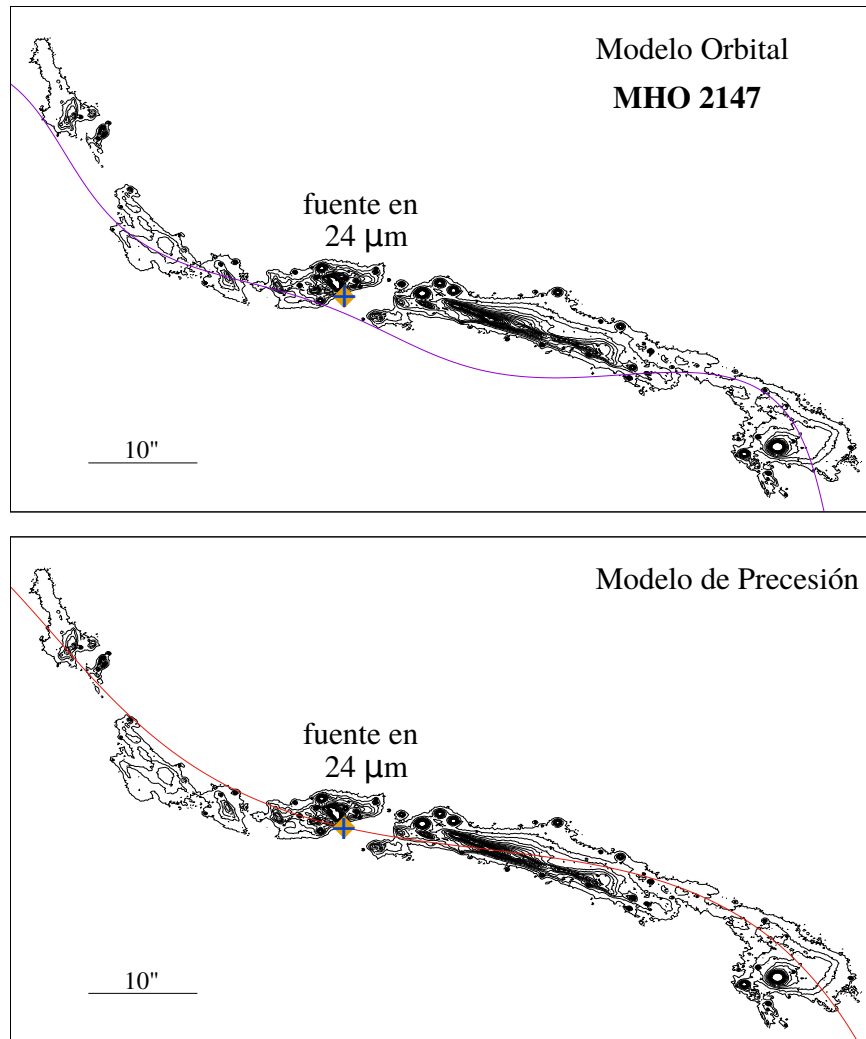
En la literatura se han propuesto varias razones para el efecto de precesión. Una de ellas es la del efecto tidal ejercido sobre el disco que rodea la fuente excitatriz del jet, debido a la presencia de una estrella compañera, cuya órbita es no-coplanar (Shepherd et al., 2000; Terquem et al., 1999). Este escenario ha sido sugerido para G35.20–0.74N y V380 Ori NE (Beltrán et al., 2016; Choi et al., 2017), y es particularmente interesante para MHO 2147 dado que este jet está probablemente asociado con otro jet más débil y ligeramente perpendicular, identificado como MHO 2148 (ver Figura 5.12, Ferrero et al., 2015; Varricatt, 2011). Luego, podrían tratarse de un par de jets no-coplanares como el conocido HH 111 (Reipurth et al., 2000).

Luego, los resultados obtenidos del modelado en la Tabla 5.3 son consistentes con estrellas jóvenes de alta masa en formación. Por otro lado, mientras el mejor ajuste de cada jet es diferente (modelo orbital para MHO 1502 y de precesión para MHO 2147), estos modelos sugieren que la fuente excitatriz podría pertenecer a un sistema binario. En el caso de MHO 1502 la imagen en K (ver Figura 5.2) resuelve a la presunta fuente excitatriz IRAC 18064 en dos componentes. Sin embargo, tanto en el caso de MHO 1502, como en el de MHO 2147, la hipótesis de binaridad de la fuente excitatriz debería ser confirmada por imágenes infrarrojas o sub-milimétricas de mayor resolución y sensibilidad, además de la determinación de movimiento propios para asegurar que se trata de un sistema ligado gravitacionalmente.

**Tabla 5.3** Parámetros obtenidos del modelado de los jets MHO 1502 y MHO 2147.

Modelo	Parámetros	MHO 1502	MHO 2147
Orbital	$r_0$ (UA)	551	5875
	$T_0$ (años)	1463	8167
	$v_0$ (km s <sup>-1</sup> )	11.23	21.47
	$\chi^2$ ( $10^7$ )	2.18	110
Precesión	$\beta$ (°)	6.5	17
	$T_p$ (años)	1438	21915.5
	$\chi^2$ ( $10^7$ )	3.1	59

**Figura 5.20** Ajuste de un modelo orbital (curva magenta, panel izquierdo) y de precesión (curva roja, panel derecho) sobre los contornos de MHO 1502 en H<sub>2</sub>. El rombo amarillo indica la posición de la fuente IRAC 18064 y la cruz azul la posición adoptada para el centro de los modelos.



**Figura 5.21** Ajuste de un modelo orbital (curva magenta, panel superior) y de precesión (curva roja, panel inferior) sobre los contornos de MHO 2147 en  $H_2$ . El rombo amarillo indica la posición de la fuente en  $24 \mu\text{m}$  detectado por Varricatt (2011) y la cruz azul la posición adoptada para el centro de los modelos.

## 5.5. Conclusiones

En este capítulo se han presentados imágenes en  $H_2$  de alta resolución de los jets estelares con perfiles sinusoidales MHO 1502 y MHO 2147, obtenidos con el instrumento GSAOI+GeMS. MHO 1502 está compuesto por una cadena de *knots* que delinean un patrón en forma de “S”; mientras que MHO 2147, muestra una emisión continua y suave en  $H_2$ , donde también se observa una morfología sinusoidal. En ambos casos (MHO 1502 y MHO 2147), el eje del jet ha cambiado su dirección con el tiempo; sin embargo, en el caso de MHO 1502, la fuente del jet parece haber emitido de manera intermitente; mientras que para MHO 2147, la emisión parece haber ocurrido de manera ininterrumpida en el tiempo. Además de la apariencia de los jets, las condiciones de los entornos son bastante diferentes entre si. MHO 1502 está ubicada en las vecindades de una región H II, 263.619–0.53, y una nube densa, IRS 16; mientras que para MHO 2147, no se conoce fehacientemente para esa región ningún tipo de frente de ionización o cúmulo.

A su vez, para MHO 2147 se estimó el valor de la masa de la envolvente utilizando la emisión en el continuo del polvo en  $870 \mu\text{m}$  y la densidad columnar derivada por el procedimiento PPMAP de Marsh et al. (2017) y se la comparó con el estimado por Varricatt (2011) a partir del modelado de la SED de la fuente IRAS 17527. Del análisis de los resultados se propone que la masa de la envolvente más probable tendría un valor muy próximo al estimado con el mapa de densidad de PPMAP, equivalente a  $M_{H_2} = 827 \pm 40 M_{\odot}$ . Este valor favorece la afirmación de que este jet es excitado por un objeto de alta masa de clase I.

Se utilizaron modelos simples, desarrollados por Masciadri and Raga (2002), para reproducir el perfil serpenteante de los jets. Para MHO 1502 tanto el modelo orbital como el de precesión reproducen satisfactoriamente la morfología del jet; sin embargo, el modelo orbital es el que produce el menor valor de  $\chi^2$ . En el caso de MHO 2147, el modelo de precesión es el que mejor ajusta el jet. A pesar de las diferencias respecto a la apariencia de las emisiones en  $H_2$  (emisión intermitente vs continua, para MHO 1502 y MHO 2147, respectivamente), el movimiento orbital y/o de precesión de las fuentes excitatrices de los jets reproducen la morfología serpenteante de ambos jets y apuntan a la posible binaridad de las fuentes excitatrices. La imagen en  $H_2$  de MHO 1502 resuelve a la presunta fuente excitatriz (IRAC 16064) en tres componentes lo que podría indicar la naturaleza binaria o múltiple de la misma.

Se detectó un tercer jet débil en  $H_2$ , MHO 2148, que yace prácticamente perpendicular a MHO 2147 sobre el plano del cielo. El mismo había sido previamente reportado por Varricatt (2011) y presenta también una morfología sinusoidal. Imágenes de mayor sensibilidad son necesarias para poder analizar las características de este jet.





## Capítulo 6

# Estudio multifrecuencia de HH 137 y HH 138: El hallazgo de nuevos *knots* y *outflows* moleculares con los telescopios Gemini y APEX

### 6.1. Introducción

Los jets estelares y los *outflows* moleculares surgen durante las etapas iniciales de formación estelar, cuando el incipiente sistema disco–estrella comienza a eyectar vientos a lo largo de su eje de rotación, los cuales interactúan con la nube circundante (ver Sección 1.3). La gran energía cinética del jet, comparable con la energía de ligadura gravitatoria del núcleo donde la estrella se está formando, tiene el potencial de dispersar por completo la envoltura de la reciente estrella (Tsinganos et al., 2009). Dicha interacción se puede extender a varios parsecs de distancia desde la fuente. A su vez, los jets pueden ser observados en un amplio rango de longitudes de onda, desde el ultravioleta al radio. En el óptico, son evidenciados a través de los objetos Herbig–Haro (HH, ver Sección 1.5), mientras que en el infrarrojo cercano (NIR), como *knots* con emisiones en H<sub>2</sub> (2.12 μm, Bally, 2016; Reipurth and Bally, 2001). En particular, la línea de H<sub>2</sub> en 2.12 μm es un conocido trazador de choque, donde la región del jet que se mueve relativamente rápido impacta y barre la nube molecular fría que la envuelve, produciendo el flujo molecular que es detectado en ondas de radio, principalmente en las líneas de <sup>12</sup>CO y SiO (Arce et al., 2007; Beuther et al., 2002; Davis et al., 2010; Maud et al., 2015).

Los *outflows* son fenómenos comunes que se hacen presentes en objetos estelares en un amplio rango de masas, desde las enanas marrones (ver p. ej., Riaz et al., 2017; Whelan et al., 2018) a las proto–estrellas masivas (ver p. ej., Fedriani et al., 2018; McLeod et al., 2018). Dichos *outflows* generan un ensanchamiento de las líneas moleculares, dado que incrementan el movimiento del material de la nube, introduciendo alas no–gaussianas en los espectros de <sup>12</sup>CO. Al mismo tiempo

que se hace presente el *outflow*, ocurre un movimiento de caída libre del material circundante donde la estrella se está formando, denominado “*infall*”. Este movimiento de “*infall*” es observado a través del doble pico en los perfiles de líneas de  $^{12}\text{CO}$  (o  $\text{HCO}^+$ ), donde el pico con corrimiento al azul o “*blueshift*” es más intenso que el rojo o “*redshift*” (Evans, 1999, ver también Capítulo 4). La depresión entre ambos picos coincide aproximadamente con líneas ópticamente delgadas, tales como  $\text{C}^{18}\text{O}$ , las cuales presentan generalmente una única componente, con un solo pico que coincide con la velocidad sistémica (ver p. ej., Cunningham et al., 2018; Zhou and Evans, 1994).

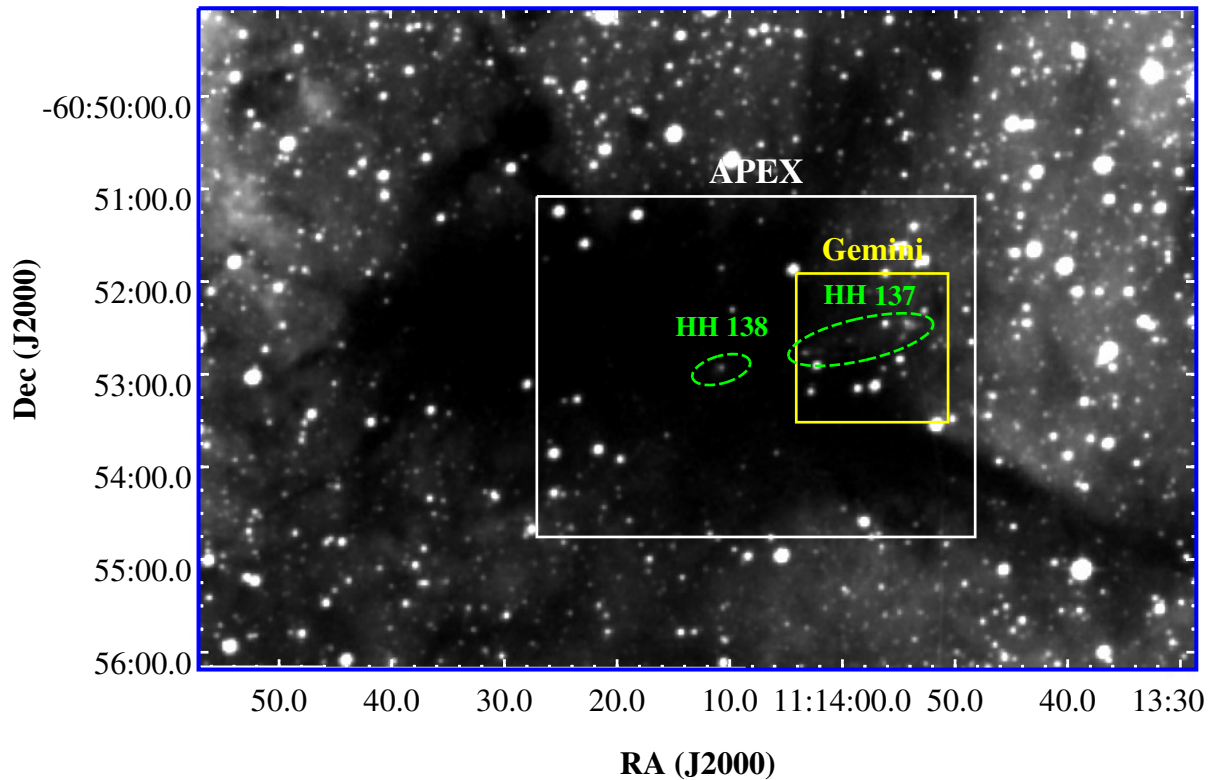
Por otra parte, los jets no solo afectan morfológicamente las nubes moleculares cercanas, sino que también calientan y comprimen rápidamente el gas, desencadenando diferentes procesos moleculares, tales como disociación, sublimación del manto de hielo en los granos de polvo, etc, contribuyendo al enriquecimiento químico de las vecindades de la estrella joven (Tsinganos et al., 2009). Luego, tanto los jets como los *outflows* tienen importantes consecuencias en la evolución de los entornos de formación estelar. Sin embargo, a pesar de que estos han sido ampliamente estudiados en la literatura, pocos de ellos han sido observados en altas resoluciones de longitudes de ondas infrarrojas y en un amplio rango espectral. A continuación se presenta un estudio de los objetos HH 137 y HH 138 donde se utilizaron observaciones en infrarrojo cercano de alta resolución, obtenidas con el telescopio Gemini Sur, y observaciones en sub-milimétrico de emisiones moleculares (radioisótopos de CO,  $\text{HCO}^+$ , HCN), tomadas con el radiotelescopio APEX.

El objetivo de este capítulo es el de detectar las contrapartes en infrarrojo cercano de los objetos HH de interés, como así también buscar los posibles *outflows* moleculares asociados a los mismos y derivar sus principales parámetros físicos. Tanto los datos infrarrojos, como moleculares, permiten el análisis del entorno molecular relacionado con estos objetos HH, posibilitando una contribución a un mejor entendimiento de los efectos de los *outflows* en las nubes madres.

## 6.2. Antecedentes

Los objetos Herbig–Haro HH 137 y HH 138 se encuentran localizados en la nube oscura D291.4 – 0.2<sup>1</sup> (Hartley et al., 1986), ubicada en la región de Carina. La misma tiene un tamaño de  $4' \times 2'$  o  $\sim 2.5 \times 1.3$  pc (asumiendo una distancia de 2.2 kpc, Moffat and Vogt 1975; Steppe 1977). A su vez, tanto en el trabajo de Sandqvist (1977) como Hartley et al. (1986) dicha región fue catalogada como una nube de alta opacidad, y detectada a través del trazador molecular de alta densidad  $\text{HCO}^+ J = 1 \rightarrow 0$  (denominado BYF 129a, Barnes et al., 2011). La Figura 6.1 muestra una imagen en  $\text{H}\alpha$  de D291.4 – 0.2 tomada por el relevamiento SuperCOSMOS (Parker et al., 2005), donde puede apreciarse la nube como una mancha oscura sin estrellas de fondo, debido a la gran extinción de la misma ( $A_V = 13.5$ , Targon et al. 2011). En la figura también se observan dos

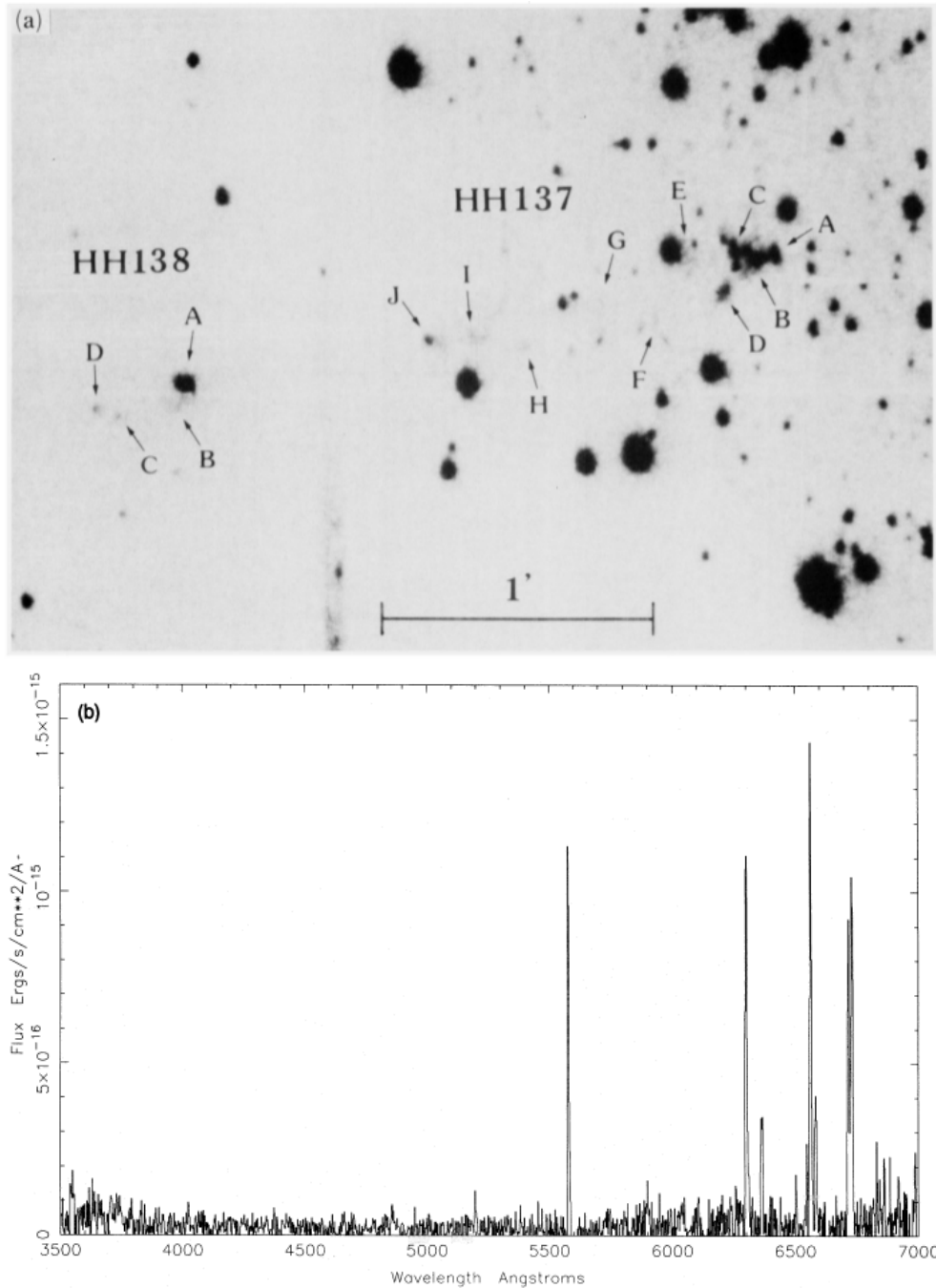
<sup>1</sup>D291.4 – 0.2 también ha sido identificada como Globulet No. 127 (Sandqvist, 1977) y No. 103 (Feitzinger and Stuewe, 1984), [DB2002b] G291.58 + 0.03 (Dutra and Bica, 2002), TGU H1803 (Dobashi et al., 2005) y DOBASHI 5797 (Dobashi, 2011).



**Figura 6.1** Imagen en  $H\alpha$  tomada por el relevamiento SuperCOSMOS Survey. Los recuadros en colores indican los campos observados para este trabajo con los telescopios Gemini (amarillo) y APEX (blanco). La posición de los jets HH 137 and 138 están marcados con elipses en líneas discontinuas verdes.

elipses en línea de puntos verdes que marcan la posición de HH 137 y HH 138, respectivamente. Los recuadros delimitan los campos observados con los telescopios Gemini Sur (amarillo) y APEX (blanco). De dicha imagen se puede observar que HH 137 y 138 coinciden efectivamente con una región oscura.

Estos objetos HH fueron identificados inicialmente en el trabajo de [Ogura \(1993\)](#), a través de líneas de emisión del [S II],  $H\alpha$  y [N II], que se evidenciaban en los espectros e imágenes directas (ver [Figura 6.2](#)). Dichas imágenes mostraban una cadena de *knots* que se extendían en dirección Este-Oeste, y que fueron denominados de A a J, para HH 137, y de A a D, para HH 138 (ver [Figura 6.2](#), panel superior). En sus trabajos, [Ogura \(1993\)](#) y [Targon et al. \(2011\)](#) adoptaron una distancia de  $2.2 \pm 0.2$  kpc ([Moffat and Vogt, 1975](#); [Steppe, 1977](#)) para los objetos HH, estimando además un tamaño de 0.84 pc para HH 137 y 0.23 pc para HH 138. Sin embargo, en el trabajo de [Jackson et al. \(2008\)](#), usando la línea molecular CS(2-1) de alta densidad ( $n \gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) derivaron una distancia cinemática de 1.37 kpc. Otros autores obtuvieron valores similares para la distancia (ver p. ej., [Barnes et al., 2011](#); [Kavars et al., 2005](#); [Planck Collaboration et al., 2016](#)). Respecto a la fuente excitatriz, tanto [Ogura \(1993\)](#) como [Targon et al. \(2011\)](#) han sugerido que la misma debería localizarse entre los *knots* HH 137–J y el HH 138–A; sin embargo, hasta el momento no hay evidencias claras de que HH 137 y HH 138 estén relacionados con la misma fuente en común.



**Figura 6.2** *Panel superior:* Imagen en banda angosta de HH 137 y HH 138 en [S II], en las líneas de 6717 + 6731 Å. Los *knots* de los objetos HH están indicados. El Norte está arriba y el Este hacia la izquierda. *Panel inferior:* Espectro de baja dispersión del nodo HH 138-A. La línea en 5577 Å se corresponde con una línea telúrica de [O II]. Imágenes extraídas del trabajo de Ogura (1993).

## 6.3. Observaciones

Con el objetivo de detectar las contrapartes infrarrojas de estos objetos HH, como así también los *outflows* moleculares asociados, y a su vez, analizar el entorno molecular relacionado con ellos, se tomaron imágenes con el telescopio Gemini Sur y el radiotelescopio APEX.

### 6.3.1. Observaciones con el telescopio Gemini

Los datos con Gemini Sur se obtuvieron con el instrumento con óptica adaptativa GSAOI+Gems (ver Sección 2.1) en los filtros H<sub>2</sub> (1-0 S(1),  $\lambda_c = 2.122 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.032 \mu\text{m}$ ) y K ( $\lambda_c = 2.200 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.340 \mu\text{m}$ ). Dichas observaciones fueron tomadas el 13 de Febrero de 2014 (Program ID: GS-2014A-Q-29). Dadas las características del detector, para la observación se utilizó un patrón de *dithering* de  $3 \times 3$ , con pequeños desplazamientos de  $8''$  cada uno, respecto a la posición del campo principal, para poder remover los espacio vacío entre ellos (ver Figura 2.3). En total se obtuvieron 9 imágenes de ciencia en cada filtro, con tiempos de exposición cada una de 100 s, en el filtro H<sub>2</sub> y 40 s en el filtro K. Debido a que fue posible usar tres estrellas guías naturales (NGSs) con un asterismo geoméricamente bueno (ver Sección 2.1.1, Neichel et al. 2014a,b), el desempeño de la óptica adaptativa multi-conjugada (MCAO) fue bastante uniforme en todo el campo. Las imágenes finales tiene una resolución de  $0.09'' \text{ pixel}^{-1}$ , lo cual está de acuerdo con lo reportado por Neichel et al. (2014b). Las imágenes fueron procesadas y combinadas usando el programa THELI (ver Sección 2.1.2, Erben et al., 2005; Schirmer, 2013) y siguiendo el proceso descrito en la Sección 2.1.2. La precisión promedio alcanzada en las coordenadas es de  $0.17''$  respecto al catálogo de 2MASS.

### 6.3.2. Observaciones con el telescopio APEX

Por otro lado, para obtener espectros en frecuencias sub-milimétricas se utilizó el radiotelescopio APEX (ver Sección 3.1). De sus varios receptores se utilizaron APEX-1 y APEX-2 (SHeFI, Vassilev et al. 2008) para observar las líneas moleculares de <sup>12</sup>CO(3–2) ( $\nu = 345.796 \text{ GHz}$ ), <sup>13</sup>CO(3–2) ( $\nu = 330.588 \text{ GHz}$ ), C<sup>18</sup>O(3–2) ( $\nu = 329.330 \text{ GHz}$ ), HCO<sup>+</sup>(3–2) ( $\nu = 267.557 \text{ GHz}$ ) y HCN(3–2) ( $\nu = 265.886 \text{ GHz}$ ). Las observaciones fueron tomadas el 24 de Marzo, y del 17 al 20 de junio de 2016 (Project 097.F-9707A-2016, PI: M. Rubio), usando el modo “*On-The-Fly*” (OTF, ver Sección 3.1) con un espaciado o “*dump*” de  $9''$  en la dirección del barrido. Las regiones observadas están centradas entre HH 137 y HH 138, en la coordenada  $(\alpha, \delta)$  (J2000) =  $(11^h 14^m 07.38^s, -60^\circ 52' 53.34'')$ , para un área de  $5' \times 4'$  para <sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO y C<sup>18</sup>O, y  $3' \times 3'$  para HCO<sup>+</sup> and HCN. La posición del punto sin señal en CO que se utilizó fue  $(\alpha, \delta)$  (J2000) =  $(11:00:50.8, -61:00:19.4)$ .

El receptor APEX-2 se utilizó para observar la línea de CO y sus isótopos, con un ancho de haz a mitad de potencia (HPBW) de  $\sim 20''$ , mientras que con el receptor APEX-1, se observaron las líneas moleculares de HCO<sup>+</sup> y HCN, con un HPBW  $\sim 24''$ . Los datos crudos tiene una

resolución en velocidad de  $0.11 \text{ km s}^{-1}$  en 345 GHz. Posteriormente, la resolución en velocidad fue degradada a  $0.3 \text{ km s}^{-1}$  para mejorar la señal sobre ruido. Los apuntamientos y las calibraciones fueron efectuadas durante la observación usando como fuentes a L02 Pup, IRAS 07454 – 7112, IRAS 15194 – 5115, IRC +10216 y  $\eta$  Carina. La intensidad de la calibración tiene una incerteza del 10%.

Los espectros fueron reducidos utilizando el paquete CLASS del programa GILDAS<sup>2</sup>, y empleando el procedimiento descrito en la Sección 3.1.1. El rms de los perfiles, luego de la substracción de la línea de base y la calibración fue de 0.2 K. Las intensidades de las líneas observadas están expresadas como la temperatura del brillo del haz principal  $T_{mb}$  dividido por la temperatura de antena  $T_A$  y la eficiencia del haz principal  $\eta_{mb} = 0.72$  tanto para APEX-1 como para APEX-2 (Vassilev et al., 2008). Posteriormente, fue utilizado el programas CLASS y el paquete AIPS (en inglés “*The Astronomical Image Processing System*”) para realizar el análisis de las mismas.

### 6.3.3. Datos complementarios

Adicionalmente, se utilizaron datos complementarios obtenidos de bases públicas. En particular, se emplearon las cuatro bandas de IRAC de *Spitzer*, centradas en 3.6, 4.5, 5.8 y  $8.0 \mu\text{m}$ , tomadas para el relevamiento *Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire* (GLIMPSE; Benjamin et al. 2003). A su vez, se usaron las bandas en infrarrojo cercano y medio en 3.4, 4.6, 12 y  $22 \mu\text{m}$  del relevamiento ALLWISE *Data Release* (Wright et al., 2010). También se recabaron los datos en infrarrojo lejano de *Herschel*, tomadas para el relevamiento *Herschel Infrared GALactic Plane Survey* (Hi-GAL, Molinari et al., 2010) en  $70 \mu\text{m}$  y  $160 \mu\text{m}$  (PACS, Poglitsch et al., 2010) y  $250 \mu\text{m}$  (SPIRE, Griffin et al., 2010). Esto últimos datos tiene resoluciones angulares de  $7''$ ,  $11''$  y  $18''$ , respectivamente. Además, se trabajó con las imágenes del relevamiento “*The APEX Telescope LArge Survey of the GALaxy*” (ATLASGAL<sup>3</sup>, Schuller et al. 2009) encargado de mapear en  $870 \mu\text{m}$  ( $345 \text{ GHz}$ , tamaño de *beam*  $19.2''$ ) la región del disco galáctico. Este último relevamiento tiene una señal sobre ruido en el rango de entre  $0.05 - 0.07 \text{ Jy beam}^{-1}$ , y una incerteza en la calibración del 15%. Por último, se utilizó la imagen óptica en  $H\alpha$  de SuperCOSMOS, del relevamiento AAO/UKST (SHS<sup>4</sup>, Parker et al. 2005) del plano galáctico del hemisferio Sur para construir la Figura 6.2.

<sup>2</sup>GILDAS está disponible en: <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>.

<sup>3</sup>El relevamiento ATLASGAL está disponible en: [http://atlasgal.mpifr-bonn.mpg.de/cgi-bin/ATLASGAL\\_DATABASE.cgi](http://atlasgal.mpifr-bonn.mpg.de/cgi-bin/ATLASGAL_DATABASE.cgi).

<sup>4</sup>SHS está disponible en: <http://www-wfau.roe.ac.uk/sss/halpha/>.

## 6.4. Resultados con datos infrarrojos

En esta sección se presentan el análisis y los resultados tanto de las imágenes infrarrojas obtenidas con el telescopio Gemini, como de los datos complementarios adquiridos mediante bases de datos públicos.

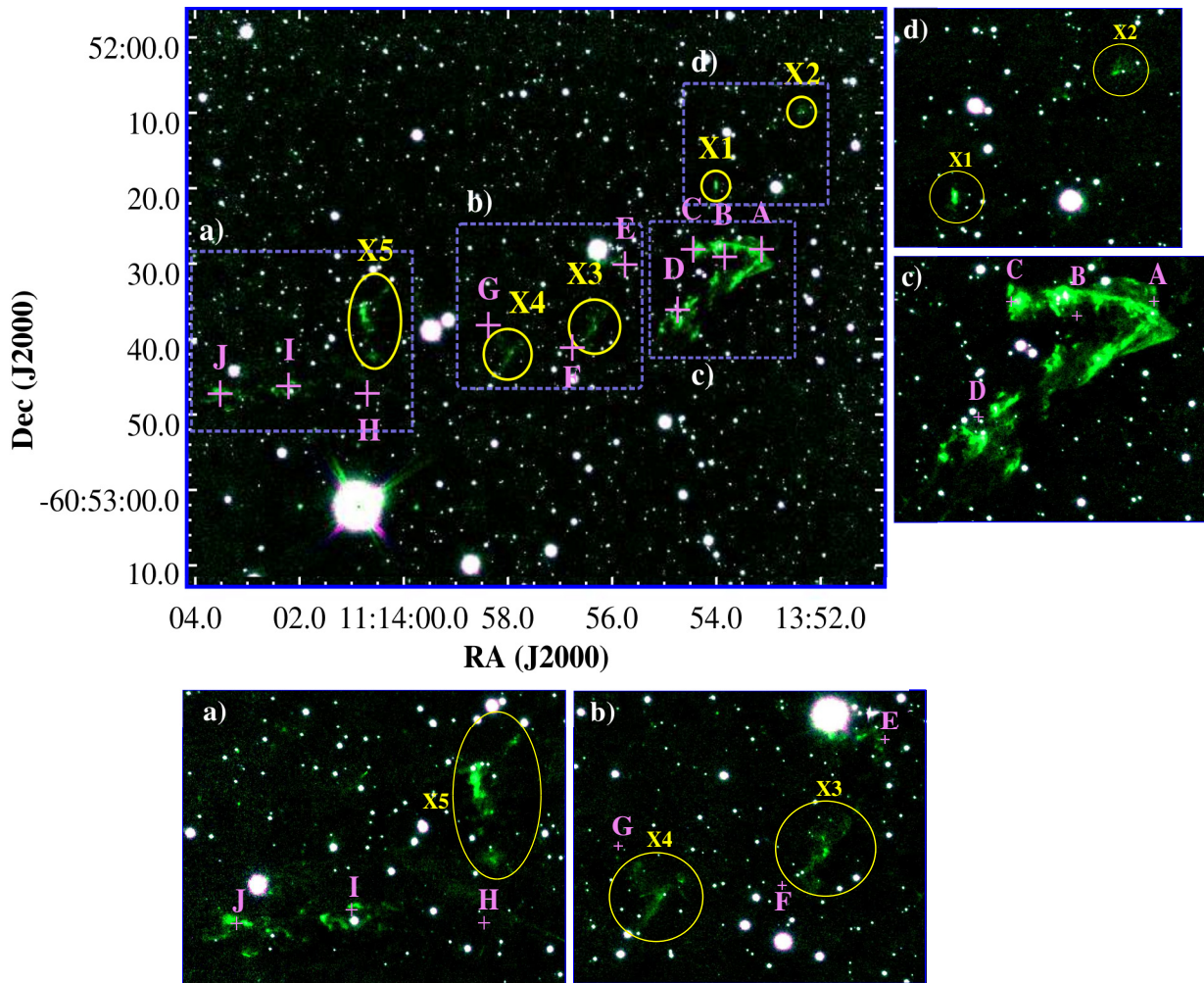
### 6.4.1. Resultados obtenidos con el telescopio Gemini

La Figura 6.3 muestra la imagen compuesta de HH 137 en los filtros H<sub>2</sub> (en verde) y K (en magenta), sobre un área de 98'' × 96'' (ver panel superior). En la misma se observa que la cadena de *knots* ligada a HH 137 se evidencian a través de la emisión por excitación colisional de H<sub>2</sub>. Las cruces marcan la posición de los *knots* ópticos listadas por Ogura (1993), donde se utilizó la misma nomenclatura que dicho autor. Asumiendo que la fuente excitatriz está ubicada entre los *knots* HH 137-J y HH 138-A (Ogura, 1993), el ángulo de apertura ( $\theta$ ) de HH 137 es  $\sim 13.2^\circ$  y el factor de colimación  $R \sim 5$ . También se midió un ángulo de posición (PA) de  $284^\circ$ , similar al medido por Ogura (1993, PA  $\sim 283^\circ$ ).

Los *knots* ópticos e infrarrojos no siempre coinciden estrictamente, se han encontrado algunos casos en los que directamente no son observados en una u otra longitud de onda (ver p. ej., Davis et al., 1994; Reipurth et al., 2000). En el caso de HH 137, se pudieron identificar cinco regiones con emisiones en H<sub>2</sub> nuevas, denominadas como X1 a X5 (ver elipses y círculos amarillos en Fig. 6.3, Ferrero et al. 2015) que no tiene contraparte en el óptico. Dada las características de dichas detecciones en emisión de H<sub>2</sub> extensa en una región en formación estelar, fueron registradas según el catálogo de Objetos con Líneas de Emisión de Hidrógeno Molecular o MHOs (por sus siglas en inglés "Molecular Hydrogen Emission-Line Objects") de Davis et al. (2010) bajo la denominación de MHO 1629 (Ferrero et al., 2020, enviado).

En la Tabla 6.1 se presenta una identificación cruzada entre los *knots* detectados originalmente por Ogura (1993, columna 1) y los detectados en emisión de H<sub>2</sub> en esta sección en la Figura 6.3 (columna 4). Considerando que el ancho del filtro H<sub>2</sub> es alrededor de 10 veces más angosto que el del filtro K, se realizó la calibración en flujo de la imagen final en H<sub>2</sub> usando las magnitudes en la banda K<sub>S</sub> de 2MASS de 9 estrella de campo. Los flujos fueron medidos teniendo en cuenta un umbral de corte de  $3\sigma$  entre el RMS del fondo de cielo y la emisión en H<sub>2</sub>. En la Tabla 6.1 se listan los *knots* detectados en este trabajo (columna 1), sus correspondientes coordenadas catalogadas por Ogura (1993) (columna 2 y 3) y las determinadas en este trabajo (columnas 4 y 5), los flujos finales (columna 6) y el radio  $r$  del área circular usado para la fotometría de apertura. Para estimar los errores se tuvieron en cuenta las incertezas en el factor de conversión derivado de las magnitudes K<sub>S</sub> de 2MASS y la variación del fondo de cielo en los filtros H<sub>2</sub>.

Dada la alta resolución obtenida con el instrumento GSAOI+GeMS/Gemini, fue posible revelar la compleja estructura interna de los *knots* con una mayor precisión que la registrada previamente. En particular, el conjunto de *knots* terminales HH 137-A, B y C muestra la morfología típica



**Figura 6.3** *Panel central:* Imagen compuesta de HH 137 en los filtros H<sub>2</sub> (en verde) y K (en magenta), tomadas con GSAOI+GeMS/Gemini. Las cruces rosas marcan la posición de los *knots* detectados por Ogura (1993). Los círculos y elipses amarillos indican cinco emisiones nuevas en H<sub>2</sub>. *Paneles laterales e inferiores:* Imágenes ampliadas de todos los nodos detectados, incluyendo la región terminal de donde se aprecia una forma de choque de proa o “*bow-shock*” (panel c)).



**Tabla 6.1** HH 137: *Knots* detectados por Ogura (1993) y en H<sub>2</sub> con Gemini.

Ogura (1993)			Este trabajo				
HH 137	R.A.(J2000.0) ( <sup>h</sup> : <sup>m</sup> : <sup>s</sup> )	Dec.(J2000.0) ( <sup>o</sup> : <sup>'</sup> : <sup>''</sup> )	MHO 1629	R.A.(J2000.0) ( <sup>h</sup> : <sup>m</sup> : <sup>s</sup> )	Dec.(J2000.0) ( <sup>o</sup> : <sup>'</sup> : <sup>''</sup> )	$F_{H_2}$ (10 <sup>-5</sup> Jy)	$r$ ( <sup>''</sup> )
A	11:13:53.14	-60:52:28.08	-	-	-	-	-
-	-	-	A-1	11:13:53.42	-60:52:30.25	28.8 ± 5.2	4.09
-	-	-	A-2	11:13:54.03	-60:52:32.21	3.0 ± 0.9	1.33
B	11:13:53.85	-60:52:29.09	B	11:13:53.98	-60:52:27.83	10.6 ± 1.0	1.49
C	11:13:54.45	-60:52:28.10	C	11:13:54.39	-60:52:28.11	6.9 ± 0.4	1.51
D	11:13:54.75	-60:52:36.11	D	11:13:54.70	-60:52:37.42	14.9 ± 0.3	3.74
E	11:13:55.76	-60:52:30.12	E*	11:13:55.90	-60:52:30.26	-	-
F	11:13:56.77	-60:52:41.14	-	-	-	-	-
G	11:13:58.38	-60:52:38.16	-	-	-	-	-
H	11:14:00.70	-60:52:47.20	-	-	-	-	-
I	11:14:02.21	-60:52:46.22	I	11:14:02.22	-60:52:46.82	4.1 ± 0.3	2.84
J	11:14:03.52	-60:52:47.24	J	11:14:03.37	-60:52:49.34	4.1 ± 1.0	4.17
-	-	-	X1	11:13:54.03	-60:52:19.45	1.8 ± 0.1	1.02
-	-	-	X2	11:13:52.43	-60:52:10.12	1.0 ± 0.1	1.20
-	-	-	X3	11:13:56.51	-60:52:39.80	2.1 ± 0.5	3.11
-	-	-	X4	11:13:58.06	-60:52:42.15	2.3 ± 0.7	3.02
-	-	-	X5	11:14:00.73	-60:52:37.03	6.7 ± 0.3	2.61

**Nota:** \* El nodo E no fue medidos debido a que la emisión en H<sub>2</sub> está afectada por una estrella brillante cercana.

de los choques de proa o “*bow-shocks*” de los jets (ver Figura 6.3, panel *c*). En la Figura 6.3, paneles laterales e inferiores, se muestran imágenes aumentadas de todos los *knots*. En el panel *a*) se observan los *knots* del HH 137–H al J con mayor detalle, mientras que en el panel *b*) se ven los *knots* HH 137–E, F y G. Respecto a estas estructuras, se observó que los *knots* G y H son marginalmente detectables en las imágenes de Ogura. A su vez, es de destacar que la separación espacial entre el *knot* H, listado por Ogura (1993), y la emisión en H<sub>2</sub> identificada como X5 es de 10.6". Para el *knot* HH 137–G y la emisión en H<sub>2</sub> más cercana (X4) se observa una separación similar (de aproximadamente 5"). Estas separaciones no son fácilmente reconciliables con ninguna velocidad esperada para esta clase de objetos (ver p. ej., Bachiller and Tafalla, 1999; Bally, 2016; Graham et al., 2003; McGroarty et al., 2007; Noriega-Crespo and Garnavich, 2001; Reipurth and Bally, 2001).

#### 6.4.2. Resultados obtenidos con imágenes complementarias: *Spitzer*, *Herschel* y ATLASGAL

La Figura 6.4, muestra una imagen combinada de emisiones en los filtros de *Spitzer* en 3.6 (en azul), 4.5 (en verde) y 8.0  $\mu\text{m}$  (en rojo). Los *knots* ópticos asociados con HH 137 y HH 138 de Ogura (1993) están marcados con cruces magenta y blanca, respectivamente. En la misma, se evidencian varias emisiones intensas en 4.5  $\mu\text{m}$ , la mayoría coincidente con los *knots* detectados por Ogura y/o las emisiones en H<sub>2</sub> detectadas en HH 137. En particular, los *knots* HH 137-A al D, pertenecientes a la región de choque terminal en H<sub>2</sub> (ver Figura 6.3, panel *c*), son los más intensos en 4.5  $\mu\text{m}$ . También se observa una estructura llamativa en forma de arco ubicada entre HH 137 y HH 138, no reportada previamente en la literatura, que en la Figura 6.4 se denomina “*arco en 4.5  $\mu\text{m}$* ”. El tamaño proyectado del arco es de alrededor de 12" (0.09 pc a una distancia de 1.5 kpc<sup>5</sup>), con su vértice apuntando aproximadamente al Oeste.

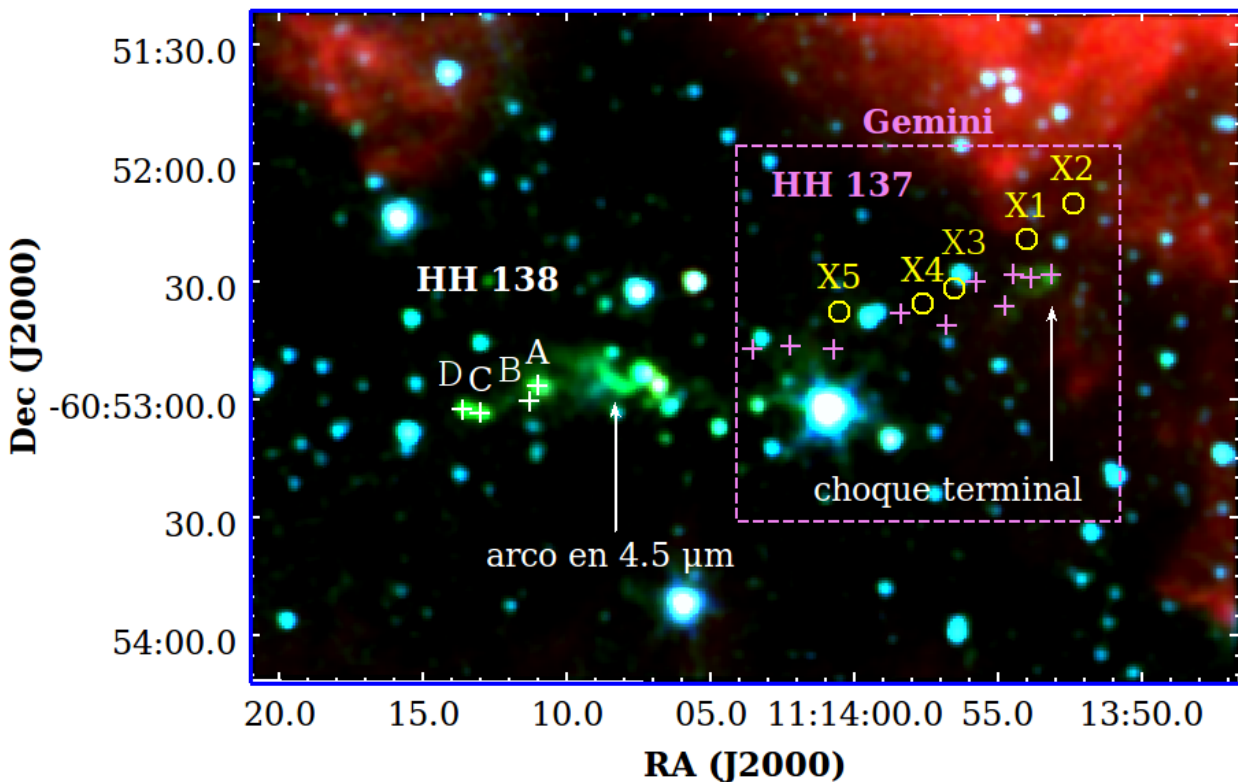
Como ya se describió en la Sección 1.5.4, las emisiones brillantes y extensas en 4.5  $\mu\text{m}$ , usualmente clasificadas como EGOs (Cyganowski et al., 2008) o “*Green Fuzzies*” (Chambers et al., 2009), son un muy buen trazador de regiones de choque. El hecho de que varias emisiones en 4.5  $\mu\text{m}$  en la Figura 6.4 coincidan espacialmente con emisiones en H<sub>2</sub> en HH 137, particularmente con la región del *bow-shock*, indica que son objetos excitados colisionalmente. La Tabla 6.2 lista los *knots* de HH 138 identificados por Ogura (1993) y los nuevos EGOs que se observan en la Figura 6.4. Luego, aun cuando la imagen obtenida con Gemini en H<sub>2</sub> no abarca la región de HH 138, la coincidencia entre las emisiones en 2.12  $\mu\text{m}$  y 4.5  $\mu\text{m}$  para HH 137 sugieren que las emisiones en 4.5  $\mu\text{m}$  detectadas están asociadas con la emisión del jet (ver p. ej., Cyganowski et al., 2008; Davis et al., 2007; Smith et al., 2006).

Por otro lado, la emisión en 8  $\mu\text{m}$  es un conocido trazador de PAHs (ver Sección 1.5.4) y regiones de fotodisociación (PDRs, Watson et al. 2008). Tal emisión en 8  $\mu\text{m}$  es identificada en los

<sup>5</sup>A partir de aquí se adoptará una distancia de 1.5 kpc tanto para HH 137 como HH 138, como se discute en la Sección 6.6.1

**Tabla 6.2** HH 138: Knots detectados por Ogura (1993) y nuevas detecciones de EGOs en 4.5  $\mu\text{m}$ .

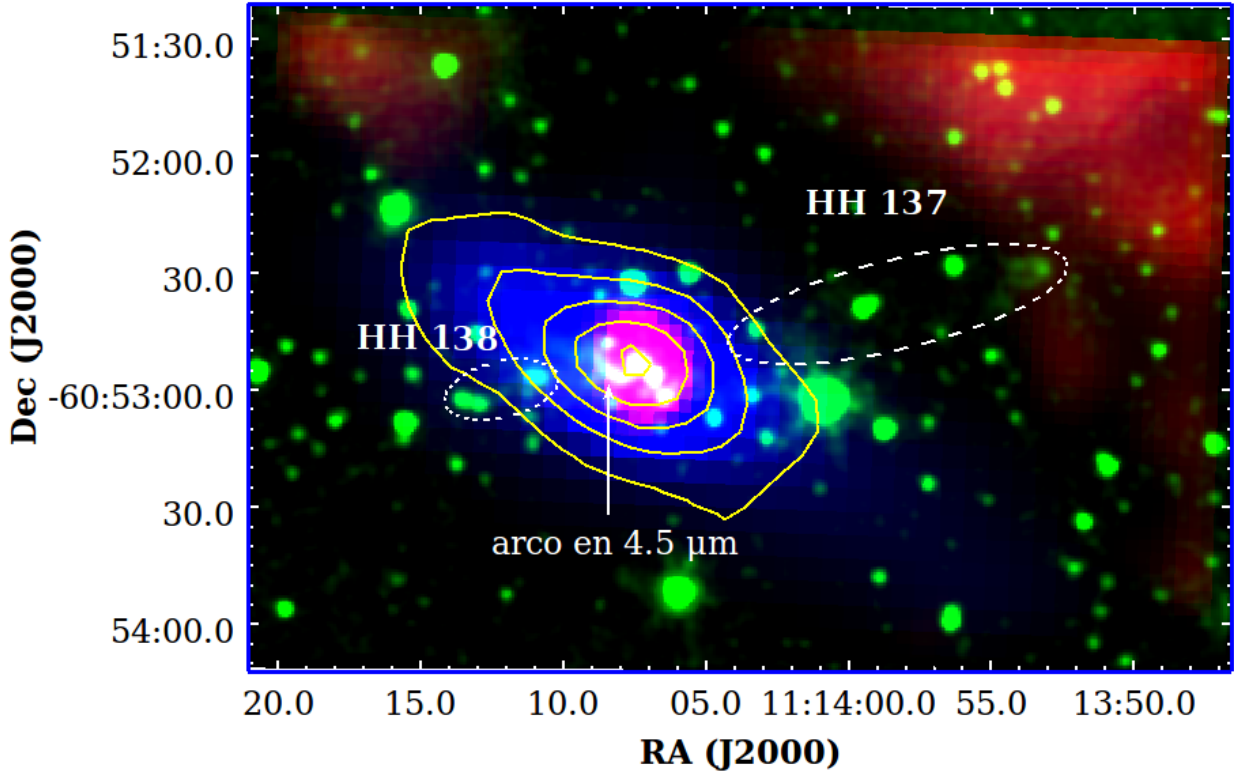
<i>knots</i>	<b>Ogura (1993)</b>		<b>Este trabajo</b>		Área ( $''^2$ )	
	R.A.(J2000.0) ( $^h : ^m : ^s$ )	Dec.(J2000.0) ( $^\circ : ' : ''$ )	R.A.(J2000.0) ( $^h : ^m : ^s$ )	Dec.(J2000.0) ( $^\circ : ' : ''$ )		$F_{[4.5]}$ (mJy)
HH138-A	11:14:10.99	-60:52:56.35	11:14:11.00	-60:52:56.76	$479.7 \pm 20.5$	163.63
B	11:14:11.29	-60:53:00.35	11:14:11.25	-60:53:00.41	$54.6 \pm 4.1$	33.55
C	11:14:13.00	-60:53:03.38	11:14:12.92	-60:53:03.67	$274.9 \pm 1.6$	72.62
D	11:14:13.61	-60:53:02.39	11:14:13.57	-60:53:02.65	$369.2 \pm 1.2$	91.18
4.5-arc	-	-	11:14:08.42	-60:52:55.36	$277.8 \pm 82.6$	296.73
HH137-A-B-C	-	-	11:13:53.70	-60:52:29.47	$374.4 \pm 19.0$	452.74



**Figura 6.4** Imagen combinada en los filtros de *Spitzer*, en 3.6 (en azul), 4.5 (en verde) y 8.0  $\mu\text{m}$  (en rojo). Las cruces marcan la posición de los *knots* de Ogura y los círculos amarillos las nuevas detecciones en  $\text{H}_2$  listadas en la Tabla 6.1. Se indica la ubicación de la estructura en forma de arco detectada en 4.5  $\mu\text{m}$  y el “*bow-shock*” terminal. El recuadro en línea de puntos magenta indica el campo observado con GSAOI/Gemini.

borde de la imagen, coincidiendo con la parte terminal del *bow-shock*, y algunas fuentes puntuales cerca de los *knots* en 4.5  $\mu\text{m}$  y los ópticos de HH 138. La falta de emisión extendida en 8  $\mu\text{m}$  cerca de los objetos HH indica que la región tiene una gran absorción visual, compartiendo algunas características con las nebulosas oscuras infrarrojas (IRDC, Sanhueza et al., 2010; Simon et al., 2006a, ver Sección 1.2.1). De hecho, las imágenes en [3.6] y [4.5]  $\mu\text{m}$  del catálogo de GLIMPSE de la región claramente delimitan una mancha oscura, coincidiendo con la extinción óptica. Mas aún, Simon et al. (2006a) reportó la detección de una IRDC denominada MSX-DC G291.40 – 019, basado en imágenes en el infrarrojo medio en 8.3  $\mu\text{m}$  obtenidas con el satélite *the Midcourse Space Experiment* (MSX).

En la Figura 6.5 se muestra una imagen combinada en 4.5  $\mu\text{m}$  (en verde) con el telescopio *Spitzer*, 70 y 250  $\mu\text{m}$  (en rojo y azul, respectivamente) tomada con el telescopio *Herschel*, y 870  $\mu\text{m}$  con el relevamiento ATLASGAL (en contornos amarillos). Las elipses en líneas discontinuas blancas marcan las posiciones de HH 137 y HH 138. En dicha figura, se evidencia una fuente brillante y aislada detectada en 70  $\mu\text{m}$  que coincide con dos fuentes puntuales ubicadas cerca del arco de 4.5  $\mu\text{m}$ . A su vez, la distribución de la emisión de ATLASGAL revela una nube de polvo fría (G291.367–00.214 Csengeri et al., 2014) centrada en el arco en 4.5  $\mu\text{m}$  y un grupo de fuentes puntuales de *Spitzer*. La nube de polvo tiene un tamaño de  $100'' \times 46''$  (alrededor de



**Figura 6.5** Combinación de imágenes de *Spitzer*, en  $4.5 \mu\text{m}$  (en verde), *Herschel*, en  $70 \mu\text{m}$  (en rojo) y  $250 \mu\text{m}$  (en azul), y ATLASGAL en  $870 \mu\text{m}$  (en contornos amarillos). Los contornos amarillos corresponden a  $40, 50, 60, 70$  y  $80 \text{ Jy beam}^{-1}$ . Las elipses en líneas discontinuas blancas indican la ubicación de HH 137 (a la derecha) y HH 138 (a la izquierda).

$0.73 \text{ pc} \pm 0.33 \text{ pc}$ , a  $1.5 \text{ kpc}$  de distancia). Este grupo es clasificado como proto-estelar ya que varias fuentes infrarrojas detectadas en  $4.5 \mu\text{m}$  están dentro de la misma.

### Determinación de la masa del grupo

Al igual que en la Sección 5.3.3, para calcular la masa del grupo se utilizó el flujo en el continuo en  $870 \mu\text{m}$  de ATLASGAL y la ecuación 4.40 de Hildebrand (1983):

$$M_{\text{polvo}} = \frac{S_{870} d^2}{\kappa_{870} B_{870}(T_{\text{polvo}})}, \quad (6.1)$$

donde  $S_{870}$  es la densidad de flujo a  $870 \mu\text{m}$ ,  $d = 1.5 \pm 0.5 \text{ kpc}$  es la distancia,  $\kappa_{870} = 2.06 \text{ cm}^2/\text{g}$  es la opacidad del polvo por unidad de masa de polvo (Ossenkopf and Henning, 1994), y  $B_{870}(T_{\text{polvo}})$  es la Función de Planck para un cuerpo negro con una temperatura de polvo de  $T_{\text{dust}}$ . La densidad de flujo  $S_{870}$  fue obtenida integrando la emisión observada sobre un área con radio de apertura de  $45''$ , lo que dio como resultado un flujo de  $6.0 \pm 0.5 \text{ Jy}$ . La emisión del fondo de cielo se estimó dentro de un anillo con radio interno y externo de  $90''$  y  $140''$  respectivamente, y posteriormente fue substraído.

Para estimar la temperatura del polvo  $T_{polvo}$  del grumo como así también la densidad columnar  $N(H_2)$ , nuevamente se utilizaron los mapas generados por Marsh et al. (2017)<sup>6</sup>. En la Figura 6.6 se muestran tales mapas de temperatura (panel superior) y densidad columnar (panel inferior), para un área de  $14' \times 10'$ , centrada en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (11:14:19.704, -60:52:36.78). En ambos paneles se marcó el grumo de polvo C1. Un pico secundario de polvo débil fue detectado en el área de C1.

La temperatura dentro del área del grumo de polvo C1 varía entre 13.5 y 16.2 K. Adoptando una temperatura promedio de  $14.8 \pm 0.6$  K y una densidad de flujo en  $870 \mu m$  de  $6.0 \pm 0.5$  Jy, la masa de polvo resultó ser  $M_{polvo} = 1.2 \pm 0.5 M_{\odot}$ . Para una relación estándar de gas-polvo, donde  $R = 100$  (ver p. ej., Elia et al., 2013, 2017; König et al., 2017), la cantidad de masa de gas de hidrógeno es  $M_{H_2} = 120 \pm 50 M_{\odot}$ . Cabe mencionar que la incerteza citada en la masa de hidrógeno desprecia cualquier factor conocido en  $R$  y/o  $\kappa_{870}$ .

Por otro lado, también se utilizó el mapa de densidad columnar de Marsh et al. (2017) que se muestra en la Figura 6.6, panel inferior, para estimar la masa  $M_{H_2}$  integrada sobre un área delimitada por un contorno de  $75 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . En este caso, la masa de gas de hidrógeno resultó ser igual a  $M_{H_2} = 210 \pm 21 M_{\odot}$ .

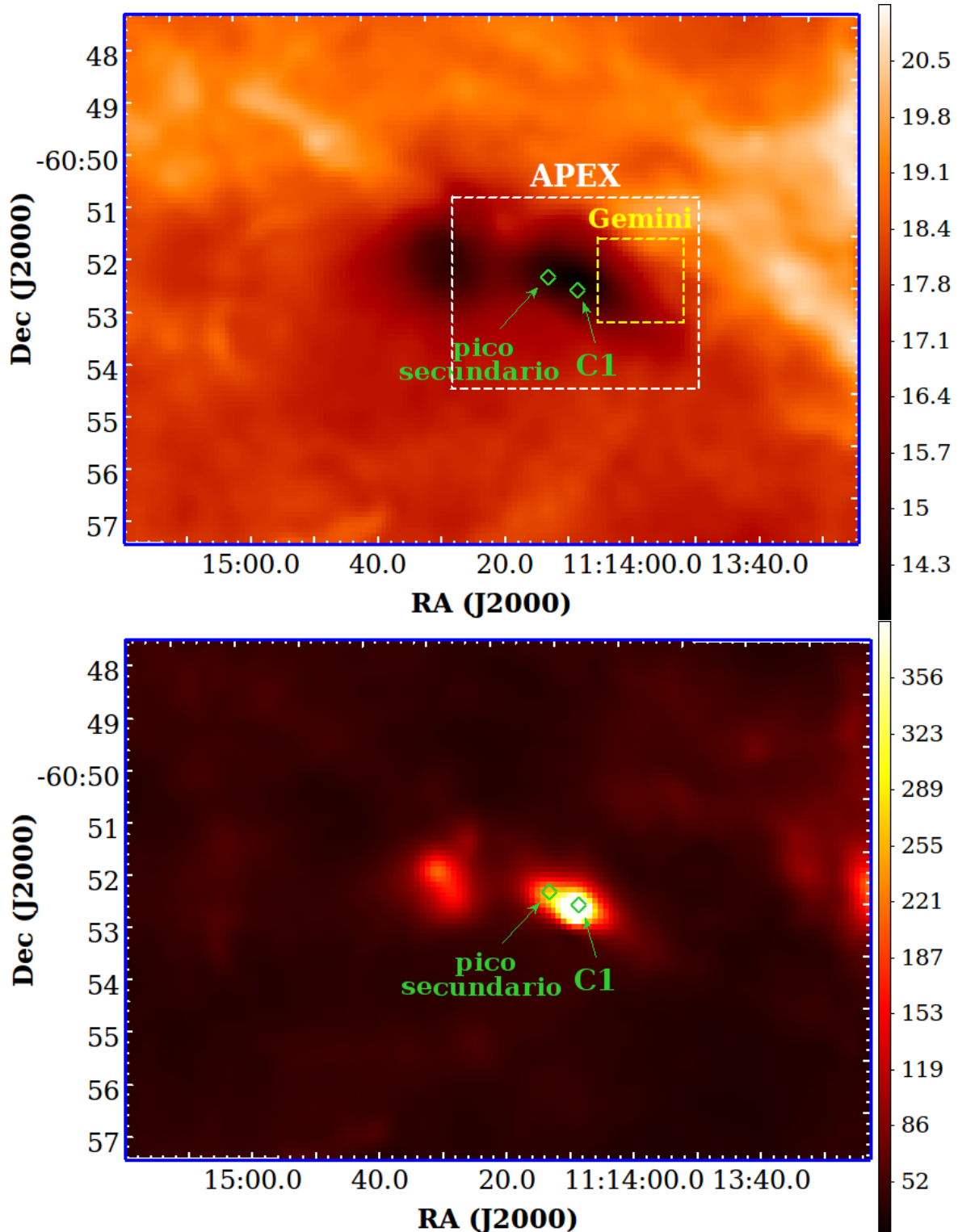
La discrepancia entre los dos valores de masa obtenidos es mayor que la incerteza citada; sin embargo, estos valores coinciden dentro de un factor de  $\sim 2$ . Más aún, el procedimiento con PPMAP provee densidades columnares diferenciales en función de la temperatura de polvo y la posición (ver Marsh et al., 2017). Luego, la masa de hidrógeno derivada por el procedimiento de PPMAP, probablemente, es más confiable y precisa que aquella que fue calculada de la densidad de flujo en  $870 \mu m$  con ATLASGAL.

## 6.5. La fuente excitatriz

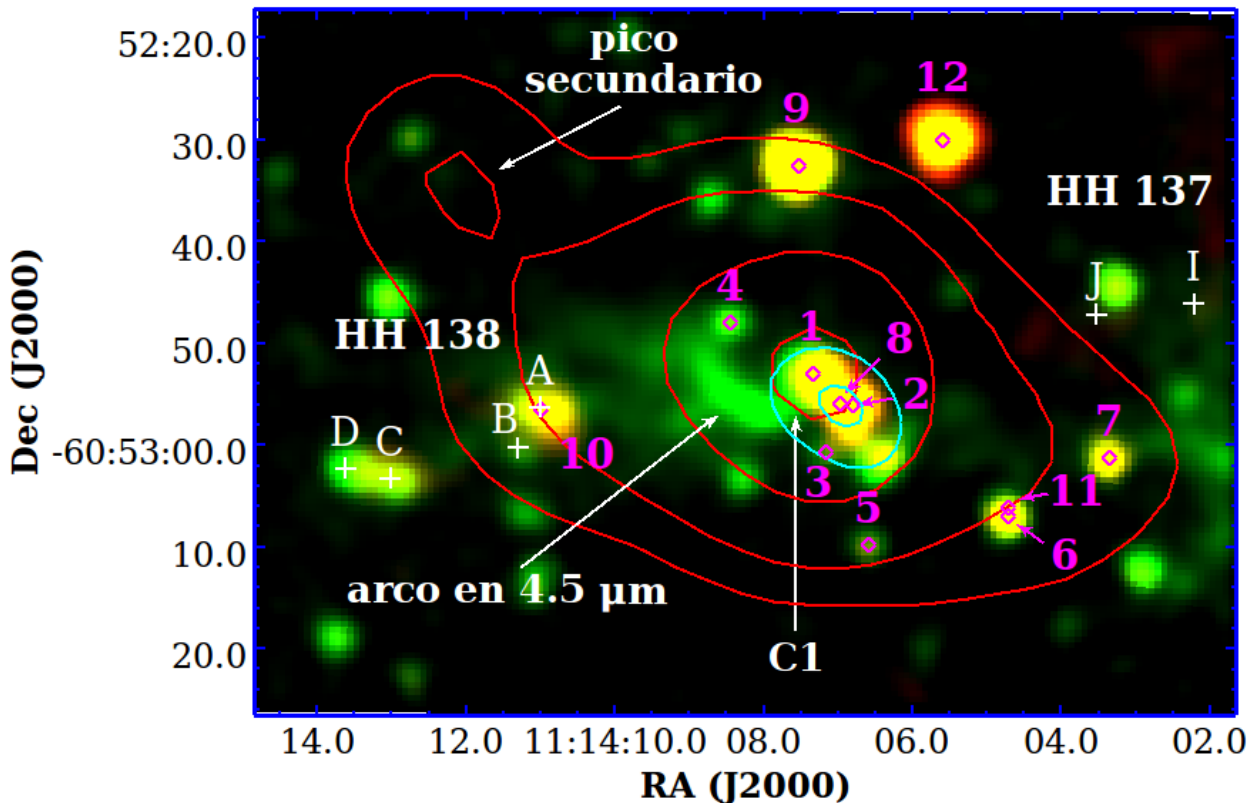
Inicialmente, Ogura (1993) propuso que la fuente excitatriz de HH 137/138 debería estar ubicada entre los *knots* HH 137-J y HH 138-A. La distancia entre ambos *knots* es de alrededor de  $1'$ . Teniendo en cuenta esto, se realizó una búsqueda de todas las probables fuentes excitatrices en un área de  $60'' \times 40''$ , centrada en el arco con emisión en  $4.5 \mu m$ .

Usando las fuentes puntuales catalogadas en los relevamientos de *Spitzer* y *WISE* se identificaron varios *YSOs*. Los candidatos de *Spitzer* fueron obtenidos del catálogo MYStIX IR Excess Source catalog de Povich et al. (2013), mientras que los candidatos de *WISE* se obtuvieron del catálogo de Cutri (2013). Usando los Diagramas Color-Color correspondientes a cada relevamiento (Allen et al., 2004; Koenig et al., 2012, ver Sección 1.3.3) se pudieron identificar candidatos a Clase I, los cuales son proto-estrellas rodeadas por una envoltura de polvo que está precipitándose al centro; como así también, candidatos a Clase II, los cuales están dominados por un disco de acreción (Arce et al., 2007; Bachiller and Tafalla, 1999; Reipurth and Bally, 2001, ver Sección 1.3).

<sup>6</sup>Los mapas de temperatura y densidad columnar están disponibles en la página web: <http://www.astro.cardiff.ac.uk/research/ViaLactea/>



**Figura 6.6** Mapa de temperatura de polvo (panel superior) y densidad columnar ( $N(\text{H}_2)$ ), panel inferior), en un área de  $14' \times 10'$ , centrado en  $(\alpha, \delta) (\text{J2000}) = (11:14:19.704, -60:52:36.78)$  obtenido del trabajo de Marsh et al. (2017). Se indican dos estructuras denominadas C1, la cual se discute en ésta sección (Sección 6.4.2) y un pico secundario dentro del área de C1, que será introducido en la Sección 6.5. El cuadrado en línea discontinua amarilla indica el campo observado con Gemini y el cuadrado en línea discontinua blanca el campo cubierto por APEX. Las escalas a la derecha de cada figura están en unidades de K (panel superior) y  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (panel inferior), para los mapas de temperatura y densidad columnar, respectivamente.



**Figura 6.7** Imagen combinada en 4.5 (en verde) y 8.0  $\mu\text{m}$  (en rojo) de *Spitzer*, con contornos en 160  $\mu\text{m}$  (en rojo) de *Herschel* y 4.6  $\mu\text{m}$  (en celeste) de *WISE*. Los contornos rojos corresponden a 0.05, 0.1, 0.3 y 0.8  $\text{Jy pixel}^{-1}$  para *Herschel* y los contornos celestes a 0.05 y 0.07  $\text{Jy pixel}^{-1}$  para *WISE*. El pico en 160  $\mu\text{m}$  se denominó C1 y está centrado en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (11:14:07.324, -60:52:52.90). También se observa un pico secundario más débil ubicado hacia el Noreste, en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = (11:14:12.054, -60:52:35.50). Los rombos magentas, junto con los números, se corresponden con las fuentes que se listan en la Tabla 6.3. Las cruces blancas indican la posición de los *knots* de HH 137 y HH 138, respectivamente.

En la Figura 6.7 se indican las fuentes detectadas con los telescopios *Spitzer* y *WISE* sobre una imagen compuesta en 4.5  $\mu\text{m}$  (en verde) y 8.0  $\mu\text{m}$  (en rojo) con el telescopio *Spitzer*, 160  $\mu\text{m}$  (en contornos rojos) con el telescopio *Herschel* y 4.6  $\mu\text{m}$  (en contornos blancos) con el telescopio *WISE*. En la Tabla 6.3 se listan las coordenadas (columnas 2 y 3) junto con la denominación en cada catálogo (columnas 4), el flujo en las cuatro bandas (columnas 5 a 8), el estado evolutivo (columna 9), y la correlación entre las fuentes de ambos catálogos. Es de destacar que todas las fuentes observadas con el telescopio *WISE* también se observan con el telescopio *Spitzer*. Por otro lado, las pequeñas diferencias en posiciones son atribuida a la resolución angular correspondiente a cada instrumento.

De la superposición de ambos catálogos se desprende que las fuentes 1 y 2 de *Spitzer* coinciden espacialmente con la fuente 8 de *WISE*. A su vez, estas fuentes coinciden con un pico de emisión en 160  $\mu\text{m}$  con el instrumento PACS/*Herschel*, identificado como C1 (ver Sección 6.4.2), el cual también se evidencia claramente en 70  $\mu\text{m}$  (ver Figura 6.5). La coincidencia de emisiones en 70 y 160  $\mu\text{m}$  con dos candidatos YSOs sugiere que la temperatura de polvo en esta región es más alta que en el resto de la nube de polvo, proporcionando un argumento adicional a favor de la



clasificación de YSOs de las mencionadas fuentes. Más aún, [Walsh et al. \(2014\)](#) encontró emisiones de masers de H<sub>2</sub>O que coinciden con la fuente 1 (ver Tabla 6.3), proporcionando un argumento adicional a favor de su categoría de YSO.

Por su parte, la fuente 8 de *WISE* es brillante en 22  $\mu\text{m}$  (3.08 mag, ver Tabla 6.2), está probablemente asociada con *EGOs*, y está dentro de una nube oscura infrarroja (IRDC, ver Sección 6.4.2). De acuerdo al esquema de clasificación de [Chambers et al. \(2009\)](#), esta IRDC puede considerarse como un “*active core*”. En este caso, se utilizó la banda de 22  $\mu\text{m}$  de *WISE*, en vez de la de 24  $\mu\text{m}$  sugerida por [Chambers et al. \(2009\)](#), dado que la imagen con MIPS de *Spitzer* no fueron tomada para la región de interés.

La separación proyectada entre la fuente 1 y 2 es de 5'', o 7500 UA (a una distancia de 1.5 kpc). Las estrellas binarias jóvenes de baja masa tiene separaciones de entre 500 y 4500 UA (ver [Connelley et al., 2008](#), y las referencias allí citadas). Mientras que, las binarias jóvenes y masivas debería expandir dicho rango a uno más grande, ya que las componentes son mayores. Recientemente, [Pomohaci et al. \(2019\)](#) realizó una búsqueda piloto de candidatas a estrellas binarias masivas con distancias grandes entre sus componentes, y encontró que estos pares (con una probabilidad de alineación aleatoria  $< 20\%$ ) tiene separaciones de entre  $\sim 1300$  y  $\sim 13000$  UA. Por lo tanto, las fuentes 1 y 2 podrían estar ligadas gravitacionalmente, formando un sistema binario amplio (*white pair*), suponiendo que las mismas son fuentes masivas.

En resumen, se propone que la fuente 8 de *WISE* (WISE J111406.96–605255.9), incluidas las fuentes 1 y 2 de *Spitzer*, es la fuente excitatriz de los objetos HH. Además, las fuentes 1 y 2 están muy cerca de la estructura en forma de arco con emisión en 4.5  $\mu\text{m}$  y proyectada sobre el eje de HH 137. A su vez, la fuente 8 ha sido clasificada como candidata a YSO en el catálogo de objetos estelares jóvenes de AKARI/FIS ([Tóth et al., 2014](#)).

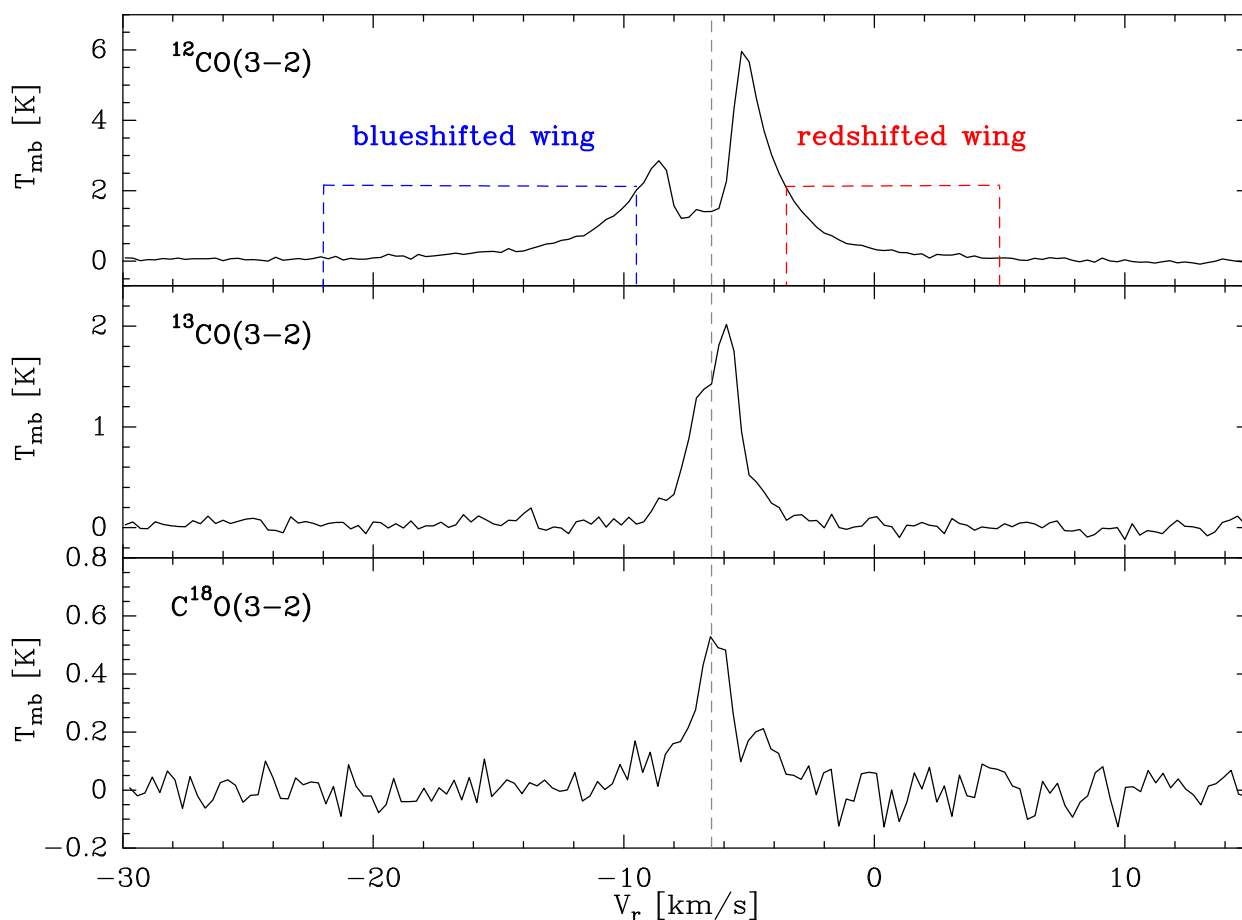
## 6.6. Resultados con datos sub-milimétricos

### 6.6.1. Análisis de los datos en CO

Una vez reducidos y extraídos los espectros obtenidos con APEX para la región de interés, como se describió en la Sección 3.1, se procedió con el análisis de los mismos. De dicho análisis se observó que la línea de <sup>12</sup>CO(3–2) muestra emisión por encima de los 3 $\sigma$  dentro de un rango de velocidades de entre  $\approx -22$  y  $+5$  km s<sup>-1</sup> (todas las velocidades serán referidas al sistema local de reposo o LSR). En la Figura 6.8 se muestran los espectros integrados de los tres radioisótopos de CO (<sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO y C<sup>18</sup>O) extraídos de una región de 132''  $\times$  81'', centrada en la coordenada ( $\alpha$ ,  $\delta$ ) (J2000) = (11:14:06.497, -60:52:40.70), cubriendo la mayor parte de la emisión de CO. En particular, el perfil de <sup>12</sup>CO presenta dos picos centrados en  $-8.6$  km s<sup>-1</sup> y  $-5.2$  km s<sup>-1</sup>, con una depresión en  $-7.1$  km s<sup>-1</sup>. Las alas de la línea correspondientes a corrimientos al azul (*blueshifted wing*) y al rojo (*redshifted wing*) están indicadas con recuadros en líneas discontinuas (en azul y rojo respectivamente) y están asociadas a *outflows* moleculares (ver Sección 6.6.4).

**Tabla 6.3** Candidatos YSO presentes en la región central entre HH 137 y HH 138.

<b>Candidatos Spitzer</b>									
#	R.A. (J2000) ( <sup>h</sup> : <sup>m</sup> : <sup>s</sup> )	Dec. (J2000) ( <sup>o</sup> : <sup>'</sup> : <sup>''</sup> )	Spitzer identificación	[3.6]	Flujos[mag] [4.5]	[5.8]	[8.0]	Clase	Ref. WISE #
1	11:14:07.33	-60:52:53.25	G291.3671-00.2137	10.569	9.877	9.300	8.599	I	8
2	11:14:06.80	-60:52:56.12	G291.3664-00.2148	12.533	11.111	10.027	9.155	I	8
3	11:14:07.15	-60:53:00.75	G291.3671-00.2157	14.760	13.516	12.933	11.895	I	-
4	11:14:08.44	-60:52:47.97	G291.3687-00.2115	13.092	12.497	11.986	11.349	II	-
5	11:14:06.58	-60:53:09.82	G291.3674-00.2185	14.004	13.088	12.500	11.592	I	-
6	11:14:04.70	-60:53:07.05	G291.3635-00.2192	12.396	11.604	10.922	10.174	II	11
7	11:14:03.35	-60:53:01.31	G291.3604-00.2187	12.874	11.931	11.154	10.411	II	-
<b>Candidatos WISE</b>									
#	R.A. (J2000) ( <sup>h</sup> : <sup>m</sup> : <sup>s</sup> )	Dec. (J2000) ( <sup>o</sup> : <sup>'</sup> : <sup>''</sup> )	WISE identificación	[3.4]	Flujos[mag] [4.6]	[12.0]	[22.0]	Clase	Ref. Spitzer #
8	11:14:06.96	-60:52:55.96	J111406.96-605255.9	12.176	9.653	8.106	3.08	II	1-2
9	11:14:07.53	-60:52:32.57	J111407.53-605232.5	9,849	9.155	9.78	6.882	II	-
10	11:14:10.98	-60:52:56.53	J111410.98-605256.5	13.065	10.973	10.278	6.242	II	-
11	11:14:04.70	-60:53:06.25	J111404.69-605306.2	13.144	11.365	10.274	6.506	II	6
12	11:14:05.59	-60:52:30.08	J111405.58-605230.0	11.759	10.589	7.90	5.081	I	-



**Figura 6.8** Gráfico de la temperatura de brillo del haz principal  $T_{mb}$  vs.  $V_r$ , donde se observan los perfiles promedios de  $^{12}\text{CO}(3-2)$ ,  $^{13}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$  a lo largo de la región de emisión en el intervalo de velocidades  $[-30, +15]$   $\text{km s}^{-1}$ . Los cuadrados en línea de puntos en el panel superior indican las regiones de las alas azul (izquierda) y roja (derecha). La línea vertical discontinua gris marca la velocidad sistémica  $V_{LSR}$ .

La línea de  $^{13}\text{CO}(3-2)$  muestra una depresión menos profunda que el perfil de  $^{12}\text{CO}(3-2)$ , centrada en una velocidad similar. Por su parte,  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ <sup>7</sup> presenta su pico centrado en  $-6.3$   $\text{km s}^{-1}$ , ligeramente corrido al rojo respecto a la depresión de  $^{12}\text{CO}$ . Como es de esperarse, los perfiles de  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$  son más angostos (en velocidad) y débiles (en  $T_{mb}$ ) que los de  $^{12}\text{CO}$  y presentan emisión a lo largo de los intervalos de velocidad de  $[-9.5, -3.6]$   $\text{km s}^{-1}$  y  $[-8, -4]$   $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente.

Teniendo en cuenta el movimiento galáctico no-circular (Brand and Blitz, 1993) y una velocidad sistémica de  $-6.3$   $\text{km s}^{-1}$  (obtenida del pico en  $\text{C}^{18}\text{O}$ ), con una incerteza de  $5$   $\text{km s}^{-1}$ , se estimó la distancia cinemática. Dado que la región de Carina está localizada en el cuarto cuadrante, en el interior de nuestra Galaxia, es posible determinar dos distancias cinemáticas a lo largo de la línea de la visual: la distancia cercana (“near”) y la lejana (“far”). Dado que la región de estudio presenta una muy alta extinción, la cual se evidencia en la Figura 6.2, y ha sido catalogada como una IRDC (Dobashi, 2011; Jackson et al., 2008; Simon et al., 2006b), tanto HH 137 como HH 138

<sup>7</sup>La línea de  $\text{C}^{18}\text{O}$  es un trazador molecular de alta densidad, con una densidad crítica de  $\sim 1.2 \times 10^4$   $\text{cm}^{-3}$  para la transición  $J = 3 - 2$  estimada de Shirley (2015), asumiendo una temperatura cinética de  $15$  K.

deberían estar ubicados en frente de la Galaxia, y por ende, cerca del círculo solar. Luego, se adoptó una distancia cinemática “cercana” que resultó ser igual a  $1.5 \pm 0.5$  kpc. Este valor es compatible con los valores calculados por Barnes et al. (2011); Jackson et al. (2008); Kavars et al. (2005); Planck Collaboration et al. (2016) y aproximado al valor adoptado por Ogura (1993) de  $2.2 \pm 0.2$  kpc.

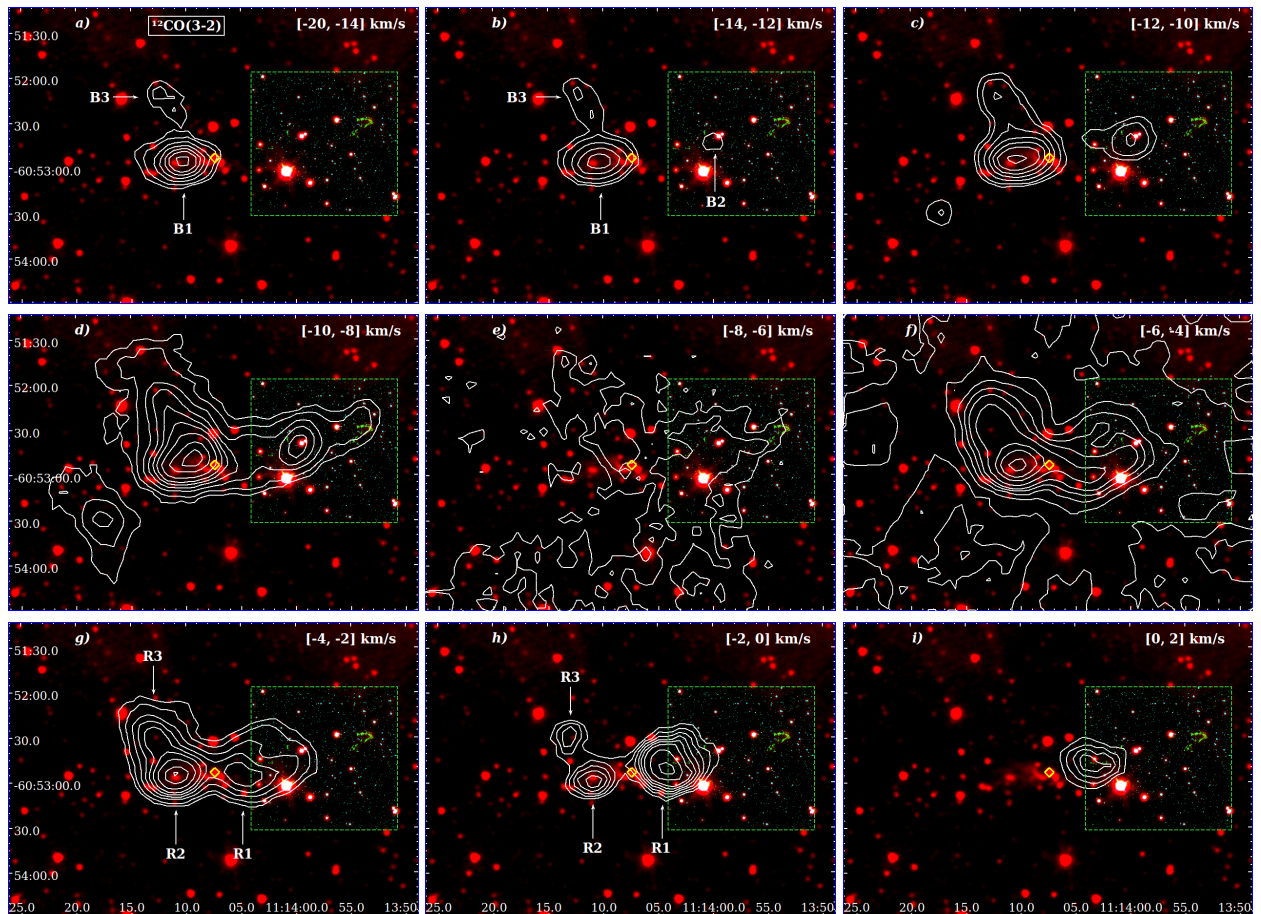
Las Figuras 6.9 y 6.10 muestran la emisión integrada en diferentes rangos de velocidades de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$ , superpuesta a una imagen combinada de tres filtros: K (en azul) y  $\text{H}_2$  (en verde) con el telescopio Gemini, y  $4.5 \mu\text{m}$  (en rojo) con el telescopio *Spitzer*. El cuadro en línea discontinua verde marca el campo observado con el telescopio Gemini. La molécula de  $^{12}\text{CO}$  en la Figura 6.9 presenta una distribución extendida, con múltiples picos de emisión mayormente concentrados hacia los *knots* de  $\text{H}_2$  de HH 137 y HH 138. Es interesante destacar que la posición de uno de los picos de emisión muestra una apariencia alargada (denominado B2), que coincide espacialmente con el alineamiento de todos los *knots* de HH 137, incluyendo el “*bow-shock*” terminal en  $\text{H}_2$  (ver Figura 6.3, panel *c*). En la Sección 6.6.4 se analizará dicha alineación con más detalle.

La Figura 6.10 muestra la emisión integrada de  $^{13}\text{CO}$  (paneles superiores) y  $\text{C}^{18}\text{O}$  (panel inferior) entre  $-9 \text{ km s}^{-1}$  y  $-3 \text{ km s}^{-1}$ , en intervalos de  $2 \text{ km s}^{-1}$ . Dentro de este rango de velocidades, se encontró que la distribución molecular estaría asociada a una sola nube de forma alargada, orientada desde el Noreste al Suroeste. Dado que estas moléculas trazan densidades mayores que  $^{12}\text{CO}$ , esta nube será tratada como un grumo denso, coincidiendo con la nube de polvo C1 detectada a  $\lambda \geq 160 \mu\text{m}$  en la Figura 6.7. No obstante, cuando se inspeccionó la distribución de  $^{13}\text{CO}$  con más detalle (ver Figure 6.10, panel *b*), se detectó la contraparte molecular del pico secundario de polvo observado en la Figura 6.7, detectado a  $\lambda \geq 160 \mu\text{m}$ . Este segundo pico se observa entre los  $-6.0$  y  $-4.5 \text{ km s}^{-1}$ . Sin embargo, dada la relativamente baja resolución espacial de los datos con APEX, no es posible resolver por completo los dos picos en  $^{13}\text{CO}$  como componentes diferentes.

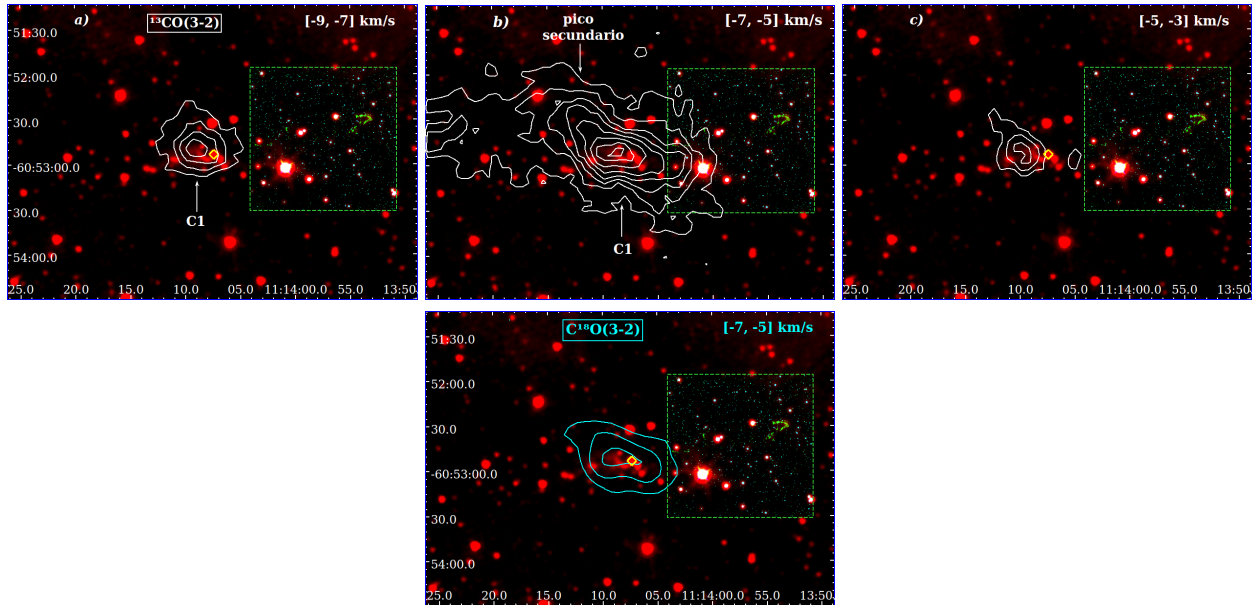
Ajustando una elipse a un contorno de  $2.5 \text{ K}$  ( $5\sigma$ ) a la emisión integrada de  $^{13}\text{CO}$  (entre  $[-9.5, -3.6] \text{ km s}^{-1}$ ), se estimó que el tamaño del semieje mayor y menor del grumo molecular C1 es de  $69.6'' \times 40.3''$  ( $\sim 0.51 \times 0.29 \text{ pc}$ , con un P.A. de  $20^\circ$ ), dando un radio efectivo deconvolucionado de  $R_{eff} = 0.38 \text{ pc}$ . El centro de la elipse ajustada ( $(\alpha, \delta)$  (J2000) = 11:14:09.2,  $-60:52:42.700$ ) está a  $7''$  al Norte de la máxima emisión en  $^{13}\text{CO}$ , y a  $20''$  al Noreste de la fuente excitatriz sugerida en este trabajo (fuente 8 en la Tabla 6.3); sin embargo, esta separación angular es prácticamente la misma que la resolución espacial de APEX. Por otro lado, la emisión integrada de  $\text{C}^{18}\text{O}$  presenta una pequeña condensación solo entre  $-7$  y  $-5 \text{ km s}^{-1}$  rodeada por emisión en  $^{13}\text{CO}$ .

### 6.6.2. Moléculas de alta densidad: $\text{HCO}^+(3-2)$ y $\text{HCN}(3-2)$

Las líneas moleculares  $\text{HCO}^+(3-2)$  y  $\text{HCN}(3-2)$  son dos trazadores de alta densidad muy usados, que permiten evidenciar el material que se encuentra a una densidad crítica de  $1.5 \times$



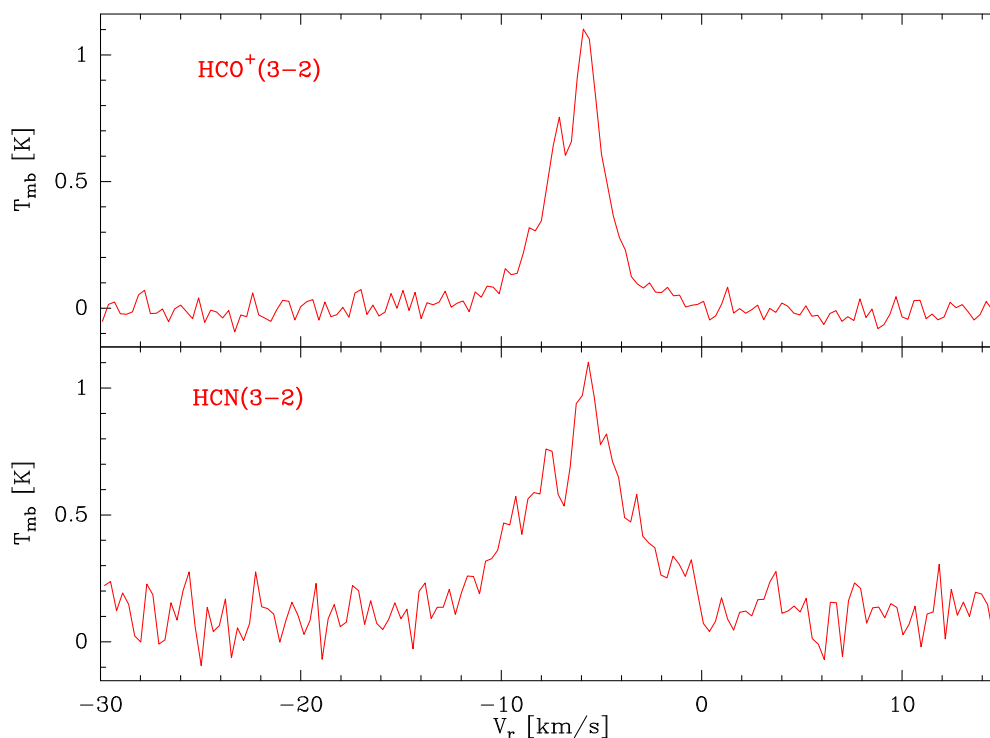
**Figura 6.9** Diagrama Posición–Posición donde se muestra la distribución molecular de la línea de  $^{12}\text{CO}(3-2)$ , en contornos blancos, para intervalos de velocidad sucesivos (indicado en la esquina superior derecha de cada panel), superpuesta a una imagen combinada en los filtros  $\text{H}_2$  (en verde), K (en azul) y  $4.5\ \mu\text{m}$  (en rojo). Todos los paneles tiene un intervalo de velocidad de  $2\ \text{km s}^{-1}$  a excepción del panel *a*), el cual presenta un intervalo de  $6\ \text{km s}^{-1}$  de ancho. Los contornos blancos en los paneles del *a*) al *f*) y *g*) se corresponden con 2, 3, 5, 7, 9, 11, 14, 18, 21 y 21  $\text{K km s}^{-1}$ . En el panel *e*) ( $[-8, -6]\ \text{km s}^{-1}$ ) los contornos blancos corresponden a 3.5 y 4  $\text{K km s}^{-1}$ . Los paneles *h*) ( $[-2, 0]\ \text{km s}^{-1}$ ) e *i*) ( $[0, 2]\ \text{km s}^{-1}$ ) muestran contornos en 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 5 y 6  $\text{K km s}^{-1}$ . Los recuadros verdes en línea discontinua delimitan el área observada con Gemini. El rombo amarillo indica la ubicación de la fuente excitatriz sugerida en este trabajo (ver Sección 6.5). En los paneles *a*), *b*), *g*) y *h*) se observan estructuras correspondientes a corrientes al azul (denominadas B1, B2 y B3) y al rojo (denominadas R1, R2 y R3), respectivamente.



**Figura 6.10** Diagrama Posición–Posición que muestra la emisión en  $^{13}\text{CO}(3-2)$ ; paneles superiores) y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ ; panel inferior) en el intervalo de velocidad indicado en la esquina superior derecha de cada panel, superpuesto a una imagen combinada en  $\text{H}_2$  (en verde), K (en azul) y  $4.5\ \mu\text{m}$  (en rojo). Todos los paneles tiene un intervalo de velocidad de  $2\ \text{km s}^{-1}$ . Los contornos blancos de los paneles superiores se corresponden con emisión en  $^{13}\text{CO}(3-2)$  a 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 y  $8.8\ \text{K km s}^{-1}$ . El panel inferior muestra en contornos celestes la emisión de  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$  a 1, 1.5 y  $2\ \text{K km s}^{-1}$ . El gas denso que coincide con la posición del grupo de polvo C1 y el pico secundario de polvo en la Figura 6.7 se indican con flechas blancas en el panel superior b). Los recuadros verdes en línea discontinua delimitan el área observada con Gemini. El rombo amarillo indica la ubicación de la fuente excitatriz sugerida en este trabajo (ver Sección 6.5).

$10^6\ \text{cm}^{-3}$  y  $1.2 \times 10^7\ \text{cm}^{-3}$ , respectivamente, para una temperatura cinética de  $T_K = 15\ \text{K}$  (Shirley, 2015). En la Figura 6.11 se muestran los perfiles promedios de las líneas moleculares de  $\text{HCO}^+(3-2)$ , panel superior) y  $\text{HCN}(3-2)$ , panel inferior) a lo largo de la región del grupo C1. De esta manera, la detección de estas líneas indica que la densidad en la región central del grupo es compatible con los valores antes descriptos. A su vez, se observa que  $\text{HCO}^+$  presenta un pico de emisión en  $-5.8\ \text{km s}^{-1}$  con una débil absorción en  $-6.8\ \text{km s}^{-1}$ . Para el caso de  $\text{HCN}$ , la línea muestra un pico en  $-5.7\ \text{km s}^{-1}$  y una absorción más pronunciada que la del perfil de  $\text{HCO}^+$  en  $-6.8\ \text{km s}^{-1}$ . Además, se tiene que el perfil de  $\text{HCN}$  es más ancho que el de  $\text{HCO}^+$  (FWHM de  $6\ \text{km s}^{-1}$  para  $\text{HCN}$ , contra  $3\ \text{km s}^{-1}$  para  $\text{HCO}^+$ ).

La Figura 6.12 muestra la distribución espacial de  $\text{HCO}^+$  (contornos blancos) y  $\text{HCN}$  (contornos rojos) superpuesto a una imagen combinada en los filtros  $3.4\ \mu\text{m}$  (en azul),  $4.5\ \mu\text{m}$  (en verde) y  $8.0\ \mu\text{m}$  (en rojo) de *Spitzer*. Para  $\text{HCO}^+$ , la emisión cubre una región de  $56'' \times 30''$  ( $0.41\ \text{pc} \times 0.22\ \text{pc}$ ), y es detectada en el intervalo  $[-11.8, -2.9]\ \text{km s}^{-1}$ . En el caso de  $\text{HCN}$ , la emisión se extiende a un área de  $42'' \times 21''$  ( $0.31\ \text{pc} \times 0.15\ \text{pc}$ ) en el rango de velocidad  $[-12.3, 0.4]\ \text{km s}^{-1}$ . Ambos tamaños son estimados a partir de un contorno a  $5\sigma$  de la emisión integrada. Más aún, la emisión en las dos líneas coincide con la zona más brillante de C1 y el polvo frío. En particular, tanto el arco en  $4.5\ \mu\text{m}$ , como los *knots* A y B pertenecientes a HH 138, y la



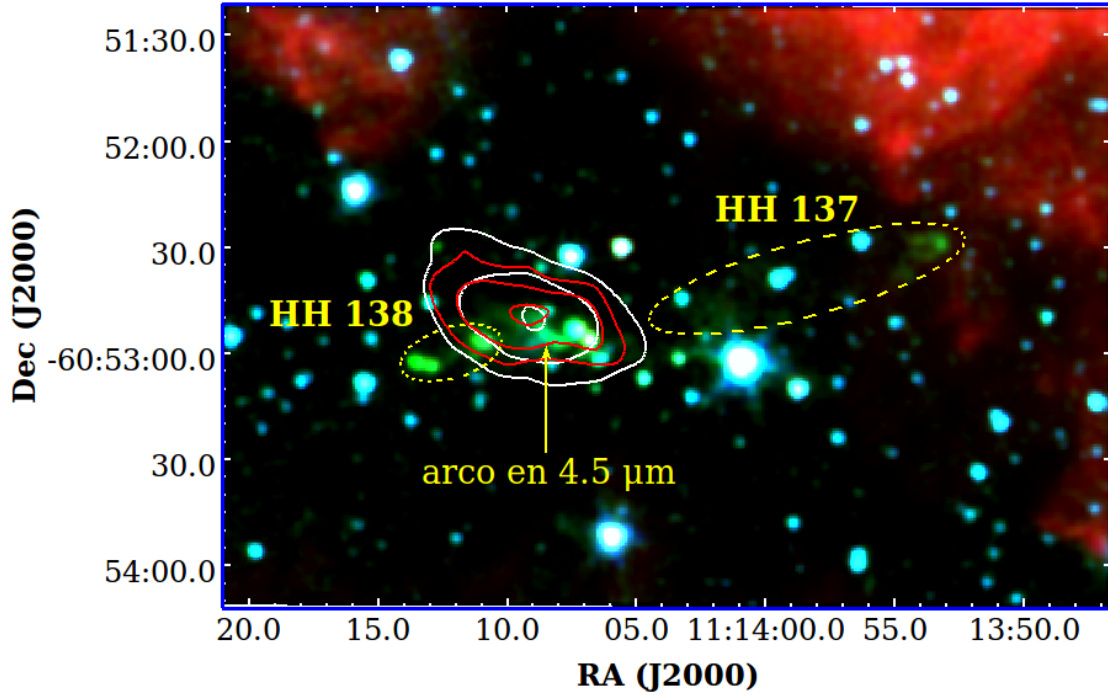
**Figura 6.11** Perfil promedio de las líneas de alta densidad  $\text{HCO}^+(3-2)$ ; panel superior) y  $\text{HCN}(3-2)$ ; panel inferior) a lo largo de la región del grupo C1 en el rango de velocidad  $[-30, +15] \text{ km s}^{-1}$ . Se muestra un diagrama temperatura de brillo del haz principal  $T_{mb}$  vs. velocidad  $v_{LSR}$ .

fuente excitante propuesta, se encuentran en la misma región de la emisión molecular en  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$ .

### 6.6.3. Parámetros físicos del núcleo molecular

Para calcular la masa de  $\text{H}_2$  en el grupo C1, se asumieron condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE) para las emisiones en  $^{13}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ , y que la temperatura de excitación es la misma para ambas moléculas e igual a  $T_{ex} = 15 \text{ K}$ . Para fijar este valor, se calculó la temperatura de excitación a partir del máximo de  $^{12}\text{CO}$ , que da una  $T_{ex} = 13.4 \text{ K}$ , cercana a la temperatura del polvo  $T_{polvo} = 14.8 \text{ K}$  (ver Sección 6.4.2). A pesar de que la derivación de  $T_{ex}$  a partir del máximo en  $^{12}\text{CO}$  no es completamente confiable, dada la auto-absorción de la línea (ver Figura 6.8, panel superior), la  $T_{ex}$  real no debería ser demasiado diferente a dicho máximo, ya que la temperatura de excitación características de los IRDC es de  $\sim 10 \text{ K}$  (ver Du and Yang, 2008). Luego, se asumió para esta región un valor de para la temperatura de excitación cercano al de la temperatura de polvo de  $15 \text{ K}$ .

Para derivar los caminos ópticos ( $\tau_{13}$ ,  $\tau_{18}$ ), la densidad columnas y la masa molecular se siguió la ecuación de Bourke et al. (1997). Los caminos ópticos de  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$  fueron estimados usando la ecuación 4.21:



**Figura 6.12** Imagen combinada en  $3.6 \mu\text{m}$  (en azul),  $4.5 \mu\text{m}$  (en verde) y  $8.0 \mu\text{m}$  (en rojo) de *Spitzer*. Los contornos en blanco trazan la emisión de la línea molecular de  $\text{HCO}^+(3-2)$  y se corresponden con 0.7, 1.2 y 1.7 K. Los contornos en rojo muestran la emisión de la línea molecular  $\text{HCN}(3-2)$  y se corresponden con 0.5, 0.7 y 0.9 K. Las elipses en línea de puntos amarillas indican la ubicación de HH 137 y HH 138. La flecha amarilla marca el arco central con emisión en  $4.5 \mu\text{m}$ .

$$\tau = -\ln \left[ 1 - \frac{T_{\text{pico}}}{T^*} \left[ \left( e^{\frac{T^*}{T_{\text{ex}}}} - 1 \right)^{-1} - \left( e^{\frac{T^*}{T_{\text{bg}}}} - 1 \right)^{-1} \right]^{-1} \right], \quad (6.2)$$

donde  $T^* = h\nu/k$ ,  $\nu$  es la frecuencia de reposo de las líneas  $^{13}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ ,  $T_{\text{bg}}$  es la temperatura de fondo de cielo igual a 2.7 K. Para obtener la temperatura de brillo del pico principal para las dos líneas moleculares ( $T_{\text{pico}}^{13}$ ,  $T_{\text{pico}}^{18}$ ) se aplicó un ajuste gaussiano al espectro promediado de  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$  (ver Figura 6.8) a lo largo del área del grumo molecular ( $132'' \times 81''$ , con un P.A. de  $20^\circ$ ). Las temperaturas de brillo de  $^{13}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$  resultaron ser de  $\sim 2.0$  y  $\sim 0.55$  K, respectivamente. Sin embargo, dado que el perfil de  $^{13}\text{CO}$  está ligeramente afectado por auto-absorción (ver Figura 6.8), se adoptó una  $T_{\text{pico}}^{13} \approx 2.5$  K.

A continuación, utilizando las temperaturas de brillo calculadas, se estimaron los caminos ópticos  $\tau_{13}$  y  $\tau_{18}$  usando la ecuación 6.2, que dieron como resultados valores de 0.2 y 0.04, respectivamente; lo que demuestra que ambas líneas son ópticamente delgadas. Luego, se utilizó la siguiente ecuación para determinar la densidad columnar de  $^{13}\text{CO}$ :

$$N(^{13}\text{CO}) = 8.07 \times 10^{13} e^{\frac{15.86}{T_{\text{ex}}}} \left[ \frac{T_{\text{ex}} + 0.88}{1 - e^{-\frac{15.86}{T_{\text{ex}}}}} \right] \int \tau^{13} dv \quad (\text{cm}^{-2}). \quad (6.3)$$



Dado que  $^{13}\text{CO}$  es ópticamente delgada, la integral de la ecuación 6.3 puede ser reemplazada por

$$\int \tau^{13} dv \approx \frac{1}{J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})} \int T_{\text{mb}} dv, \quad (6.4)$$

con

$$J(T) = \frac{T^*}{e^{\frac{T^*}{T_{\text{ex}}}} - 1}. \quad (6.5)$$

Finalmente, para obtener la masa total de hidrógeno molecular usamos:

$$M(\text{H}_2) = \mu m_H A N(\text{H}_2) d^2 \quad (M_{\odot}), \quad (6.6)$$

donde  $\mu$  es el peso molecular medio, igual a 2.76 para una abundancia relativa de Helio del 25 % por masa (Yamaguchi et al., 1999),  $m_H$  es la masa del átomo de Hidrógeno ( $1.67 \times 10^{-24}$  g),  $A$  es el área subtendida por el grumo en  $^{13}\text{CO}$ ,  $N(\text{H}_2)$  la densidad columnar molecular total, y  $d$  la distancia adoptada ( $1.5 \pm 0.5$  kpc). Para obtener el valor de  $N(\text{H}_2)$  y la masa de Hidrógeno molecular total, se adoptó una abundancia de  $[\text{H}_2/^{13}\text{CO}] = 1 \times 10^6$  (Saldaño et al., 2019). Luego, para el grumo C1 se obtuvo como resultado que  $N(\text{H}_2) = 4.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , y  $M(\text{H}_2) = 36 M_{\odot}$ , dentro de un área con un radio efectivo  $R_{\text{eff}} = 0.38$  pc. Las incertezas en la densidad columnar se estiman de alrededor del 20%. Dichos errores se originan principalmente en la imprecisión de la distancia (ver Sección 6.6.1), a pesar de que la geometría desconocida de la fuente y la incerteza en la abundancia también son factores contribuyentes. Luego, si se considera una  $T_{\text{ex}} = 15 \pm 5$  K, la masa resultaría ser de  $M(\text{H}_2) = 36 \pm 29 M_{\odot}$ .

#### 6.6.4. Los *outflows* moleculares

Como se mencionó en la Sección 6.6.1, el perfil de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  muestra evidentes alas a velocidades mayores y menores respecto de la velocidad sistémica. Para identificar las componentes azul y rojas de los *outflows* (lóbulos azul y rojos desde aquí), se aplicó el criterio de Hatchell et al. 2007, el cual utiliza la medición del ancho de la línea de  $^{12}\text{CO}$  desde más de los  $3\sigma$  hasta  $3 \text{ km s}^{-1}$  a partir de la velocidad central de la línea de  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Luego, los lóbulos azul y rojo están definidos dentro de los rangos de velocidades  $[-20, -9.3] \text{ km s}^{-1}$  y  $[-3.3, +5] \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. Estos rangos de velocidad son indicados con un recuadro en trazos discontinuos en color azul y rojo en la Figura 6.8.

La Figura 6.13 muestra la distribución espacial de la emisión de las alas de la línea de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  superpuesta a una imagen combinada de K (en azul),  $\text{H}_2$  (en verde) y  $4.5 \mu\text{m}$  (en rojo), donde se observa que cuatro lóbulos (dos rojos y dos azules) están alineados con los *knots* de HH 137 y HH 138. Realizando un corte a lo largo de la dirección de los jets HH 137 y HH 138, indicados con una doble flecha con trazo discontinuo amarillo (ver Figura 6.13), se evidencian dos lóbulos azules (denominados B1 y B2) y dos lóbulos rojos (denominados R1 y R2) en el

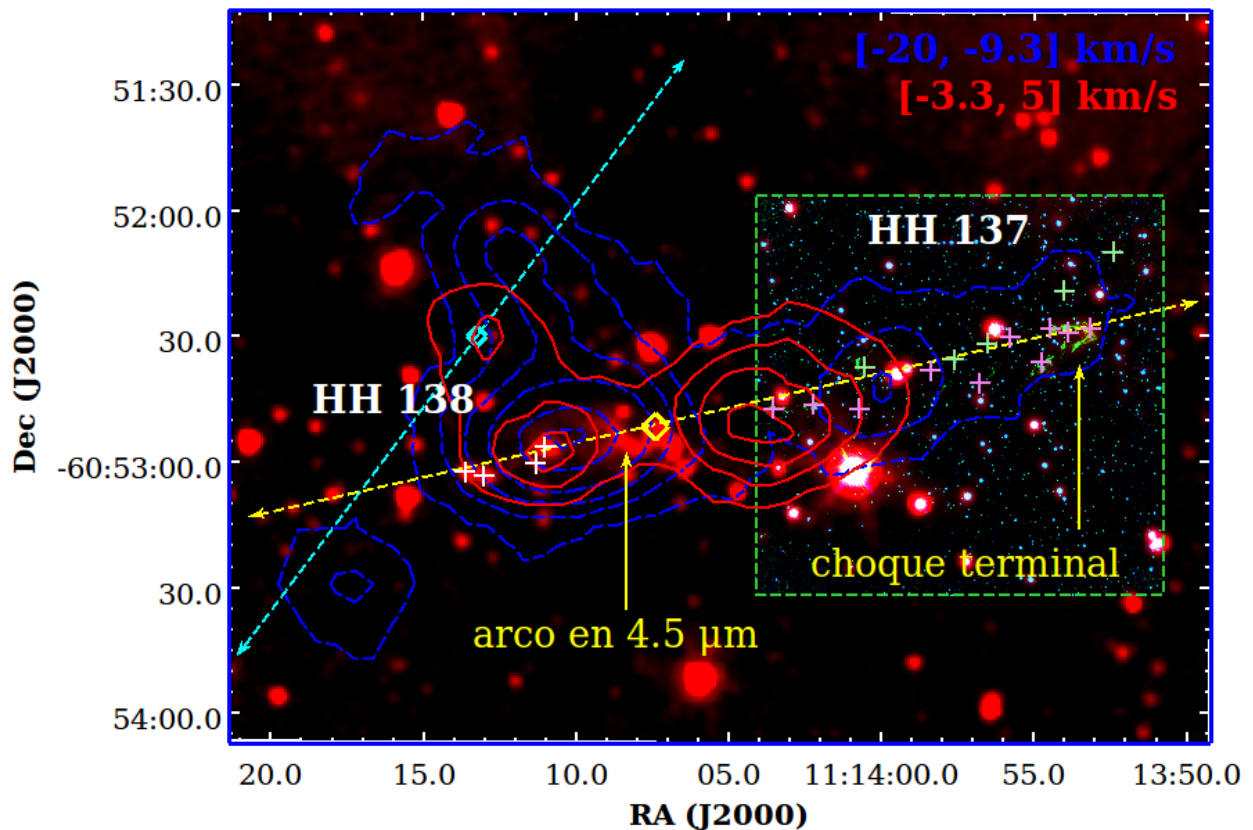
diagrama Posición–Velocidad (PV) de la Figura 6.15. El corte realizado va desde la coordenada  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = [11:13:49.605, –60:52:21.69] a la [11:14:20.693, –60:53:13.05], con la posición de *offset* centrada en la fuente excitatriz sugerida (ver Sección 6.5) e indicada con una línea horizontal de trazo discontinuo blanco en dicha figura. En los paneles *a*) y *b*) de la Figura 6.14 se muestran los contornos correspondiente a la emisión de  $^{12}\text{CO}$  correspondientes a estos dos *outflows* (denominados *outflow* 1 y 2).

El lóbulo B1, como se muestra en la Figura 6.9 y 6.15 (panel superior), se detecta desde  $-22$  a  $-9.3 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que el lóbulo B2 aparece desde  $-14 \text{ km s}^{-1}$ . La forma elongada de B2, la cual coincide con todos los *knots* en emisión de  $\text{H}_2$  de HH 137, finalizan en el *bow-shock* terminal al noroeste. Por su parte, B1 está ubicado a lo largo de los *knots* HH 138 de Ogura (1993), como así también está superpuesto al lóbulo rojo R2. Este último lóbulo es menos extenso en velocidad (desde  $-3.3$  a  $0 \text{ km s}^{-1}$ ). Por otro lado, el lóbulo R1 es más extenso en velocidad que R2 (desde  $-3.3$  a  $+5 \text{ km s}^{-1}$ ) y aparece superpuesto con los *knots* de HH 137 que yacen cerca de la fuente excitatriz propuesta (ver Sección 6.5). Asimetrías en el diagrama PV similares a las que se observan en la en la Figura 6.15 (panel superior) han sido observadas previamente en otros *outflows* bipolares analizados usando datos de APEX con resoluciones espaciales similares (ver p. ej., Bourke et al., 1997; Sanhueza et al., 2010). En vista de ésto, el lóbulo azul B1 fue asociado con el rojo R1, y de manera similar se asoció el lóbulo azul B2 con el R2. Esta relación está indicada en los paneles *a*) y *b*) de la Figura 6.14.

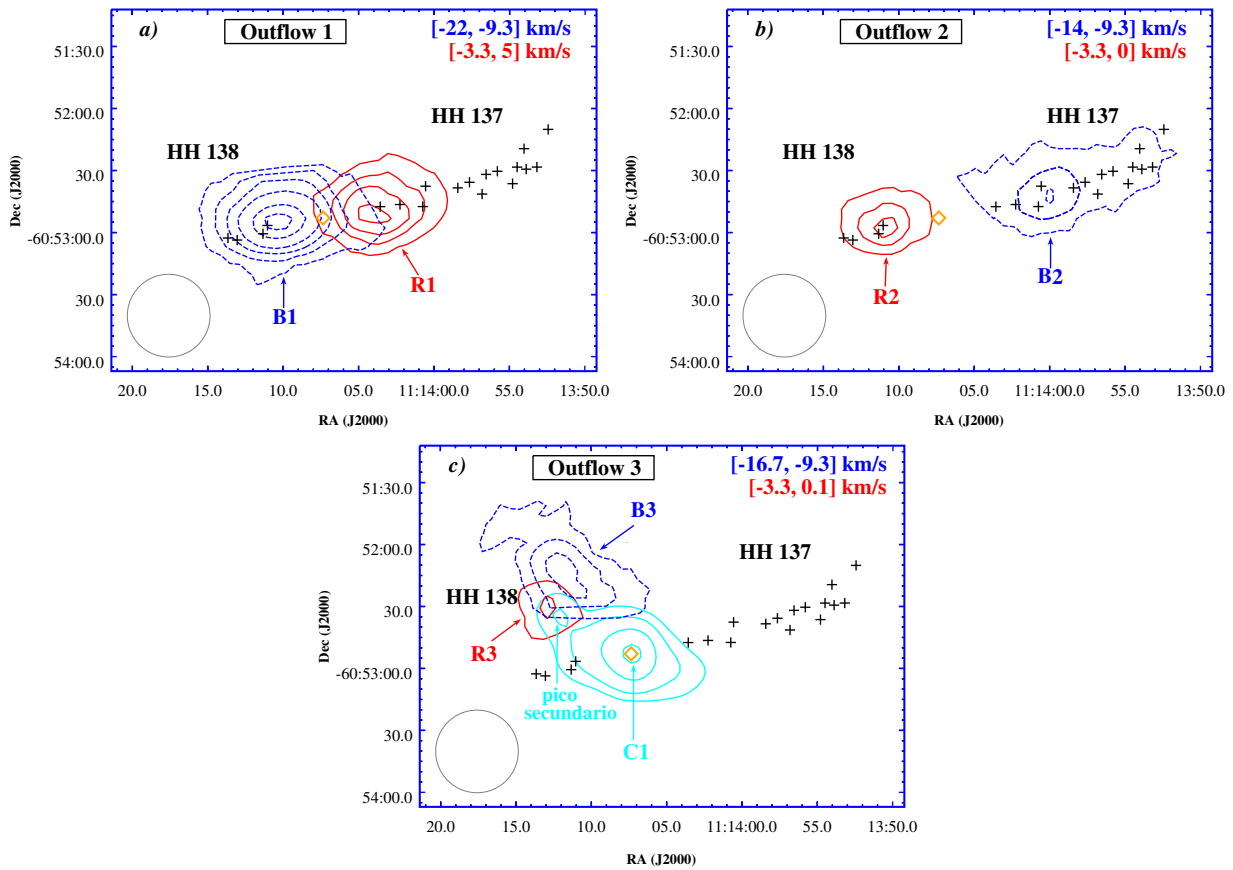
La descripción que se hizo de los lóbulos azules y rojos es consistente con un escenario en el cual la fuente excitatriz, alojada en el grumo denso C1, desarrolla dos *outflows* moleculares proyectados a lo largo de los *knots*  $\text{H}_2$ . Como se mostró en la Figura 6.7, se encontró que al menos dos fuentes de Clase I de *Spitzer* (YSOs 1 y 2 en la Tabla 6.3) yacen en el grumo denso. En la Sección 6.5 se mencionó que la separación proyectada entre los YSOs 1 y 2 es de  $\sim 7500 \text{ UA}$  por lo que podrían formar un sistema binario, siendo cada una la fuente excitatriz de sendos *outflow*.

Los *outflows* bipolares moleculares son comúnmente asociados con sistemas proto–estelares múltiples que comparten la misma envoltura parental (e.g., Lee et al., 2016; Wu et al., 2009). Además, la orientación del eje de los *outflows* podría dar pistas de la dirección de rotación de las múltiples proto–estrellas o del eje de *spin*. Lee et al. (2016) enumeraron diferentes escenarios de formación para sistemas binarios o múltiples: a) formación en un disco masivo o anillo en el cual aparecen dos o más estructuras grandes co–rotantes; b) componentes binarias generadas por fragmentación de un núcleo, el cual origina dos o más objetos centrales cuyos vectores de momentos angulares están alineado; y c) efectos tidales que juntan dos o más objetos proto–estelares durante la subsecuente fase evolutiva.

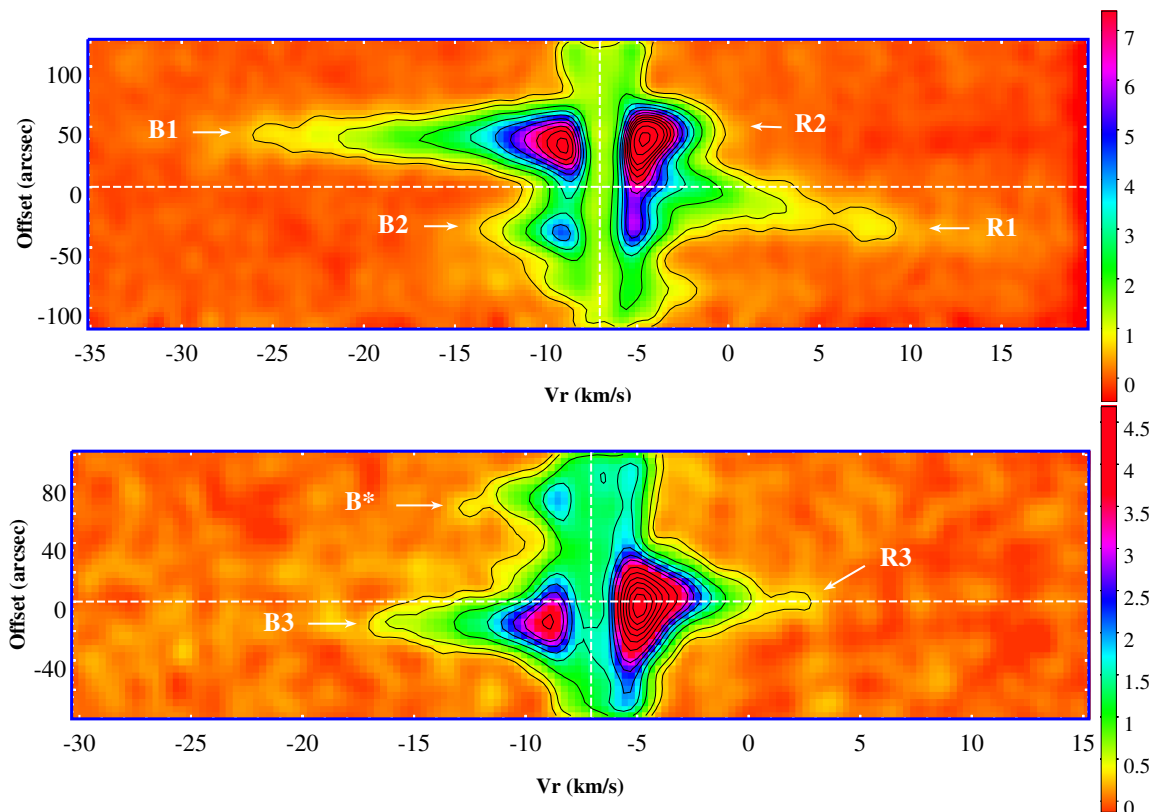
En el caso de los *outflows* de la Figura 6.15, el ángulo de inclinación con respecto al plano del cielo debería ser pequeño dado que los lóbulos rojo y azul están bien resueltos y los centros de cada par de lóbulos están separados por una distancia de  $\sim 47''$  y  $81''$ , para el *outflow* 1 y 2, (distancia que es mayor que el HPBW de APEX de  $\sim 20''$ ). Estos *outflows* muestran P.A. similares (con una diferencia angular de alrededor de  $\sim 8^\circ$ ). No obstante, el momento angular proyectado



**Figura 6.13** Emisión integrada de la línea molecular de  $^{12}\text{CO}$  donde se aprecian las alas con corrimiento al azul (*blueshifted*) y al rojo (*redshifted*) en el rango de velocidad  $[-22, -9.3] \text{ km s}^{-1}$  y  $[-3.3, 5] \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente, superpuesta a una imagen combinada de tres filtros: K (en azul) y  $\text{H}_2$  (en verde) de Gemini, y  $4.5 \mu\text{m}$  (en rojo) de *Spitzer*. Los contornos en líneas discontinuas azules se corresponden con 2, 6, 12, 20, 34 y  $44 \text{ K km s}^{-1}$  y los contornos rojos a 4, 8, 11, y  $14 \text{ K km s}^{-1}$ . Las cruces de colores indican la posición de los *knots* ópticos (en magenta y blanco) de Ogura (1993) y las nuevas detecciones en este trabajo en  $\text{H}_2$  (en verde). El recuadro en líneas discontinuas verdes delimita el campo observado por Gemini. El “*bow-shock*” terminal con emisión en  $\text{H}_2$ , como así también la estructura con forma de arco en  $4.5 \mu\text{m}$  son señaladas con flechas amarillas. Las dobles flechas de trazos discontinuos amarillo y celeste marcan las líneas de corte usadas para construir los Diagramas Posición–Velocidad (PV) de la Figura 6.15, que van desde la coordenada  $(\alpha, \delta) (\text{J2000}) = [11:13:49.605, -60:52:21.69]$  a la  $[11:14:20.693, -60:53:13.05]$  (panel superior), y de la  $(\alpha, \delta) (\text{J2000}) = [11:14:21.222, -60:53:46.48]$  a la  $[11:14:06.512, -60:51:23.76]$  (panel inferior). El rombo amarillo marca la posición de la fuente excitatriz sugerida de los catálogos de *Spitzer* y *WISE* (ver Sección 6.5), el cual fue seleccionado como el centro de las coordenadas *offset* de la Figura 6.15 (panel superior). El rombo celeste indica el centro de las posiciones *offset* de la Figura 6.15 (panel inferior), centrado en  $(\alpha, \delta) (\text{J2000}) = [11:14:12.054, -60:52:35.50]$ . Este centro de posición *offset* yace a  $10.8''$  al Noroeste del pico secundario de polvo de la Figura 6.7.



**Figura 6.14** Distribución espacial de los lóbulos azules y rojos asociados a los *outflows* 1 (panel a), 2 (panel b) y 3 (panel c) en los rangos de velocidad que se indican en la esquina superior derecha de cada panel. El rombo naranja marca la ubicación de la fuente excitatriz sugerida (ver Sección 6.5). En la esquina inferior izquierda de cada panel se indica el HPBW. En el panel c), los contorno celestes son la emisión de polvo en  $160 \mu\text{m}$  asociado con el grumos C1 y el pico secundario de polvo (ver Figura 6.7).



**Figura 6.15** Diagramas Posición–Velocidad de la emisión molecular en  $^{12}\text{CO}(3-2)$  a lo largo de dos cortes transversales mostrado en la Figura 6.13. *Panel superior:* Corte a lo largo de la flecha doble de trazo discontinuo amarillo de la Figura 6.13. Las coordenadas *offset* están referidas a la fuente excitatriz sugerida en la Sección 6.5, ubicada en  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = [11:14:07.397, -60:52:51.39]. Los contornos negros se corresponden con 0.6, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12 y 14 K. *Panel inferior:* Corte a lo largo de la flecha doble de trazo discontinuo celeste de la Figura 6.13. Las posiciones *offset* están referidas a la posición  $(\alpha, \delta)$  (J2000) = [11:14:13.240, -60:52:35.29.03], sobre la mencionada línea de corte, a  $10.8''$  al Noroeste del pico secundario de polvo. Los contornos negros corresponden a 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9 K. La emisión con corrimiento al azul identificada como B\*, pertenece al contorno azul en la esquina Sureste de la Figura 6.13. Las escalas de colores están a la derecha de cada panel, en unidades de K. La línea discontinua horizontal blanca en los dos diagramas, indican el inicio de la posición *offset*. La línea discontinua vertical blanca en los dos diagramas señala la velocidad del centro de la depresión de la línea molecular  $^{12}\text{CO}$  (ver Figura 6.8).

de ambos *outflows* tienen posiblemente sentidos opuestos. Luego, asumiendo que estos *outflows* están asociados con un sistema binario, las fuentes excitatrices deberían estar aproximadamente alienadas pero con ejes de rotación opuestos, lo cual favorece el último escenario tidal para la formación del par binario.

La Figura 6.16 muestra una representación esquemática de las posiciones de los *outflows* 1 y 2 con respecto al plano del cielo. En el panel izquierdo, la fuente excitatriz forma un sistema binario; mientras que en el panel de la derecha, no hay una asociación física entre las fuentes, por lo que los *outflows* se ven superpuestos por proyección en el plano del cielo. Para poder dilucidar la alineación real de los *outflows* y la naturaleza de binaridad de la fuente excitatriz de los mismos, es necesario observaciones de altísima resolución espacial, como las que provee el arreglo milimétrico y sub-milimétrico de Atacama ALMA (por sus siglas en inglés “*the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*”).

Por otro lado, un posible tercer *outflow* podría estar ubicado al noreste del sistema de cuatro lóbulos (*outflows* 1 y 2). Los correspondientes lóbulos azul y rojo, denominados B3 y R3 en el panel *c*) de la Figura 6.14, son observados en los rangos de velocidades  $[-16.7, -9.3] \text{ km s}^{-1}$  y  $[-3.3, 0.0] \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. Estos lóbulos están proyectados a lo largo del pico secundario más débil, observado a  $\lambda \geq 160 \mu\text{m}$  (ver Figura 6.7). La Figura 6.15, panel inferior, muestra el diagrama PV de este *outflow* (*outflow* 3). El corte a lo largo de este *outflow* se indica con una doble flecha de trazo discontinuo celeste en la Figura 6.13, que va desde la coordenada  $(\alpha, \delta) (\text{J2000}) = [11:14:21.222, -60:53:46.48]$  a la  $[11:14:06.512, -60:51:23.76]$ . Las posiciones *offset* están centradas en un punto a  $10.8''$  al noroeste del pico secundario (marcado con un rombo celeste) y que está señalada con una línea horizontal de trazo discontinuo blanco en el panel inferior de la Figura 6.15. Si el tercer *outflow* está asociado con el pico secundario, dicha estructura podría ser un objeto muy joven, rodeado por una envoltura fría y gruesa que protege completamente a la proto-estrella excitatriz. La ausencia de candidatos a fuentes jóvenes en los catálogos de *WISE* y *Spitzer* cerca del pico secundario (ver Figura 6.7) podría favorecer dicha suposición. La Figura 6.15, panel inferior, también muestra una emisión con desplazamiento al azul, identificada como B\*, que se corresponde con el contorno azul en la esquina sureste en la Figura 6.13.

Se pueden estimar varios parámetros físicos de los *outflows* detectados siguiendo, por ejemplo, a Beuther et al. (2002); Yang et al. (2018) y de Villiers et al. (2014). Ellos dan información acerca de la energía y masa que ayudan a caracterizar el *outflow*. Los parámetros que se obtienen de las observaciones moleculares son los siguientes: la extensión  $r$  del jet, la emisión integrada de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  a lo largo de un rango de velocidad ( $\int I_{12\text{CO}} dv$ ), la masa del *outflow*  $M_{out}$ , el momento  $p$ , la energía mecánica  $E$ , la escala de tiempo  $t$ , la tasa de pérdida de masa  $\dot{M}_{out}$ , la fuerza mecánica  $F_m$  y la luminosidad mecánica  $L_m$ :

$$p = M_{out} \times v_{max-out} , \quad (6.7)$$

$$E = \frac{1}{2} M_{out} \times v_{max-out}^2 , \quad (6.8)$$

$$t = \frac{r}{v_{max-out}} , \quad (6.9)$$

$$\dot{M}_{out} = \frac{M_{out}}{t} , \quad (6.10)$$

$$F_m = \frac{p}{t} , \quad (6.11)$$

$$L_m = \frac{E}{t} , \quad (6.12)$$

donde  $M_b$  y  $v_{max-out}$  es la masa del *outflow* y la velocidad máxima para el lóbulo azul y rojo, respectivamente. La Tabla 6.4 lista los parámetros mencionados para cada *outflow* de la Figura 6.14. Los valores de dicha tabla no están corregidos por el ángulo de inclinación. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, para el caso de los *outflows* 1 y 2, los lóbulos rojos y azules son resueltos

y los centros correspondientes tienen separaciones mayores que el HPBW de APEX, lo que sugiere que el ángulo de inclinación debería ser pequeño. Por otro lado, la apariencia del *outflow* 3 sugiere un ángulo de inclinación mayor respecto al plano del cielo.

Downes and Cabrit (2007) sugirieron que no es necesario la corrección por inclinación para el momento, dado que las subestimaciones a lo largo del eje del jet son canceladas por sobrestimaciones en las componentes transversales. Por otro lado, la energía es sobre estimada por el ángulo de inclinación. Estos autores proponen factores de corrección aplicables a *outflows* excitados por jets en fuentes de Clase 0 que aun no han roto su nube madre, el cual no es el caso de HH 137 y HH 138.

Teniendo en cuenta que los *outflows* son detectados solo en la línea de  $^{12}\text{CO}(3-2)$ , a excepción de un pequeño núcleo que es observado en la línea de  $^{13}\text{CO}(3-2)$ , se estimó la masa de  $\text{H}_2$  usando la relación entre la densidad columnar de  $\text{H}_2$  y la de la emisión integrada en  $^{12}\text{CO}$ . Teniendo en cuenta el ángulo sólido de los *outflows* 1, 2 y 3, la masa de  $\text{H}_2$  resultó ser igual a  $M_{\text{out}} = 17, 5$  y  $4 M_{\odot}$ , respectivamente. Las incertezas en las masas son de alrededor del 40%. La longitud del *outflow* 2 desde el *bow-shock* terminal hasta la fuente excitatriz propuesta es de  $0.9 \pm 0.3$  pc. Sin embargo, este valor depende de la inclinación del *outflow* respecto del plano del cielo.

La comparación con los parámetros de los *outflows* identificados por Yang et al. (2018), basado en las líneas de  $^{13}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$  a lo largo del grumo de ATLASGAL, y la línea de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  de Beuther et al. (2002), indica que los parámetros de los *outflows* identificados en la región de HH 137 y HH 138 son típicos y bastante similares al de los *outflows* de alta masa.

## 6.7. Conclusiones

En este capítulo se presentó un estudio multifrecuencia de los objetos Herbig–Haro 137 y 138, identificados originalmente por Ogura (1993) en la región de Carina. Las imágenes de alta resolución obtenidas con el telescopio Gemini permitieron detectar emisión de choque en  $2.12 \mu\text{m}$  relacionada con la mayoría de los *knots* ópticos que componen la cadena de emisión de HH 137, como así también, de la detección de 5 *knots* nuevos. Con los datos en  $4.5 \mu\text{m}$  de Spitzer se observaron casi todos los *knots* en  $\text{H}_2$  de HH 137, y se encontraron nuevas regiones probablemente excitadas por colisión asociadas con los cuatro *knots* ópticos que delinean a HH 138. Más aún, se detectó una nueva estructura con una intensa emisión en  $4.5 \mu\text{m}$  en forma de arco, de  $0.09$  pc de longitud, que se encuentra entre HH 137 y 138, y que posiblemente esté asociada con las dos fuentes puntuales de Spitzer, que a su vez, coinciden con el pico en emisión en  $70$  y  $160 \mu\text{m}$  y con la fuente WISE J111406.96–605255.9. Dado que, tanto la estructura en forma de arco, como las dos fuentes puntuales están proyectadas sobre el eje de HH 137 y HH 138, se sugiere en este capítulo que estas son las fuentes excitantes de ambos jets.

Los datos moleculares en  $^{12}\text{CO}(3-2)$ ,  $^{13}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$  obtenidos con el radiotelescopio APEX permitieron identificar un grumo denso, denominado C1, para el cual se calculó una

**Tabla 6.4** Parámetros de los *outflows* detectados.

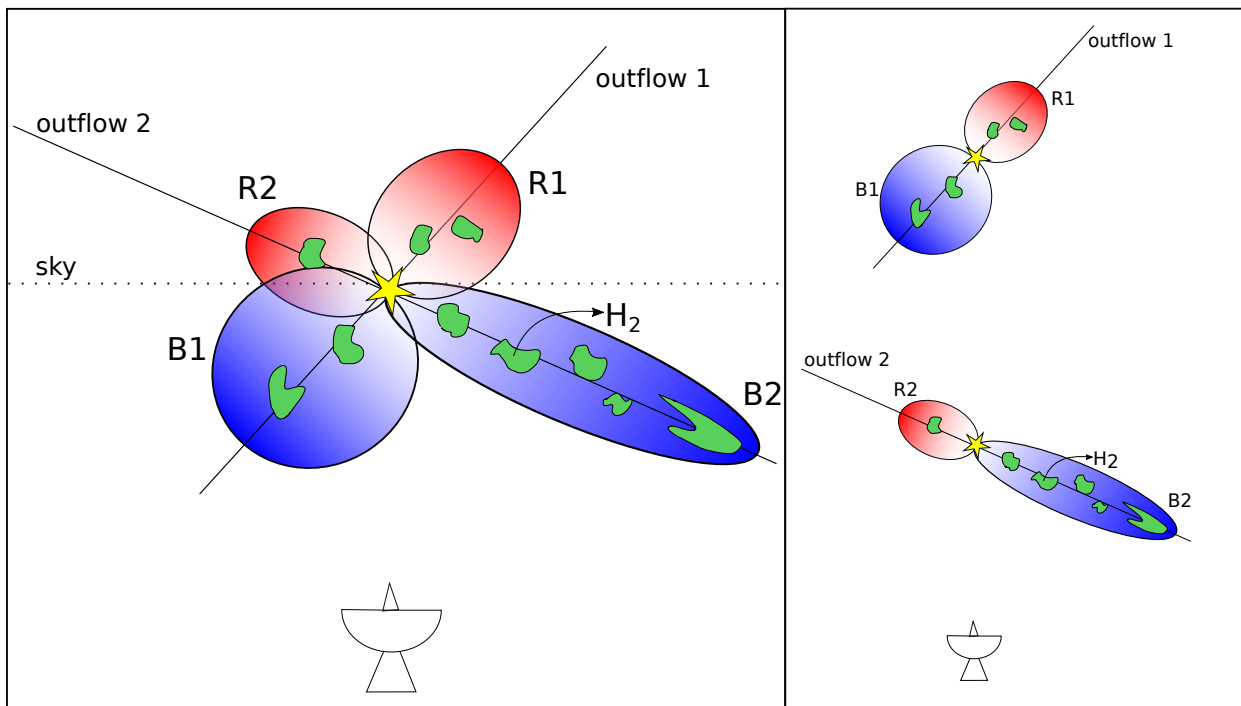
Parámetros	Outflow 1		Outflow 2		Outflow 3	
	B1	R1	B2	R2	B3	R3
Rango de velocidades [km s <sup>-1</sup> ]	[-22, -9.3]	[-3.3, 5]	[-14, -9.3]	[-3.3, 0]	[-16.7, -9.3]	[-3.3, 0.1]
$\int I_{12CO} dv$ [K km s <sup>-1</sup> ]	2272 ± 48	924 ± 30	654 ± 26	421 ± 21	658 ± 26	174 ± 13
$v_{max}$ [km s <sup>-1</sup> ]	15.7 ± 0.3	11.3 ± 0.3	7.7 ± 0.3	5.8 ± 0.3	10.4 ± 0.3	6.4 ± 0.3
$r$ [pc]	0.4 ± 0.2	0.4 ± 0.2	0.9 ± 0.3	0.3 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.4 ± 0.2
$M_{out}$ [M <sub>⊙</sub> ]	12 ± 8	5 ± 3	3 ± 2	2 ± 1	3 ± 2	0.9 ± 0.6
$p$ [M <sub>⊙</sub> km s <sup>-1</sup> ]	182 ± 122	53 ± 36	26 ± 17	12 ± 8	35 ± 23	6 ± 4
$E$ [10 <sup>45</sup> erg]	28 ± 19	6 ± 4	2 ± 1	0.7 ± 0.5	4 ± 2	0.4 ± 0.2
$t$ [10 <sup>4</sup> yr]	3 ± 1	4 ± 2	12 ± 4	6 ± 3	7 ± 2	7 ± 3
$\dot{M}_{out}$ [10 <sup>-5</sup> M <sub>⊙</sub> yr <sup>-1</sup> ]	41 ± 34	12 ± 10	3 ± 2	3 ± 3	5 ± 4	1 ± 1
$F_m$ [10 <sup>-4</sup> M <sub>⊙</sub> km s <sup>-1</sup> yr <sup>-1</sup> ]	65 ± 53	13 ± 11	2 ± 2	2 ± 2	5 ± 4	0.8 ± 0.6
$L_m$ [L <sub>⊙</sub> ]	8 ± 7	1 ± 1	0.1 ± 0.1	0.09 ± 0.08	0.4 ± 0.3	0.04 ± 0.03



masa LTE de  $36 M_{\odot}$ . Este núcleo, también detectado en las líneas moleculares de alta densidad  $\text{HCO}^+(3-2)$  y  $\text{HCN}(3-2)$ , coinciden con la posición de una candidata a fuente excitatriz de *WISE*.

La distribución espacial de la emisión de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  sobre la región observada reveló material molecular asociado con al menos tres *outflows*. Los *outflows* 1 y 2 se extienden a lo largo de la cadena de *knots* ópticos de HH 137 y HH 138 detectados por Ogura (1993), mientras que el *outflow* 3 yace al noreste de los mismos. Más aún, los *outflows* 1 y 2 se superponen parcialmente sobre el plano del cielo. La apariencia del *outflow* 1 y 2 en el plano del cielo, sugieren un escenario en el que la fuente excitatriz, alojada en el grumo denso C1, desarrolló dos *outflows* moleculares proyectados a lo largo de los *knots* ópticos y en  $\text{H}_2$ . A su vez, las fuentes de Clase I de *Spitzer* (YSOs 1 y 2), que están ubicadas en el grumo de polvo (C1), tienen una separación proyectada de  $\sim 7500$  AU, por lo que formarían un sistema binario separado, donde cada una sería la fuente excitatriz de cada *outflow* bipolar. Por su parte, el *outflow* 3 está proyectado hacia un grumo secundario de polvo más débil, observado a  $\lambda \geq 160 \mu\text{m}$ .

Se estimó una masa de  $\text{H}_2$  de  $M_{out} = 17, 5$  y  $4 M_{\odot}$  para los *outflows* 1, 2 y 3, respectivamente. En el caso de los *outflows* 1 y 2, los lóbulos rojo y azul están bien resueltos y sus correspondientes centros tienen separaciones de  $\sim 47''$  y  $81''$ , respectivamente, los cuales son más grandes que el HPBW de APEX de  $\sim 20''$ , lo que sugiere que el ángulo de inclinación debería ser pequeño respecto al plano del cielo. Por otro lado, la apariencia del *outflow* 3 y la separación de los lóbulos rojo y azul ( $\sim 17''$ ) indican un ángulo de inclinación mayor con respecto al plano del cielo. La longitud del lóbulo azul del *outflow* 2 desde el *bow-shock* terminal hasta la fuente excitatriz propuesta es de  $0.9 \pm 0.3$  pc. Sin embargo, este parámetro depende de la inclinación (pequeña) del *outflow* con respecto al plano del cielo.



**Figura 6.16** Representación esquemática de los *outflows* 1 y 2 respecto al plano del cielo. En el panel izquierdo se observa que la fuente excitatriz forma un sistema binario de estrellas con sus correspondientes *outflows*. En el panel derecho se observa el caso en el que no hay una asociación física entre las fuentes excitatriz de cada *outflow*.

# Conclusiones generales

Una de las manifestaciones más comunes del proceso de formación de una nueva estrella es la aparición de jets y/o *outflows* moleculares, cuando el incipiente sistema disco–estrella comienza a eyectar vientos a lo largo de su eje de rotación, los cuales interactúan con la nube circundante. La gran energía cinética del jet, comparable con la energía de ligadura gravitatoria del núcleo donde la estrella se está formando, tiene el potencial de dispersar por completo la envoltura de la reciente estrella. Dicha interacción se puede extender a varios parsecs de distancia desde la fuente. El objetivo de la presente Tesis ha sido indagar sobre las estructuras de *outflows*/jets asociadas con la formación estelar y estudiar el medio en el que se encuentran. En particular, se ha analizado en detalle tres de estos objetos ubicados en entornos y a distancias diferentes: MHO 1502 (a 700 pc, en la región de Vela-D), MHO 2147 (a 3.23 kpc, en la región de Ophiuchus) y HH 137-138 (a 1.5 kpc, en la región de Carina).

Para MHO 1502 y MHO 2147, gracias a las imágenes en H<sub>2</sub> de alta resolución obtenidas con el instrumento GSAOI+GeMS (con óptica adaptativa), del telescopio Gemini, se observó la morfología sinusoidal y las estructura interna de *knots* de cada jet con un detalle sin precedentes. Por medio del estudio del entorno en que se encuentran MHO 1502, cercano a la región H II 263.619–0.53, y basados en imágenes y catálogos extraídos de bases de datos en longitudes de onda infrarrojas cercana, se pudo identificar la distribución de objetos jóvenes en la región y proponer un candidato a fuente excitatriz catalogado como IRAC 18064. Más aún, con las imágenes obtenidas con GSAOI/Gemini, se detecta en la ubicación de la fuente IRAC tres componentes, con una separación proyectada entre ellas de 239 y 419 UA. A su vez, de la detección de emisiones en H<sub>2</sub> adyacentes a MHO 1502 y la distribución de YSOs de baja masa se puede inferir un proceso de formación inducida propio de las regiones H II, que podría estar de acuerdo más bien con un modelo de implosión impulsado por radiación o RDI, más que por uno de “*collect and collapse*”. En el caso de MHO 2147, el uso de datos en sub–milimétrico, en 870 μm y la densidad columnar de la región, permitieron estimar la masa de la envoltura de este objeto y afirmar que se trata de un objeto joven de Clase I de alta masa, con una envoltura con masa del orden de las 827 M<sub>⊙</sub>. A su vez, para MHO 2147 se detectó un segundo jet débil en H<sub>2</sub>, MHO 2148, que yace prácticamente perpendicular al primero sobre el plano del cielo. El mismo había sido previamente reportado por [Varricatt \(2011\)](#) y presenta también una morfología sinusoidal.

Aplicando modelos simples de movimiento orbital y de precesión de la fuente excitatriz propuesta en cada caso, se intentó indagar respecto de la causa de las morfologías serpenteantes y la posible binaridad de las fuentes excitatrices de MHO 1502 y MHO 2147. Resultó que el modelo que mejor se adaptaba a MHO 1502 es el orbital, donde habría completado dos revoluciones, y para MHO 2147, es el de precesión, donde habría alcanzado solo el 43% de una revolución. A su vez, los parámetros calculados refuerzan la hipótesis en base a que las fuentes excitatrices de estos objetos son del tipo masivos.

Para HH 137–138, dado el escaso estudio sobre estos objetos, se llevó a cabo un estudio multifrecuencia más amplio, donde se analizaron tanto imágenes de altísima resolución, en el rango de longitudes de ondas del infrarrojo cercano, obtenidos con el instrumento GSAOI+GeMS del telescopio Gemini, como datos con el instrumento SHeFI del radiotelescopio APEX. A partir de las imágenes con el telescopio Gemini se pudo detectar emisión de choque en  $2.12 \mu\text{m}$ , relacionada con la mayoría de los *knots* ópticos que componen la cadena de emisión de HH 137, como así también, se detectaron 5 *knots* nuevos.

De los datos moleculares en  $^{12}\text{CO}(3-2)$ ,  $^{13}\text{CO}(3-2)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$  obtenidos con el telescopio APEX, se identificó un grumo denso, denominado C1, para el cual se calculó una masa LTE de  $36 M_{\odot}$ . La distribución espacial de la emisión de  $^{12}\text{CO}(3-2)$  reveló material molecular asociado con al menos tres *outflows* bipolares (*redshifted* y *blueshifted*), de los cuales, los *outflows* 1 y 2 se extienden a lo largo de la cadena de *knots* ópticos de HH 137 y HH 138 detectados por Ogura (1993). Por su parte, el *outflow* 3 yace al noreste del grumo denso C1 y está proyectado hacia un grumo secundario de polvo más débil, observado a  $\lambda \geq 160 \mu\text{m}$ . La apariencia del *outflow* 1 y 2 en el plano del cielo, sugieren un escenario en el que la fuente excitatriz, alojada en el grumo denso C1, desarrolló dos *outflows* moleculares proyectados a lo largo de los *knots* ópticos y en  $\text{H}_2$ . Se estimó una masa de  $\text{H}_2$  de  $M_{out} = 17, 5$  y  $4 M_{\odot}$  para los *outflows* 1, 2 y 3, respectivamente, lo que indica que al menos el *outflow* 1 es un jet de alta masa.

Adicionalmente, para HH 137-138 se utilizaron datos extraídos de bases de datos en infrarrojo medio y lejano, con los telescopios *Spitzer*, *WISE* y *Herschel*, como así también el relevamiento sub-milimétrico de ATLASGAL. Con los datos en  $4.5 \mu\text{m}$  de *Spitzer* se observaron casi todos los *knots* en  $\text{H}_2$  de HH 137, como también nuevas regiones probablemente excitadas por colisión asociadas con los cuatro *knots* ópticos que delinean a HH 138. Más aún, se detectó una nueva estructura con una intensa emisión en  $4.5 \mu\text{m}$  en forma de arco, de  $0.09 \text{ pc}$  de longitud, que se encuentra entre HH 137 y 138. Esta estructura en forma de arco posiblemente está asociada con las dos fuentes puntuales de Clase I de *Spitzer*, que a su vez, coinciden con el pico en emisión entre  $70$  y  $870 \mu\text{m}$  y con la fuente WISE J111406.96–605255.9. Más aún, las dos fuentes de *Spitzer* mencionadas tienen una separación proyectada de  $\sim 7500 \text{ AU}$ , por lo que podrían ser parte de un sistema binario separado (*wide pair*), donde cada una sería la fuente excitatriz de cada *outflow* bipolar detectado en  $^{12}\text{CO}(3-2)$ . Sumado a esto, los picos de emisión en las líneas moleculares de alta densidad  $\text{HCO}^+(3-2)$  y  $\text{HCN}(3-2)$ , coinciden con la posición de la fuente candidata de *WISE* y el par de fuentes detectadas con *Spitzer*.

Finalmente, el desarrollo de la presente tesis, como los resultados obtenidos, remarca el rol fundamental que los jets ejercen no sólo para la formación de la nueva estrella sino también para el medio circundante. En el caso de MHO 1502 es de destacar la sucesión de *knots* observados en H<sub>2</sub> (2.122  $\mu\text{m}$ ) que delinean el perfil en “S” del jet y que probablemente corresponden a un récord histórico de la intermitencia de la fuente excitatriz. MHO 2147 y el jet perpendicular MHO 2148 representan uno de los pocos casos de jets no-coplanares cuya fuente excitatriz podría albergar a un sistema binario. Los datos de HH 137-138 parecerían confirmar que los mismos forman un único jet óptico, asociado con al menos dos *outflows* moleculares. Luego, tanto en el caso de MHO 2147, como en HH 137, se detectan indicios que refuerzan la hipótesis de que estos dos jets masivos podrían poseer fuentes excitatrices binarias o múltiples.

Para poder indagar más profundamente acerca de la binaridad o multiplicidad de las fuentes sugeridas de cada jet, es necesario obtener imágenes de mayor sensibilidad y resolución. En particular, datos en el continuo sub-milimétricos y milimétricos con las resoluciones y sensibilidades alcanzadas por el arreglo interferométrico ALMA permitirían dilucidar la naturaleza de binaridad de las fuentes excitatrices.



# Apéndice A

## Ensanchamiento de las líneas

Los espectros estelares típicos de las regiones de formación presentan líneas más ensanchadas, con anchos superiores a los naturales. Esta característica proviene principalmente del movimiento turbulento que poseen las moléculas en estos ambientes. Suponiendo que un átomo tiene una componente de la velocidad en la dirección de la línea de la visual  $V_r$ , dado el efecto Doppler donde  $(\frac{v_o - v}{c}) = (\frac{V_r}{c})$ , el fotón emitido en una transición con frecuencia  $\nu_o$  es observado a una frecuencia  $\nu$  diferente. Si el gas está en equilibrio térmico a una temperatura  $T$ , el perfil de la radiación emitida tiene la forma de la ecuación de Maxwell-Boltzmann,

$$p_{term}(V_r) dV_r = A \exp\left(-\frac{mV_r^2}{2k_B T}\right) dV_r, \quad (\text{A.1})$$

donde  $m$  es la masa del átomo,  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $A$  es una constante de normalización. Utilizando la ecuación del ensanchamiento Doppler puede expresarse en función de la velocidad y la frecuencia como se muestra a continuación (Stahler and Palla, 2005):

$$\phi_D(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_o)^2}{\Delta\nu_D^2}\right], \quad (\text{A.2})$$

donde  $\Delta\nu_D$  es el ancho Doppler, y tiene la siguiente expresión:

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_o}{c} \left(\frac{2k_B T}{m}\right)^{1/2}. \quad (\text{A.3})$$

En radioastronomía, las observaciones de las líneas espectrales están dadas generalmente en términos de la temperatura de antena  $T_A$ , con la velocidad radial como variable independiente (esto se desarrolla brevemente en la siguiente Sección 4.2 y en la Sección 3.1.1). Por lo que, de la ecuación A.2, el ancho de una línea puramente térmica ensanchada a la mitad de su altura máxima o FWHM (*Full-Width at Half-Maximum*) es:

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}(term)} = 2(\ln 2)^{1/2} \left(\frac{\Delta\nu_D}{\nu_o}\right) c, \quad (\text{A.4})$$

donde  $(\Delta v_D/v_o)c$  es la dispersión de velocidades unidimensionales. Ahora, si el gas presenta un movimiento turbulento, esta masa de gas con velocidades aleatorias crea un ensanchamiento adicional. Suponiendo que la distribución de velocidades turbulentas  $V_{turb}$  a lo largo de la línea de la visual es gaussiana, la distribución de probabilidades de esta velocidad es análoga a la de la ecuación A.1, y tiene la siguiente forma:

$$p_{turb}(V_{turb}) = A' \exp \left[ -\frac{4 \ln 2 v_{turb}^2}{\Delta V_{FWHM}^2(turb)} \right] \quad (A.5)$$

donde  $A'$  es otra constante de normalización y donde  $\Delta V_{FWHM}(turb)$  es el ancho de la distribución. Este ancho es  $2(\ln 2)^{1/2}$  veces la correspondiente dispersión de velocidades unidimensional. Para cualquier valor de  $V_{turb}$ , el observador detectará una velocidad total  $V_r$  solo si la componente adicional térmica es  $V_r - V_{turb}$ .

Luego, el ancho total está dado por:

$$\Delta V_{FWHM}^2(tot) = \Delta V_{FWHM}^2(term) + \Delta V_{FWHM}^2(turb). \quad (A.6)$$

Por otro lado, a densidades suficientemente elevadas, las colisiones de átomos no solo permiten excitar otros elementos, sino que también introducen ensanchamientos adicionales a las líneas. Si el coeficiente  $\gamma_{col}$  es la tasa media de transiciones inducidas colisionalmente y  $\gamma$  la tasa total de transiciones, se espera que el perfil de las líneas adopte una función del tipo Lorentziana, donde el ancho asociado a la misma es  $\gamma + 2\gamma_{col}$ .

Uno de los fenómenos dinámicos habitualmente presentes en las regiones de formación que pueden influenciar dichos ensanchamientos es la acreción de material hacia el centro del núcleo o “*infall*” y/o arrastre de material de la nube progenitora u “*outflow*”, producido por jets estelares.



# Bibliografía

- Adams, F. C. and Lin, D. N. C. (1993). Transport Processes and the Evolution of Disks. In Levy, E. H. and Lunine, J. I., editors, *Protostars and Planets III*, page 721.
- Allen, L. E., Calvet, N., D’Alessio, P., Merin, B., Hartmann, L., Megeath, S. T., Gutermuth, R. A., Muzerolle, J., Pipher, J. L., Myers, P. C., and Fazio, G. G. (2004). Infrared Array Camera (IRAC) Colors of Young Stellar Objects. *ApJS*, 154:363–366.
- Alves, J. F., Lada, C. J., and Lada, E. A. (2001). Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight. *Nature*, 409(6817):159–161.
- Andre, P. and Montmerle, T. (1994). From T Tauri Stars to Protostars: Circumstellar Material and Young Stellar Objects in the rho Ophiuchi Cloud. *ApJ*, 420:837.
- Andre, P., Ward-Thompson, D., and Barsony, M. (1993). Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps. *ApJ*, 406:122.
- Anglada, G., López, R., Estalella, R., Masegosa, J., Riera, A., and Raga, A. C. (2007). Proper Motions of the Jets in the Region of HH 30 and HL/XZ Tau: Evidence for a Binary Exciting Source of the HH 30 Jet. *AJ*, 133(6):2799–2814.
- Anglada, G., Rodríguez, L. F., and Carrasco-González, C. (2018). Radio jets from young stellar objects. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 26(1):3.
- Arce, H. G., Mardones, D., Corder, S. A., Garay, G., Noriega-Crespo, A., and Raga, A. C. (2013). ALMA Observations of the HH 46/47 Molecular Outflow. *ApJ*, 774(1):39.
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., Lee, C.-F., Bachiller, R., Rosen, A., and Beuther, H. (2007). Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions. *Protostars and Planets V*, pages 245–260.
- Audard, M., Abraham, P., Dunham, M. M., Green, J. D., Grosso, N., Hamaguchi, K., Kastner, J. H., Kóspál, Á., Lodato, G., Romanova, M. M., Skinner, S. L., Vorobyov, E. I., and Zhu, Z. (2014). Episodic Accretion in Young Stars. In Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T., editors, *Protostars and Planets VI*, page 387.
- Bachiller, R. (1996). Bipolar Molecular Outflows from Young Stars and Protostars. *ARA&A*, 34:111–154.
- Bachiller, R. and Tafalla, M. (1999). Bipolar Molecular Outflows. In Lada, C. J. and Kylafis, N. D., editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 540 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, page 227.
- Bally, J. (2016). Protostellar Outflows. *ARA&A*, 54:491–528.

- Bally, J. and Reipurth, B. (2001). Irradiated Herbig-Haro Jets in the Orion Nebula and near NGC 1333. *ApJ*, 546(1):299–323.
- Bally, J. and Zinnecker, H. (2005). The Birth of High-Mass Stars: Accretion and/or Mergers? *AJ*, 129(5):2281–2293.
- Banerjee, R. and Pudritz, R. E. (2007). Massive Star Formation via High Accretion Rates and Early Disk-driven Outflows. *ApJ*, 660(1):479–488.
- Barnes, P. J., Yonekura, Y., Fukui, Y., Miller, A. T., Mühlegger, M., Agars, L. C., Miyamoto, Y., Furukawa, N., Papadopoulos, G., Jones, S. L., Hernandez, A. K., O’Dougherty, S. N., and Tan, J. C. (2011). The Galactic Census of High- and Medium-mass Protostars. I. Catalogs and First Results from Mopra HCO<sup>+</sup> Maps. *ApJS*, 196:12.
- Battersby, C., Bally, J., Jackson, J. M., Ginsburg, A., Shirley, Y. L., Schlingman, W., and Glenn, J. (2010). An Infrared Through Radio Study of the Properties and Evolution of IRDC Clumps. *ApJ*, 721(1):222–250.
- Beltrán, M. T., Brand, J., Cesaroni, R., Fontani, F., Pezzuto, S., Testi, L., and Molinari, S. (2006). Search for massive protostar candidates in the southern hemisphere. II. Dust continuum emission. *A&A*, 447:221–233.
- Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Moscadelli, L., Sánchez-Monge, Á., Hirota, T., and Kumar, M. S. N. (2016). Binary system and jet precession and expansion in G35.20-0.74N. *A&A*, 593:A49.
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., Bania, T. M., Clemens, D. P., Cohen, M., Dickey, J. M., Indebetouw, R., Jackson, J. M., Kobulnicky, H. A., Lazarian, A., Marston, A. P., Mathis, J. S., Meade, M. R., Seager, S., Stolovy, S. R., Watson, C., Whitney, B. A., Wolff, M. J., and Wolfire, M. G. (2003). GLIMPSE. I. An SIRTf Legacy Project to Map the Inner Galaxy. *PASP*, 115:953–964.
- Benson, P. (1986). Dense Cores in Dark Clouds. In Haschick, A. D., editor, *Masers, Molecules, and Mass Outflows in Star Formation Regions*, page 55.
- Bergin, E. A. and Tafalla, M. (2007). Cold Dark Clouds: The Initial Conditions for Star Formation. *ARA&A*, 45(1):339–396.
- Berné, O., Fuente, A., Goicoechea, J. R., Pilleri, P., González-García, M., and Joblin, C. (2009). Mid-Infrared Polycyclic Aromatic Hydrocarbon and H<sub>2</sub> Emission as a Probe of Physical Conditions in Extreme Photodissociation Regions. *ApJL*, 706(1):L160–L163.
- Bertin, E. (2006). *Automatic Astrometric and Photometric Calibration with SCAMP*, volume 351 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 112.
- Bertin, E. and Arnouts, S. (1996). SExtractor: Software for source extraction. *A&AS*, 117:393–404.
- Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., Missonnier, G., Didelon, P., and Morin, B. (2002). *The TERAPIX Pipeline*, volume 281 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 228.
- Bertoldi, F. (1989). The Photoevaporation of Interstellar Clouds. I. Radiation-driven Implosion. *ApJ*, 346:735.
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., and Wyrowski, F. (2002). Massive molecular outflows. *A&A*, 383:892–904.

- Beuther, H., Sridharan, T. K., and Saito, M. (2005). Caught in the Act: The Onset of Massive Star Formation. *ApJL*, 634(2):L185–L188.
- Beuther, H. and Steinacker, J. (2007). The Protostar in the Massive Infrared Dark Cloud IRDC 18223-3. *ApJL*, 656(2):L85–L88.
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., and Leroy, A. K. (2013). The CO-to-H<sub>2</sub> Conversion Factor. *ARA&A*, 51(1):207–268.
- Bonnell, I. A. and Bate, M. R. (2006). Star formation through gravitational collapse and competitive accretion. *MNRAS*, 370(1):488–494.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., and Pringle, J. E. (1997). Accretion and the stellar mass spectrum in small clusters. *MNRAS*, 285(1):201–208.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., and Pringle, J. E. (2001). Competitive accretion in embedded stellar clusters. *MNRAS*, 323(4):785–794.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., and Vine, S. G. (2003). The hierarchical formation of a stellar cluster. *MNRAS*, 343(2):413–418.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., and Zinnecker, H. (1998). On the formation of massive stars. *MNRAS*, 298(1):93–102.
- Bonnell, I. A., Vine, S. G., and Bate, M. R. (2004). Massive star formation: nurture, not nature. *MNRAS*, 349(2):735–741.
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., and Cabrit, S. (1996). Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects. *A&A*, 311:858–872.
- Bourke, T. L., Garay, G., Lehtinen, K. K., Köhnenkamp, I., Launhardt, R., Nyman, L.-Å., May, J., Robinson, G., and Hyland, A. R. (1997). Discovery of a Highly Collimated Molecular Outflow in the Southern Bok Globule BHR 71. *ApJ*, 476(2):781–800.
- Brand, J. and Blitz, L. (1993). The Velocity Field of the Outer Galaxy. *A&A*, 275:67.
- Brand, J., Massi, F., Zavagno, A., Deharveng, L., and Lefloch, B. (2011). Triggered star formation at the borders of the H ii region Sh 2-217. *A&A*, 527:A62.
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., and May, J. (1996). A CS(2-1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact HII regions. *A&AS*, 115:81.
- Caratti o Garatti, A., Giannini, T., Nisini, B., and Lorenzetti, D. (2006). H<sub>2</sub> active jets in the near IR as a probe of protostellar evolution. *A&A*, 449:1077–1088.
- Carey, S. J., Clark, F. O., Egan, M. P., Price, S. D., Shipman, R. F., and Kuchar, T. A. (1998). The Physical Properties of the Midcourse Space Experiment Galactic Infrared-dark Clouds. *ApJ*, 508(2):721–728.
- Carey, S. J., Feldman, P. A., Redman, R. O., Egan, M. P., MacLeod, J. M., and Price, S. D. (2000). Submillimeter Observations of Midcourse Space Experiment Galactic Infrared-Dark Clouds. *ApJL*, 543(2):L157–L161.

- Carey, S. J., Noriega-Crespo, A., Mizuno, D. R., Shenoy, S., Paladini, R., Kraemer, K. E., Price, S. D., Flagey, N., Ryan, E., Ingalls, J. G., Kuchar, T. A., Pinheiro Gonçalves, D., Indebetouw, R., Billot, N., Marleau, F. R., Padgett, D. L., Rebull, L. M., Bressert, E., Ali, B., Molinari, S., Martin, P. G., Berriman, G. B., Boulanger, F., Latter, W. B., Miville-Deschenes, M. A., Shipman, R., and Testi, L. (2009). MIPS GAL: A Survey of the Inner Galactic Plane at 24 and 70  $\mu\text{m}$ . *PASP*, 121(875):76.
- Cassen, P. and Moosman, A. (1981). On the formation of protostellar disks. *Icarus*, 48(3):353–376.
- Caswell, J. L. and Haynes, R. F. (1987). Southern H II regions - an extensive study of radio recombination line emission. *A&A*, 171:261–276.
- Cesaroni, R., Galli, D., Lodato, G., Walmsley, C. M., and Zhang, Q. (2007). Disks Around Young O-B (Proto)Stars: Observations and Theory. *Protostars and Planets V*, pages 197–212.
- Cesaroni, R., Hofner, P., Araya, E., and Kurtz, S. (2010). The structure of hot molecular cores over 1000 AU. *A&A*, 509:A50.
- Cesaroni, R., Neri, R., Olmi, L., Testi, L., Walmsley, C. M., and Hofner, P. (2005). A study of the Keplerian accretion disk and precessing outflow in the massive protostar IRAS 20126+4104. *A&A*, 434:1039–1054.
- Chambers, E. T., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., and Simon, R. (2009). Star Formation Activity of Cores within Infrared Dark Clouds. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 181:360–390.
- Chen, X., Gan, C.-G., Ellingsen, S. P., He, J.-H., Shen, Z.-Q., and Titmarsh, A. (2013). Newly Identified Extended Green Objects (EGOs) from the Spitzer GLIMPSE II Survey. I. Catalog. *ApJS*, 206:9.
- Choi, M., Kang, M., Lee, J.-E., Tatematsu, K., Kang, S.-J., Sayers, J., Evans, Neal J., I., Cho, J., Kwon, J., Park, G., Ohashi, S., Yoo, H., and Lee, Y. (2017). Precessing Jet and Large Dust Grains in the V380 Ori NE Star-forming Region. *ApJS*, 232(2):24.
- Churchwell, E. (2002). Ultra-Compact HII Regions and Massive Star Formation. *ARA&A*, 40:27–62.
- Clark, P. C., Bonnell, I. A., and Klessen, R. S. (2008). The star formation efficiency and its relation to variations in the initial mass function. *MNRAS*, 386(1):3–10.
- Connelley, M. S. and Reipurth, B. (2018). A Near-infrared Spectroscopic Survey of FU Orionis Objects. *ApJ*, 861(2):145.
- Connelley, M. S., Reipurth, B., and Tokunaga, A. T. (2008). The Evolution of the Multiplicity of Embedded Protostars. I. Sample Properties and Binary Detections. *AJ*, 135:2496–2525.
- Contreras, Y., Schuller, F., Urquhart, J. S., Csengeri, T., Wyrowski, F., Beuther, H., Bontemps, S., Bronfman, L., Henning, T., Menten, K. M., Schilke, P., Walmsley, C. M., Wienen, M., Tackenberg, J., and Linz, H. (2013). ATLASGAL - compact source catalogue:  $330^\circ$  &lt;math>\ell21^\circ. *A&A*, 549:A45.
- Csengeri, T., Urquhart, J. S., Schuller, F., Motte, F., Bontemps, S., Wyrowski, F., Menten, K. M., Bronfman, L., Beuther, H., Henning, T., Testi, L., Zavagno, A., and Walmsley, M. (2014). The ATLASGAL survey: a catalog of dust condensations in the Galactic plane. *A&A*, 565:A75.
- Cudworth, K. M. and Herbig, G. (1979). Two large-proper-motion Herbig-Haro objects. *AJ*, 84:548–551.

- Cunningham, N., Lumsden, S. L., Moore, T. J. T., Maud, L. T., and Mendigutía, I. (2018). Infall and outflow motions towards a sample of massive star-forming regions from the RMS survey. *MNRAS*, 477:2455–2469.
- Cutri, R. M. e. (2013). VizieR Online Data Catalog: AllWISE Data Release (Cutri+ 2013). *VizieR Online Data Catalog*, 2328.
- Cyganowski, C. J., Brogan, C. L., Hunter, T. R., and Churchwell, E. (2009). A Class I and Class II CH<sub>3</sub>OH Maser Survey of EGOs from the GLIMPSE Survey. *ApJ*, 702:1615–1647.
- Cyganowski, C. J., Whitney, B. A., Holden, E., Braden, E., Brogan, C. L., Churchwell, E., Indebetouw, R., Watson, D. F., Babler, B. L., Benjamin, R., Gomez, M., Meade, M. R., Povich, M. S., Robitaille, T. P., and Watson, C. (2008). A Catalog of Extended Green Objects in the GLIMPSE Survey: A New Sample of Massive Young Stellar Object Outflow Candidates. *AJ*, 136:2391–2412.
- Dale, J. E., Clark, P. C., and Bonnell, I. A. (2007). Ionization-induced star formation - II. External irradiation of a turbulent molecular cloud. *MNRAS*, 377(2):535–544.
- Davis, C. J., Gell, R., Khanzadyan, T., Smith, M. D., and Jenness, T. (2010). A general catalogue of molecular hydrogen emission-line objects (MHOs) in outflows from young stars. *A&A*, 511:A24.
- Davis, C. J., Kumar, M. S. N., Sandell, G., Froebrich, D., Smith, M. D., and Currie, M. J. (2007). WFCAM, Spitzer/IRAC and SCUBA observations of the massive star-forming region DR21/W75 - I. The collimated molecular jets. *MNRAS*, 374:29–53.
- Davis, C. J., Mundt, R., and Eisloffel, J. (1994). Near-infrared imaging of the jets and flows associated with Herbig-Haro objects HH 91, HH 110, and HH 111. *ApJL*, 437:L55–L58.
- de Graauw, T., Helmich, F. P., Phillips, T. G., Stutzki, J., Caux, E., Whyborn, N. D., Dieleman, P., Roelfsema, P. R., Aarts, H., Assendorp, R., Bachiller, R., Baechtold, W., Barcia, A., Beintema, D. A., Belitsky, V., Benz, A. O., Bieber, R., Boogert, A., Borys, C., Bumble, B., Caïs, P., Caris, M., Cerulli-Irelli, P., Chattopadhyay, G., Cherednichenko, S., Ciechanowicz, M., Coeur-Joly, O., Comito, C., Cros, A., de Jonge, A., de Lange, G., Delforges, B., Delorme, Y., den Boggende, T., Desbat, J. M., Diez-González, C., di Giorgio, A. M., Dubbeldam, L., Edwards, K., Eggens, M., Erickson, N., Evers, J., Fich, M., Finn, T., Franke, B., Gaier, T., Gal, C., Gao, J. R., Gallego, J. D., Gauffre, S., Gill, J. J., Glenz, S., Golstein, H., Goulooze, H., Günsing, T., Güsten, R., Hartogh, P., Hatch, W. A., Higgins, R., Honingh, E. C., Huisman, R., Jackson, B. D., Jacobs, H., Jacobs, K., Jarchow, C., Javadi, H., Jellema, W., Justen, M., Karpov, A., Kasemann, C., Kawamura, J., Keizer, G., Kester, D., Klapwijk, T. M., Klein, T., Kollberg, E., Kooi, J., Kooiman, P. P., Kopf, B., Krause, M., Krieg, J. M., Kramer, C., Kruizenga, B., Kuhn, T., Laauwen, W., Lai, R., Larsson, B., Leduc, H. G., Leinz, C., Lin, R. H., Liseau, R., Liu, G. S., Loose, A., López-Fernandez, I., Lord, S., Luinge, W., Marston, A., Martín-Pintado, J., Maestrini, A., Maiwald, F. W., McCoey, C., Mehdi, I., Megej, A., Melchior, M., Meinsma, L., Merkel, H., Michalska, M., Monstein, C., Moratschke, D., Morris, P., Muller, H., Murphy, J. A., Naber, A., Natale, E., Nowosielski, W., Nuzzolo, F., Olberg, M., Olbrich, M., Orfei, R., Orleanski, P., Ossenkopf, V., Peacock, T., Pearson, J. C., Peron, I., Phillip-May, S., Piazzo, L., Planesas, P., Rataj, M., Ravera, L., Risacher, C., Salez, M., Samoska, L. A., Saraceno, P., Schieder, R., Schlecht, E., Schlöder, F., Schmillig, F., Schultz, M., Schuster, K., Siebertz, O., Smit, H., Szczerba, R., Shipman, R., Steinmetz, E., Stern, J. A., Stokroos, M., Teipen, R., Teyssier, D., Tils, T., Trappe, N., van Baaren, C., van Leeuwen, B. J., van de Stadt, H., Visser, H., Wildeman, K. J., Wafelbakker, C. K., Ward, J. S., Wesselius, P., Wild, W., Wulff, S., Wunsch, H. J., Tielens, X., Zaal, P., Zirath, H., Zmuidzinas, J., and Zwart, F. (2010). The Herschel-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI). *A&A*, 518:L6.

- de Luca, M., Giannini, T., Lorenzetti, D., Massi, F., Elia, D., and Nisini, B. (2007). Near- and far-infrared counterparts of millimeter dust cores in the Vela molecular ridge cloud D. *A&A*, 474:863–872.
- de Rijcke, S., Buyle, P., Cannon, J., Walter, F., Lundgren, A., Michielsen, D., and Dejonghe, H. (2006). APEX CO(3-2) observations of NGC 6822. *A&A*, 454(2):L111–L114.
- de Villiers, H. M., Chrysostomou, A., Thompson, M. A., Ellingsen, S. P., Urquhart, J. S., Breen, S. L., Burton, M. G., Csengeri, T., and Ward-Thompson, D. (2014). Methanol maser associated outflows: detection statistics and properties. *MNRAS*, 444:566–585.
- Deharveng, L., Lefloch, B., Zavagno, A., Caplan, J., Whitworth, A. P., Nadeau, D., and Martín, S. (2003). Triggered massive-star formation at the border of the H II Region Sh 104. *A&A*, 408:L25–L28.
- Deharveng, L., Zavagno, A., and Caplan, J. (2005). Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions. I. A search for “collect and collapse” candidates. *A&A*, 433(2):565–577.
- Deharveng, L., Zavagno, A., Samal, M. R., Anderson, L. D., LeLeu, G., Brevot, D., Duarte-Cabral, A., Molinari, S., Pestalozzi, M., Foster, J. B., Rathborne, J. M., and Jackson, J. M. (2015). Bipolar H II regions - Morphology and star formation in their vicinity. I. G319.88+00.79 and G010.32-00.15. *A&A*, 582:A1.
- Devine, D., Bally, J., Reipurth, B., and Heathcote, S. (1997). Kinematics and Evolution of the Giant HH34 Complex. *AJ*, 114:2095.
- Dewangan, L. K., Ojha, D. K., Zinchenko, I., Janardhan, P., Ghosh, S. K., and Luna, A. (2016). The Physical Environment around IRAS 17599-2148: Infrared Dark Cloud and Bipolar Nebula. *ApJ*, 833(2):246.
- Dewangan, L. K., Sano, H., Enokiya, R., Tachihara, K., Fukui, Y., and Ojha, D. K. (2019). Unveiling Molecular Clouds toward Bipolar H II Region G8.14+0.23. *ApJ*, 878(1):26.
- Dobashi, K. (2011). Atlas and Catalog of Dark Clouds Based on the 2 Micron All Sky Survey. *PASJ*, 63:S1–S362.
- Dobashi, K., Uehara, H., Kandori, R., Sakurai, T., Kaiden, M., Umemoto, T., and Sato, F. (2005). Atlas and Catalog of Dark Clouds Based on Digitized Sky Survey I. *PASJ*, 57:S1–S386.
- Downes, T. P. and Cabrit, S. (2007). Jet-driven molecular outflows from class 0 sources: younger and stronger than they seem? *A&A*, 471(3):873–884.
- Draine, B. T. and Lee, H. M. (1984). Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains. *ApJ*, 285:89.
- Du, F. and Yang, J. (2008). A<sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO, and C<sup>18</sup>O Survey of Infrared Dark Clouds. *ApJ*, 686(1):384–398.
- Dumke, M. and Mac-Auliffe, F. (2010). *The APEX calibration plan: goals, implementation, and achievements*, volume 7737 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 77371J.
- Dutra, C. M. and Bica, E. (2002). A catalogue of dust clouds in the Galaxy. *A&A*, 383:631–635.
- Edris, K. A., Fuller, G. A., and Cohen, R. J. (2007). A survey of OH masers towards high mass protostellar objects. *A&A*, 465:865–877.

- Egan, M. P., Price, S. D., Kraemer, K. E., Mizuno, D. R., Carey, S. J., Wright, C. O., Engelke, C. W., Cohen, M., and Gugliotti, M. G. (2003). VizieR Online Data Catalog: MSX6C Infrared Point Source Catalog. The Midcourse Space Experiment Point Source Catalog Version 2.3 (October 2003). *VizieR Online Data Catalog*, 5114.
- Egan, M. P., Shipman, R. F., Price, S. D., Carey, S. J., Clark, F. O., and Cohen, M. (1998). A Population of Cold Cores in the Galactic Plane. *ApJL*, 494(2):L199–L202.
- Eidelsberg, M. and Rostas, F. (1990). Spectroscopic, absorption and photodissociation data for CO and isotopic species between 91 and 115 NM. *A&A*, 235(1-2):472–489.
- Elia, D., Molinari, S., Fukui, Y., Schisano, E., Olmi, L., Veneziani, M., Hayakawa, T., Pestalozzi, M., Schneider, N., Benedettini, M., di Giorgio, A. M., Ikhenade, D., Mizuno, A., Onishi, T., Pezzuto, S., Piazzo, L., Polychroni, D., Rygl, K. L. J., Yamamoto, H., and Maruccia, Y. (2013). The First Hi-GAL Observations of the Outer Galaxy: A Look at Star Formation in the Third Galactic Quadrant in the Longitude Range  $216.^\circ 5 \lesssim l \lesssim 225.^\circ 5$ . *ApJ*, 772(1):45.
- Elia, D., Molinari, S., Schisano, E., Pestalozzi, M., Pezzuto, S., Merello, M., Noriega-Crespo, A., Moore, T. J. T., Russeil, D., Mottram, J. C., Paladini, R., Strafella, F., Benedettini, M., Bernard, J. P., Di Giorgio, A., Eden, D. J., Fukui, Y., Plume, R., Bally, J., Martin, P. G., Ragan, S. E., Jaffa, S. E., Motte, F., Olmi, L., Schneider, N., Testi, L., Wyrowski, F., Zavagno, A., Calzoletti, L., Faustini, F., Natoli, P., Palmeirim, P., Piacentini, F., Piazzo, L., Pilbratt, G. L., Polychroni, D., Baldeschi, A., Beltrán, M. T., Billot, N., Cambrésy, L., Cesaroni, R., García-Lario, P., Hoare, M. G., Huang, M., Joncas, G., Liu, S. J., Maiolo, B. M. T., Marsh, K. A., Maruccia, Y., Mège, P., Peretto, N., Rygl, K. L. J., Schilke, P., Thompson, M. A., Traficante, A., Umana, G., Veneziani, M., Ward-Thompson, D., Whitworth, A. P., Arab, H., Bandieramonte, M., Becciani, U., Brescia, M., Buemi, C., Bufano, F., Butora, R., Cavuoti, S., Costa, A., Fiorellino, E., Hajnal, A., Hayakawa, T., Kacsuk, P., Leto, P., Li Causi, G., Marchili, N., Martinavarro-Armengol, S., Mercurio, A., Molinaro, M., Riccio, G., Sano, H., Sciacca, E., Tachihara, K., Torii, K., Trigilio, C., Vitello, F., and Yamamoto, H. (2017). The Hi-GAL compact source catalogue - I. The physical properties of the clumps in the inner Galaxy ( $-71.0^\circ \lesssim l \lesssim 67.0^\circ$ ). *MNRAS*, 471(1):100–143.
- Elmegreen, B. G. and Lada, C. J. (1977). Sequential formation of subgroups in OB associations. *ApJ*, 214:725–741.
- Erben, T., Schirmer, M., Dietrich, J. P., Cordes, O., Habertzettl, L., Hettterscheidt, M., Hildebrandt, H., Schmithuesen, O., Schneider, P., Simon, P., Deul, E., and Miralles, J. M. (2005). GaBoDS: The Garching-Bonn Deep Survey. IV. Methods for the image reduction of multi-chip cameras demonstrated on data from the ESO Wide-Field Imager. *Astronomische Nachrichten*, 326:432–464.
- Estalella, R., López, R., Anglada, G., Gómez, G., Riera, A., and Carrasco-González, C. (2012). The Counterjet of HH 30: New Light on Its Binary Driving Source. *AJ*, 144(2):61.
- Evans, Neal J., I. (1999). Physical Conditions in Regions of Star Formation. *ARA&A*, 37:311–362.
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., Ashby, M. L. N., Barmby, P., Deutsch, L. K., Huang, J. S., Kleiner, S., Marengo, M., Megeath, S. T., Melnick, G. J., Pahre, M. A., Patten, B. M., Polizotti, J., Smith, H. A., Taylor, R. S., Wang, Z., Willner, S. P., Hoffmann, W. F., Pipher, J. L., Forrest, W. J., McMurty, C. W., McCreight, C. R., McKelvey, M. E., McMurray, R. E., Koch, D. G., Moseley, S. H., Arendt, R. G., Mentzell, J. E., Marx, C. T., Losch, P., Mayman, P., Eichhorn, W., Krebs, D., Jhabvala, M., Gezari, D. Y., Fixsen, D. J., Flores, J., Shakoordadeh, K., Jungo, R., Hakun, C., Workman, L., Karpati, G., Kichak, R., Whitley, R., Mann, S., Tollestrup, E. V.,

- Eisenhardt, P., Stern, D., Gorjian, V., Bhattacharya, B., Carey, S., Nelson, B. O., Glaccum, W. J., Lacy, M., Lowrance, P. J., Laine, S., Reach, W. T., Stauffer, J. A., Surace, J. A., Wilson, G., Wright, E. L., Hoffman, A., Domingo, G., and Cohen, M. (2004). The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope. *ApJS*, 154(1):10–17.
- Fedriani, R., Caratti o Garatti, A., Coffey, D., Lopez, R. G., Kraus, S., Weigelt, G., Stecklum, B., Ray, T. P., and Walmsley, C. M. (2018). Parsec-scale jets driven by high-mass young stellar objects. Connecting the au- and the parsec-scale jet in IRAS 13481-6124. *A&A*, 616:A126.
- Feigelson, E. D. and Montmerle, T. (1999). High-Energy Processes in Young Stellar Objects. *ARA&A*, 37:363–408.
- Feitzinger, J. V. and Stuewe, J. A. (1984). Catalogue of dark nebulae and globules for galactic longitudes 240 to 360 degrees. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 58:365–386.
- Fendt, C. and Zinnecker, H. (1998). Possible bending mechanisms of protostellar jets. *A&A*, 334:750–755.
- Ferrero, L. V., Gómez, M., and Gunthardt, G. (2015). Estudio infrarrojo de los jets estelares MHO 2147/2148. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 57:114–116.
- Finn, S. C., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., Chambers, E. T., and Simon, R. (2013). The Distribution of Infrared Dark Clouds in the First Galactic Quadrant. *ApJ*, 764(1):102.
- Flaherty, K. M., Pipher, J. L., Megeath, S. T., Winston, E. M., Gutermuth, R. A., Muzerolle, J., Allen, L. E., and Fazio, G. G. (2007). Infrared Extinction toward Nearby Star-forming Regions. *ApJ*, 663:1069–1082.
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., Hartigan, P., Arce, H. G., Bacciotti, F., Bally, J., Benisty, M., Eislöffel, J., Güdel, M., Lebedev, S., Nisini, B., and Raga, A. (2014). Jets and Outflows from Star to Cloud: Observations Confront Theory. In Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T., editors, *Protostars and Planets VI*, page 451.
- Frank, J., King, A., and Raine, D. (1992). *Accretion power in astrophysics.*, volume 21.
- Froebrich, D. and Makin, S. V. (2016). YSO jets in the Galactic plane from UWISH2 - III. Jets and outflows in Cassiopeia and Auriga. *MNRAS*, 462(2):1444–1452.
- Fukuda, N. and Hanawa, T. (2000). Sequential Star Formation Triggered by Expansion of an H II Region. *ApJ*, 533(2):911–923.
- Garay, G., Faúndez, S., Mardones, D., Bronfman, L., Chini, R., and Nyman, L.-Å. (2004). Discovery of Four New Massive and Dense Cold Cores. *ApJ*, 610(1):313–319.
- Garden, R. P., Hayashi, M., Gatley, I., Hasegawa, T., and Kaifu, N. (1991). A Spectroscopic Study of the DR 21 Outflow Source. III. The CO Line Emission. *ApJ*, 374:540.
- Giannini, T., Lorenzetti, D., De Luca, M., Nisini, B., Marengo, M., Allen, L., Smith, H. A., Fazio, G., Massi, F., Elia, D., and Strafella, F. (2007). Spitzer MIPS Survey of the Young Stellar Content in the Vela Molecular Ridge-D. *ApJ*, 671:470–482.
- Giannini, T., Lorenzetti, D., De Luca, M., Strafella, F., Elia, D., Maiolo, B., Marengo, M., Maruccia, Y., Massi, F., Nisini, B., Olmi, L., Salama, A., and Smith, H. A. (2013). Spitzer-IRAC Survey of Molecular Jets in Vela-D. *ApJ*, 767:147.



- Giard, M., Bernard, J. P., Lacombe, F., Normand, P., and Rouan, D. (1994). PAH destruction at ionization fronts. *A&A*, 291:239–249.
- Ginsburg, A., Glenn, J., Rosolowsky, E., Ellsworth-Bowers, T. P., Battersby, C., Dunham, M. a., Merello, M., Shirley, Y., Bally, J., Evans, Neal J., I., Stringfellow, G., and Aguirre, J. (2013). The Bolocam Galactic Plane Survey. IX. Data Release 2 and Outer Galaxy Extension. *ApJS*, 208(2):14.
- Graham, M. F., Meaburn, J., and Redman, M. P. (2003). The Orion nebula (M42) Herbig-Haro object, HH 201, within the tip of a molecular finger. *MNRAS*, 343:419–426.
- Gredel, R. and Reipurth, B. (1994). An infrared counter-flow in the HH 111 jet complex. *A&A*, 289:L19–L22.
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., Ade, P. A. R., André, P., Augueres, J. L., Babbedge, T., Bae, Y., Baillie, T., Baluteau, J. P., Barlow, M. J., Bendo, G., Benielli, D., Bock, J. J., Bonhomme, P., Brisbin, D., Brockley-Blatt, C., Caldwell, M., Cara, C., Castro-Rodriguez, N., Cerulli, R., Chaniel, P., Chen, S., Clark, E., Clements, D. L., Clerc, L., Coker, J., Communal, D., Conversi, L., Cox, P., Crumb, D., Cunningham, C., Daly, F., Davis, G. R., de Antoni, P., Delderfield, J., Devin, N., di Giorgio, A., Didschuns, I., Dohlen, K., Donati, M., Dowell, A., Dowell, C. D., Duband, L., Dumaye, L., Emery, R. J., Ferlet, M., Ferrand, D., Fontignie, J., Fox, M., Franceschini, A., Frerking, M., Fulton, T., Garcia, J., Gastaud, R., Gear, W. K., Glenn, J., Goizel, A., Griffin, D. K., Grundy, T., Guest, S., Guillemet, L., Hargrave, P. C., Harwit, M., Hastings, P., Hatziminaoglou, E., Herman, M., Hinde, B., Hristov, V., Huang, M., Imhof, P., Isaak, K. J., Israelsson, U., Ivison, R. J., Jennings, D., Kiernan, B., King, K. J., Lange, A. E., Latter, W., Laurent, G., Laurent, P., Leeks, S. J., Lellouch, E., Levenson, L., Li, B., Li, J., Lilienthal, J., Lim, T., Liu, S. J., Lu, N., Madden, S., Mainetti, G., Marliani, P., McKay, D., Mercier, K., Molinari, S., Morris, H., Moseley, H., Mulder, J., Mur, M., Naylor, D. A., Nguyen, H., O'Halloran, B., Oliver, S., Olofsson, G., Olofsson, H. G., Orfei, R., Page, M. J., Pain, I., Panuzzo, P., Papageorgiou, A., Parks, G., Parr-Burman, P., Pearce, A., Pearson, C., Pérez-Fournon, I., Pinsard, F., Pisano, G., Podosek, J., Pohlen, M., Polehampton, E. T., Pouliquen, D., Rigopoulou, D., Rizzo, D., Roseboom, I. G., Roussel, H., Rowan-Robinson, M., Rownd, B., Saraceno, P., Sauvage, M., Savage, R., Savini, G., Sawyer, E., Scharnberg, C., Schmitt, D., Schneider, N., Schulz, B., Schwartz, A., Shafer, R., Shupe, D. L., Sibthorpe, B., Sidher, S., Smith, A., Smith, A. J., Smith, D., Spencer, L., Stobie, B., Sudiwala, R., Sukhatme, K., Surace, C., Stevens, J. A., Swinyard, B. M., Trichas, M., Tourette, T., Triou, H., Tseng, S., Tucker, C., Turner, A., Vaccari, M., Valtchanov, I., Vigroux, L., Virique, E., Voellmer, G., Walker, H., Ward, R., Waskett, T., Weilert, M., Wesson, R., White, G. J., Whitehouse, N., Wilson, C. D., Winter, B., Woodcraft, A. L., Wright, G. S., Xu, C. K., Zavagno, A., Zemcov, M., Zhang, L., and Zonca, E. (2010). The Herschel-SPIRE instrument and its in-flight performance. *A&A*, 518:L3.
- Gueth, F. and Guilloteau, S. (1999). The jet-driven molecular outflow of HH 211. *A&A*, 343:571–584.
- Haro, G. (1952). Herbig's Nebulous Objects Near NGC 1999. *ApJ*, 115:572.
- Hartigan, P., Frank, A., Foster, J. M., Wilde, B. H., Douglas, M., Rosen, P. A., Coker, R. F., Blue, B. E., and Hansen, J. F. (2011). Fluid Dynamics of Stellar Jets in Real Time: Third Epoch Hubble Space Telescope Images of HH 1, HH 34, and HH 47. *ApJ*, 736(1):29.
- Hartigan, P., Palmer, J., and Cleeves, L. I. (2012). Irradiated interfaces in the Ara OB1, Carina, Eagle Nebula, and Cyg OB2 massive star formation regions. *High Energy Density Physics*, 8:313–321.

- Hartigan, P., Raymond, J., and Hartmann, L. (1987). Radiative Bow Shock Models of Herbig-Haro Objects. *ApJ*, 316:323.
- Hartley, M., Tritton, S. B., Manchester, R. N., Smith, R. M., and Goss, W. M. (1986). A catalogue of southern dark clouds. *A&AS*, 63:27–48.
- Hartmann, L. (1998). *Accretion Processes in Star Formation*.
- Hartmann, L. and Kenyon, S. J. (1985). On the nature of FU Orionis objects. *ApJ*, 299:462–478.
- Hartmann, L. and Kenyon, S. J. (1996a). The FU Orionis Phenomenon. *ARA&A*, 34:207–240.
- Hartmann, L. and Kenyon, S. J. (1996b). The FU Orionis Phenomenon. *ARA&A*, 34:207–240.
- Hartmann, L. and Raymond, J. C. (1984). A high-resolution study of Herbig-Haro objects 1 and 2. *ApJ*, 276:560–571.
- Harvey, P., Merín, B., Huard, T. L., Rebull, L. M., Chapman, N., Evans, Neal J., I., and Myers, P. C. (2007). The Spitzer c2d Survey of Large, Nearby, Interstellar Clouds. IX. The Serpens YSO Population as Observed with IRAC and MIPS. *ApJ*, 663:1149–1173.
- Harvey, P. M., Chapman, N., Lai, S.-P., Evans, Neal J., I., Allen, L. E., Jørgensen, J. K., Mundy, L. G., Huard, T. L., Porras, A., Cieza, L., Myers, P. C., Merín, B., van Dishoeck, E. F., Young, K. E., Spiesman, W., Blake, G. A., Koerner, D. W., Padgett, D. L., Sargent, A. I., and Stapelfeldt, K. R. (2006). The Spitzer c2d Survey of Large, Nearby, Interstellar Clouds. II. Serpens Observed with IRAC. *ApJ*, 644:307–325.
- Hatchell, J., Fuller, G. A., and Richer, J. S. (2007). Star formation in Perseus. III. Outflows. *A&A*, 472(1):187–198.
- Herbig, G. H. (1951). The Spectra of Two Nebulous Objects Near NGC 1999. *ApJ*, 113:697–699.
- Herbig, G. H. and Jones, B. F. (1981). Large proper motions of the Herbig-Haro objects HH 1 and HH 2. *AJ*, 86:1232–1244.
- Hester, J. J., Stapelfeldt, K. R., and Scowen, P. A. (1998). Hubble Space Telescope Wide Field Planetary Camera 2 Observations of HH 1-2. *AJ*, 116(1):372–395.
- Hildebrand, R. H. (1983). The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission. *QJRAS*, 24:267.
- Hoare, M. G., Kurtz, S. E., Lizano, S., Keto, E., and Hofner, P. (2007). Ultracompact Hii Regions and the Early Lives of Massive Stars. In Reipurth, B., Jewitt, D., and Keil, K., editors, *Protostars and Planets V*, page 181.
- Hollenbach, D. J. and Tielens, A. G. G. M. (1997). Dense Photodissociation Regions (PDRs). *ARA&A*, 35:179–216.
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., Forrest, W. J., Herter, T., Lawrence, C. R., Matthews, K., Reitsema, H. J., Soifer, B. T., Watson, D. M., Weedman, D., Huisjen, M., Troeltzsch, J., Barry, D. J., Bernard-Salas, J., Blacken, C. E., Brandl, B. R., Charmandaris, V., Devost, D., Gull, G. E., Hall, P., Henderson, C. P., Higdon, S. J. U., Pirger, B. E., Schoenwald, J., Sloan, G. C., Uchida, K. I., Appleton, P. N., Armus, L., Burgdorf, M. J., Fajardo-Acosta, S. B., Grillmair, C. J., Ingalls, J. G., Morris, P. W., and Teplitz, H. I. (2004). The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope. *ApJS*, 154(1):18–24.

- Hsu, W.-H., Hartmann, L., Heitsch, F., and Gómez, G. C. (2010). Competitive Accretion in a Sheet Geometry and the Stellar IMF. *ApJ*, 721(2):1531–1546.
- Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., Meade, M. R., Watson, C., Whitney, B. A., Wolff, M. J., Wolfire, M. G., Cohen, M., Bania, T. M., Benjamin, R. A., Clemens, D. P., Dickey, J. M., Jackson, J. M., Kobulnicky, H. A., Marston, A. P., Mercer, E. P., Stauffer, J. R., Stolovy, S. R., and Churchwell, E. (2005). The Wavelength Dependence of Interstellar Extinction from 1.25 to 8.0  $\mu\text{m}$  Using GLIMPSE Data. *ApJ*, 619(2):931–938.
- Ioannidis, G. and Froebrich, D. (2012). YSO jets in the Galactic plane from UWISH2 - II. Outflow luminosity and length distributions in Serpens and Aquila. *MNRAS*, 425(2):1380–1393.
- Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., Salama, A., Alfageme, C., Cassatella, A., Cox, N., García-Lario, P., Stephenson, C., Cohen, M., Fujishiro, N., Fujiwara, H., Hasegawa, S., Ita, Y., Kim, W., Matsuhara, H., Murakami, H., Müller, T. G., Nakagawa, T., Ohyama, Y., Oyabu, S., Pyo, J., Sakon, I., Shibai, H., Takita, S., Tanabé, T., Uemizu, K., Ueno, M., Usui, F., Wada, T., Watarai, H., Yamamura, I., and Yamauchi, C. (2010). The AKARI/IRC mid-infrared all-sky survey. *A&A*, 514:A1.
- Jackson, J. M., Finn, S. C., Rathborne, J. M., Chambers, E. T., and Simon, R. (2008). The Galactic Distribution of Infrared Dark Clouds. *ApJ*, 680(1):349–361.
- Joint Iras Science, W. G. (1994). VizieR Online Data Catalog: IRAS catalogue of Point Sources, Version 2.0 (IPAC 1986). *VizieR Online Data Catalog*, page II/125.
- Kahn, F. D. (1974). Cocoons around early-type stars. *A&A*, 37:149–162.
- Kavars, D. W., Dickey, J. M., McClure-Griffiths, N. M., Gaensler, B. M., and Green, A. J. (2005). “Missing Link” Clouds in the Southern Galactic Plane Survey. *ApJ*, 626(2):887–899.
- Kenyon, S. J., Hartmann, L. W., Strom, K. M., and Strom, S. E. (1990). An IRAS Survey of the Taurus-Auriga Molecular Cloud. *AJ*, 99:869.
- Koenig, X. P., Leisawitz, D. T., Benford, D. J., Rebull, L. M., Padgett, D. L., and Assef, R. J. (2012). Wide-field Infrared Survey Explorer Observations of the Evolution of Massive Star-forming Regions. *ApJ*, 744:130.
- Koenigl, A. and Ruden, S. P. (1993). Origin of Outflows and Winds. In Levy, E. H. and Lunine, J. I., editors, *Protostars and Planets III*, page 641.
- König, C., Urquhart, J. S., Csengeri, T., Leurini, S., Wyrowski, F., Giannetti, A., Wienen, M., Pillai, T., Kauffmann, J., Menten, K. M., and Schuller, F. (2017). ATLASGAL-selected massive clumps in the inner Galaxy. III. Dust continuum characterization of an evolutionary sample. *A&A*, 599:A139.
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., and Klein, R. I. (2005). How Protostellar Outflows Help Massive Stars Form. *ApJL*, 618(1):L33–L36.
- Kurtz, S., Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P., and Walmsley, C. M. (2000). Hot Molecular Cores and the Earliest Phases of High-Mass Star Formation. In Mannings, V., Boss, A. P., and Russell, S. S., editors, *Protostars and Planets IV*, pages 299–326.
- Lada, C. J. (1985). Cold outflows, energetic winds, and enigmatic jets around young stellar objects. *ARA&A*, 23:267–317.

- Lada, C. J. (1987). Star formation: from OB associations to protostars. In Peimbert, M. and Jugaku, J., editors, *Star Forming Regions*, volume 115 of *IAU Symposium*, page 1.
- Lada, C. J. and Adams, F. C. (1992). Interpreting Infrared Color-Color Diagrams: Circumstellar Disks around Low- and Intermediate-Mass Young Stellar Objects. *ApJ*, 393:278.
- Lee, C.-F., Hasegawa, T. I., Hirano, N., Palau, A., Shang, H., Ho, P. T. P., and Zhang, Q. (2010). The Reflection-Symmetric Wiggle of the Young Protostellar Jet HH 211. *ApJ*, 713(2):731–737.
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., and Stone, J. M. (2000). CO Outflows from Young Stars: Confronting the Jet and Wind Models. *ApJ*, 542(2):925–945.
- Lee, H.-T., Chen, W. P., Zhang, Z.-W., and Hu, J.-Y. (2005). Triggered Star Formation in the Orion Bright-rimmed Clouds. *ApJ*, 624(2):808–820.
- Lee, K. I., Dunham, M. M., Myers, P. C., Arce, H. G., Bourke, T. L., Goodman, A. A., Jørgensen, J. K., Kristensen, L. E., Offner, S. S. R., Pineda, J. E., Tobin, J. J., and Vorobyov, E. I. (2016). Misalignment of Outflow Axes in the Proto-multiple Systems in Perseus. *ApJL*, 820(1):L2.
- Lefloch, B. and Lazareff, B. (1994a). Cometary globules I. Formation, evolution and morphology. *A&A*, 289:559–578.
- Lefloch, B. and Lazareff, B. (1994b). Cometary globules I. Formation, evolution and morphology. *A&A*, 289:559–578.
- Liseau, R., Lorenzetti, D., Nisini, B., Spinoglio, L., and Moneti, A. (1992). Star formation in the VELA molecular clouds. I - The IRAS-bright Class I sources. *A&A*, 265:577–596.
- López, R., Acosta-Pulido, J. A., Gómez, G., Estalella, R., and Carrasco-González, C. (2010). HH 223: a parsec-scale H<sub>2</sub> outflow in the star-forming region L723. *A&A*, 523:A16.
- Lynden-Bell, D. and Pringle, J. E. (1974). The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. *MNRAS*, 168:603–637.
- Mainzer, A., Bauer, J., Cutri, R. M., Grav, T., Masiero, J., Beck, R., Clarkson, P., Conrow, T., Dailey, J., Eisenhardt, P., Fabinsky, B., Fajardo-Acosta, S., Fowler, J., Gelino, C., Grillmair, C., Heinrichsen, I., Kendall, M., Kirkpatrick, J. D., Liu, F., Masci, F., McCallon, H., Nugent, C. R., Papin, M., Rice, E., Royer, D., Ryan, T., Sevilla, P., Sonnett, S., Stevenson, R., Thompson, D. B., Wheelock, S., Wiemer, D., Wittman, M., Wright, E., and Yan, L. (2014). Initial Performance of the NEOWISE Reactivation Mission. *ApJ*, 792(1):30.
- Mainzer, A., Bauer, J., Grav, T., Masiero, J., Cutri, R. M., Dailey, J., Eisenhardt, P., McMillan, R. S., Wright, E., Walker, R., Jedicke, R., Spahr, T., Tholen, D., Alles, R., Beck, R., Brandenburg, H., Conrow, T., Evans, T., Fowler, J., Jarrett, T., Marsh, K., Masci, F., McCallon, H., Wheelock, S., Wittman, M., Wyatt, P., DeBaun, E., Elliott, G., Elsbury, D., Gautier, T. I., Gomillion, S., Leisawitz, D., Maleszewski, C., Micheli, M., and Wilkins, A. (2011). Preliminary Results from NEOWISE: An Enhancement to the Wide-field Infrared Survey Explorer for Solar System Science. *ApJ*, 731(1):53.
- Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M., Wilner, D. J., Bachiller, R., and Garay, G. (1997). A Search for Infall Motions toward Nearby Young Stellar Objects. *ApJ*, 489(2):719–733.
- Marsh, K. A., Whitworth, A. P., and Lomax, O. (2015). Temperature as a third dimension in column-density mapping of dusty astrophysical structures associated with star formation. *MNRAS*, 454(4):4282–4292.

- Marsh, K. A., Whitworth, A. P., Lomax, O., Ragan, S. E., Becciani, U., Cambrésy, L., Di Giorgio, A., Eden, D., Elia, D., Kacsuk, P., Molinari, S., Palmeirim, P., Pezzuto, S., Schneider, N., Sciacca, E., and Vitello, F. (2017). Multitemperature mapping of dust structures throughout the Galactic Plane using the PPMAP tool with Herschel Hi-GAL data. *MNRAS*, 471(3):2730–2742.
- Masciadri, E. and Raga, A. C. (2002). Herbig-Haro Jets from Orbiting Sources. *ApJ*, 568:733–742.
- Massi, F., de Luca, M., Elia, D., Giannini, T., Lorenzetti, D., and Nisini, B. (2007). Star formation in the Vela molecular ridge. Large scale mapping of cloud D in the mm continuum. *A&A*, 466:1013–1023.
- Massi, F., Di Carlo, E., Codella, C., Testi, L., Vanzì, L., and Gomes, J. I. (2010). Testing circumstellar disk lifetimes in young embedded clusters associated with the Vela Molecular Ridge. *A&A*, 516:A52.
- Massi, F., Lorenzetti, D., and Giannini, T. (2003). Star formation in the Vela molecular clouds. V. Young stellar objects and star clusters towards the C-cloud. *A&A*, 399:147–167.
- Mathis, J. S. (1990). Interstellar dust and extinction. *ARA&A*, 28:37–70.
- Maud, L. T., Moore, T. J. T., Lumsden, S. L., Mottram, J. C., Urquhart, J. S., and Hoare, M. G. (2015). A distance-limited sample of massive molecular outflows. *MNRAS*, 453:645–665.
- McGroarty, F. and Ray, T. P. (2004). Classical T Tauri stars as sources of parsec-scale optical outflows. *A&A*, 420:975–986.
- McGroarty, F., Ray, T. P., and Froebrich, D. (2007). Proper motion studies of outflows from Classical T Tauri stars. *A&A*, 467:1197–1207.
- McKee, C. F. and Ostriker, E. C. (2007). Theory of Star Formation. *ARA&A*, 45(1):565–687.
- McKee, C. F. and Tan, J. C. (2003). The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *ApJ*, 585(2):850–871.
- McLeod, A. F., Reiter, M., Kuiper, R., Klaassen, P. D., and Evans, C. J. (2018). A parsec-scale optical jet from a massive young star in the Large Magellanic Cloud. *Nature*, 554:334–336.
- Meerts, W. L., De Leeuw, F. H., and Dymanus, A. (1977). Electric and magnetic properties of carbon monoxide by molecular-beam electric-resonance spectroscopy. *Chemical Physics*, 22(2):319–324.
- Megeath, S. T., Allen, L. E., Gutermuth, R. A., Pipher, J. L., Myers, P. C., Calvet, N., Hartmann, L., Muzerolle, J., and Fazio, G. G. (2004). Initial Results from the Spitzer Young Stellar Cluster Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 154:367–373.
- Miettinen, O. (2012). LABOCA 870  $\mu\text{m}$  dust continuum mapping of selected infrared-dark cloud regions in the Galactic plane. *A&A*, 542:A101.
- Moffat, A. F. J. and Vogt, N. (1975). Southern open star clusters VI. UBV-H $\beta$  photometry of 18 clusters from Centaurus to Sagittarius. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 20:155–182.
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., and Palla, F. (1996). A search for precursors of ultracompact HII regions in a sample of luminous IRAS sources. I. Association with ammonia cores. *A&A*, 308:573–587.

- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., Barlow, M., Bernard, J.-P., Martin, P., Moore, T., Noriega-Crespo, A., Plume, R., Testi, L., Zavagno, A., Abergel, A., Ali, B., André, P., Baluteau, J.-P., Benedettini, M., Berné, O., Billot, N. P., Blommaert, J., Bontemps, S., Boulanger, F., Brand, J., Brunt, C., Burton, M., Campeggio, L., Carey, S., Caselli, P., Cesaroni, R., Cernicharo, J., Chakrabarti, S., Chrysostomou, A., Codella, C., Cohen, M., Compiegne, M., Davis, C. J., de Bernardis, P., de Gasperis, G., Di Francesco, J., di Giorgio, A. M., Elia, D., Faustini, F., Fischera, J. F., Fukui, Y., Fuller, G. A., Ganga, K., Garcia-Lario, P., Giard, M., Giardino, G., Glenn, J., Goldsmith, P., Griffin, M., Hoare, M., Huang, M., Jiang, B., Joblin, C., Joncas, G., Juvela, M., Kirk, J., Lagache, G., Li, J. Z., Lim, T. L., Lord, S. D., Lucas, P. W., Maiolo, B., Marengo, M., Marshall, D., Masi, S., Massi, F., Matsuura, M., Meny, C., Minier, V., Miville-Deschênes, M.-A., Montier, L., Motte, F., Müller, T. G., Natoli, P., Neves, J., Olmi, L., Paladini, R., Paradis, D., Pestalozzi, M., Pezzuto, S., Piacentini, F., Pomarès, M., Popescu, C. C., Reach, W. T., Richer, J., Ristorcelli, I., Roy, A., Royer, P., Russeil, D., Saraceno, P., Sauvage, M., Schilke, P., Schneider-Bontemps, N., Schuller, F., Schultz, B., Shepherd, D. S., Sibthorpe, B., Smith, H. A., Smith, M. D., Spinoglio, L., Stamatellos, D., Strafella, F., Stringfellow, G., Sturm, E., Taylor, R., Thompson, M. A., Tuffs, R. J., Umana, G., Valenziano, L., Vavrek, R., Viti, S., Waelkens, C., Ward-Thompson, D., White, G., Wyrowski, F., Yorke, H. W., and Zhang, Q. (2010). Hi-GAL: The Herschel Infrared Galactic Plane Survey. *PASP*, 122:314.
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., Schneider, N., Menten, K. M., and Brogière, D. (2007). The earliest phases of high-mass star formation: a 3 square degree millimeter continuum mapping of Cygnus X. *A&A*, 476(3):1243–1260.
- Murphy, D. C. and May, J. (1991). Molecular clouds in Vela. *A&A*, 247:202.
- Myers, P. C. (1999). Physical Conditions in Nearby Molecular Clouds. In Lada, C. J. and Kylafis, N. D., editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 540 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, page 67.
- Myers, P. C., Fuller, G. A., Goodman, A. A., and Benson, P. J. (1991). Dense Cores in Dark Clouds. VI. Shapes. *ApJ*, 376:561.
- Myers, P. C., Fuller, G. A., Mathieu, R. D., Beichman, C. A., Benson, P. J., Schild, R. E., and Emerson, J. P. (1987). Near-Infrared and Optical Observations of IRAS Sources in and near Dense Cores. *ApJ*, 319:340.
- Neichel, B., Lu, J. R., Rigaut, F., Ammons, S. M., Carrasco, E. R., and Lassalle, E. (2014a). Astrometric performance of the Gemini multiconjugate adaptive optics system in crowded fields. *MNRAS*, 445:500–514.
- Neichel, B., Rigaut, F., Vidal, F., van Dam, M. A., Garrel, V., Carrasco, E. R., Pessev, P., Winge, C., Boccas, M., d’Orgeville, C., Arriagada, G., Serio, A., Fesquet, V., Rambold, W. N., Lührs, J., Moreno, C., Gausachs, G., Galvez, R. L., Montes, V., Vucina, T. B., Marin, E., Urrutia, C., Lopez, A., Diggs, S. J., Marchant, C., Ebberts, A. W., Trujillo, C., Bec, M., Trancho, G., McGregor, P., Young, P. J., Colazo, F., and Edwards, M. L. (2014b). Gemini multiconjugate adaptive optics system review - II. Commissioning, operation and overall performance. *MNRAS*, 440:1002–1019.
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., Aumann, H. H., Baud, B., Beichman, C. A., Beintema, D. A., Boggess, N., Clegg, P. E., de Jong, T., Emerson, J. P., Gautier, T. N., Gillett, F. C., Harris, S., Hauser, M. G., Houck, J. R., Jennings, R. E., Low, F. J., Marsden, P. L., Miley, G., Olmon, F. M., Pottasch, S. R., Raimond, E., Rowan-Robinson, M., Soifer, B. T., Walker, R. G., Wesselius, P. R., and Young, E. (1984). The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission. *ApJL*, 278:L1–L6.

- Noriega-Crespo, A. and Garnavich, P. M. (2001). The Optical Proper Motions of HH 7-11 and Cepheus E. *AJ*, 122:3317–3324.
- Noriega-Crespo, A., Morris, P., Marleau, F. R., Carey, S., Boogert, A., van Dishoeck, E., Evans, II, N. J., Keene, J., Muzerolle, J., Stapelfeldt, K., Pontoppidan, K., Lowrance, P., Allen, L., and Bourke, T. L. (2004). A New Look at Stellar Outflows: Spitzer Observations of the HH 46/47 System. *ApJS*, 154:352–358.
- Noriega-Crespo, A. and Raga, A. C. (2012). Spitzer Observations of the HH 1/2 System: The Discovery of the Counterjet. *ApJ*, 750(2):101.
- Ogura, K. (1993). Discovery of two Herbig-Haro objects in the small dark cloud D291.4-0.2 in Carina. *MNRAS*, 262:735–740.
- Olmi, L., Ade, P. A. R., Anglés-Alcázar, D., Bock, J. J., Chapin, E. L., De Luca, M., Devlin, M. J., Dicker, S., Elia, D., Fazio, G. G., Giannini, T., Griffin, M., Gundersen, J. O., Halpern, M., Hargrave, P. C., Hughes, D. H., Klein, J., Lorenzetti, D., Marengo, M., Marsden, G., Martin, P. G., Massi, F., Maukopf, P., Netterfield, C. B., Patanchon, G., Rex, M., Salama, A., Scott, D., Semisch, C., Smith, H. A., Strafella, F., Thomas, N., Truch, M. D. P., Tucker, C., Tucker, G. S., Viero, M. P., and Wiebe, D. V. (2009). The Blast Survey of the Vela Molecular Cloud: Physical Properties of the Dense Cores in Vela-D. *ApJ*, 707:1836–1851.
- Ossenkopf, V. and Henning, T. (1994). Dust opacities for protostellar cores. *A&A*, 291:943–959.
- Palla, F., Brand, J., Comoretto, G., Felli, M., and Cesaroni, R. (1991). Water masers associated with dense molecular clouds and ultracompact H II regions. *A&A*, 246:249–263.
- Parker, Q. A., Phillipps, S., Pierce, M. J., Hartley, M., Hambly, N. C., Read, M. A., MacGillivray, H. T., Tritton, S. B., Cass, C. P., Cannon, R. D., Cohen, M., Drew, J. E., Frew, D. J., Hopewell, E., Mader, S., Malin, D. F., Masheder, M. R. W., Morgan, D. H., Morris, R. A. H., Russeil, D., Russell, K. S., and Walker, R. N. F. (2005). The AAO/UKST SuperCOSMOS H $\alpha$  survey. *MNRAS*, 362:689–710.
- Paron, S., Fariña, C., and Ortega, M. E. (2016). Near-IR imaging toward a puzzling young stellar object precessing jet. *A&A*, 593.
- Perault, M., Omont, A., Simon, G., Seguin, P., Ojha, D., Blommaert, J., Felli, M., Gilmore, G., Guglielmo, F., Habing, H., Price, S., Robin, A., de Batz, B., Cesarsky, C., Elbaz, D., Epchtein, N., Fouque, P., Guest, S., Levine, D., Pollock, A., Prusti, T., Siebenmorgen, R., Testi, L., and Tiphene, D. (1996). First ISOCAM images of the Milky Way. *A&A*, 315:L165–L168.
- Peretto, N. and Fuller, G. A. (2009). The initial conditions of stellar protocluster formation. I. A catalogue of Spitzer dark clouds. *A&A*, 505(1):405–415.
- Pillai, T., Wyrowski, F., Menten, K. M., and Krügel, E. (2006). High mass star formation in the infrared dark cloud G11.11-0.12. *A&A*, 447(3):929–936.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartolo, N., Battaner, E., Benabed, K., Benoît, A., Benoit-Lévy, A., Bernard, J. P., Bersanelli, M., Bielewicz, P., Bonaldi, A., Bonavera, L., Bond, J. R., Borrill, J., Bouchet, F. R., Boulanger, F., Bucher, M., Burigana, C., Butler, R. C., Calabrese, E., Catalano, A., Chamballu, A., Chiang, H. C., Christensen, P. R., Clements, D. L., Colombi, S., Colombo, L. P. L., Combet, C., Couchot, F., Coulais, A., Crill, B. P., Curto, A., Cuttaia, F., Danese, L., Davies, R. D., Davis, R. J., de Bernardis, P., de Rosa, A., de Zotti, G., Delabrouille, J., Désert, F. X., Dickinson, C., Diego, J. M., Dole, H., Donzelli, S., Doré, O., Douspis, M., Ducout,

- A., Dupac, X., Efstathiou, G., Elsner, F., Enßlin, T. A., Eriksen, H. K., Falgarone, E., Fergusson, J., Finelli, F., Forni, O., Frailis, M., Fraise, A. A., Franceschi, E., Frejsel, A., Galeotta, S., Galli, S., Ganga, K., Giard, M., Giraud-Héraud, Y., Gjerløw, E., González-Nuevo, J., Górski, K. M., Gratton, S., Gregorio, A., Gruppuso, A., Gudmundsson, J. E., Hansen, F. K., Hanson, D., Harrison, D. L., Helou, G., Henrot-Versillé, S., Hernández-Monteagudo, C., Herranz, D., Hildebrandt, S. R., Hivon, E., Hobson, M., Holmes, W. A., Hornstrup, A., Hovest, W., Huppenberger, K. M., Hurier, G., Jaffe, A. H., Jaffe, T. R., Jones, W. C., Juvela, M., Keihänen, E., Keskitalo, R., Kisner, T. S., Knoche, J., Kunz, M., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J. M., Lasenby, A., Lattanzi, M., Lawrence, C. R., Leonardi, R., Lesgourgues, J., Levrier, F., Liguori, M., Lilje, P. B., Linden-Vørnle, M., López-Caniego, M., Lubin, P. M., Macías-Pérez, J. F., Maggio, G., Maino, D., Mand olesi, N., Mangilli, A., Marshall, D. J., Martin, P. G., Martínez-González, E., Masi, S., Matarrese, S., Mazzotta, P., McGehee, P., Melchiorri, A., Mendes, L., Mennella, A., Migliaccio, M., Mitra, S., Miville-Deschênes, M. A., Moneti, A., Montier, L., Morgante, G., Mortlock, D., Moss, A., Munshi, D., Murphy, J. A., Naselsky, P., Nati, F., Natoli, P., Netterfield, C. B., Nørgaard-Nielsen, H. U., Noviello, F., Novikov, D., Novikov, I., Oxborrow, C. A., Paci, F., Pagano, L., Pajot, F., Paladini, R., Paoletti, D., Pasian, F., Patanchon, G., Pearson, T. J., Pelkonen, V. M., Perdereau, O., Perotto, L., Perrotta, F., Pettorino, V., Piacentini, F., Piat, M., Pierpaoli, E., Pietrobon, D., Plaszczynski, S., Pointecouteau, E., Polenta, G., Pratt, G. W., Prézeau, G., Prunet, S., Puget, J. L., Rachen, J. P., Reach, W. T., Rebolo, R., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renault, C., Renzi, A., Ristorcelli, I., Rocha, G., Rosset, C., Rossetti, M., Roudier, G., Rubiño-Martín, J. A., Rusholme, B., Sandri, M., Santos, D., Savelainen, M., Savini, G., Scott, D., Seiffert, M. D., Shellard, E. P. S., Spencer, L. D., Stolyarov, V., Sudiwala, R., Sunyaev, R., Sutton, D., Suur-Uski, A. S., Sygnet, J. F., Tauber, J. A., Terenzi, L., Toffolatti, L., Tomasi, M., Tristram, M., Tucci, M., Tuovinen, J., Umama, G., Valenziano, L., Valiviita, J., Van Tent, B., Vielva, P., Villa, F., Wade, L. A., Wandelt, B. D., Wehus, I. K., Yvon, D., Zacchei, A., and Zonca, A. (2016). Planck 2015 results. XXVIII. The Planck Catalogue of Galactic cold clumps. *A&A*, 594:A28.
- Podio, L., Codella, C., Gueth, F., Cabrit, S., Maury, A., Tabone, B., Lefèvre, C., Anderl, S., André, P., Belloche, A., Bontemps, S., Hennebelle, P., Lefloch, B., Maret, S., and Testi, L. (2016). First image of the L1157 molecular jet by the CALYPSO IIRAM-PdBI survey. *A&A*, 593:L4.
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., Feuchtgruber, H., Vandenbussche, B., Rodriguez, L., Krause, O., Renotte, E., van Hoof, C., Saraceno, P., Cepa, J., Kerschbaum, F., Agnèse, P., Ali, B., Altieri, B., Andreani, P., Augeres, J. L., Balog, Z., Barl, L., Bauer, O. H., Belbachir, N., Benedettini, M., Billot, N., Boulade, O., Bischof, H., Blommaert, J., Callut, E., Cara, C., Cerulli, R., Cesarsky, D., Contursi, A., Creten, Y., De Meester, W., Doublier, V., Doumayrou, E., Duband, L., Exter, K., Genzel, R., Gillis, J. M., Grözinger, U., Henning, T., Herreros, J., Huygen, R., Inguscio, M., Jakob, G., Jamar, C., Jean, C., de Jong, J., Katterloher, R., Kiss, C., Klaas, U., Lemke, D., Lutz, D., Madden, S., Marquet, B., Martignac, J., Mazy, A., Merken, P., Montfort, F., Morbidelli, L., Müller, T., Nielbock, M., Okumura, K., Orfei, R., Ottensamer, R., Pezzuto, S., Popesso, P., Putzeys, J., Regibo, S., Reveret, V., Royer, P., Sauvage, M., Schreiber, J., Stegmaier, J., Schmitt, D., Schubert, J., Sturm, E., Thiel, M., Tofani, G., Vavrek, R., Wetzstein, M., Wieprecht, E., and Wierzorrek, E. (2010). The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory. *A&A*, 518:L2.
- Pomarès, M., Zavagno, A., Deharveng, L., Cunningham, M., Jones, P., Kurtz, S., Russeil, D., Caplan, J., and Comerón, F. (2009). Triggered star formation on the borders of the Galactic Hii region RCW 82. *A&A*, 494(3):987–1003.
- Pomohaci, R., Oudmaijer, R. D., and Goodwin, S. P. (2019). A pilot survey of the binarity of Massive Young Stellar Objects with K-band adaptive optics. *MNRAS*, 484:226–238.



- Povich, M. S., Kuhn, M. A., Getman, K. V., Busk, H. A., Feigelson, E. D., Broos, P. S., Townsley, L. K., King, R. R., and Naylor, T. (2013). The MYStIX Infrared-Excess Source Catalog. *ApJS*, 209:31.
- Pravdo, S. H. and Angelini, L. (1995). Emission-Line Pre-Main-Sequence Stars and X-Ray Sources in Orion. *ApJ*, 447:342.
- Preibisch, T., Balega, Y. Y., Schertl, D., and Weigelt, G. (2003). Bispectrum speckle interferometry of the massive protostellar outflow source AFGL 2591. *A&A*, 412:735–743.
- Raga, A. C., Canto, J., and Biro, S. (1993). Ballistic stellar jets from sources with a time-dependent ejection direction. *MNRAS*, 260:163–170.
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., Chambers, E. T., Simon, R., Shipman, R., and Frieswijk, W. (2005). Massive Protostars in the Infrared Dark Cloud MSXDC G034.43+00.24. *ApJL*, 630(2):L181–L184.
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., and Simon, R. (2006). Infrared Dark Clouds: Precursors to Star Clusters. *ApJ*, 641(1):389–405.
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., Zhang, Q., and Simon, R. (2008). Submillimeter Array Observations of Infrared Dark Clouds: A Tale of Two Cores. *ApJ*, 689(2):1141–1149.
- Rathborne, J. M., Simon, R., and Jackson, J. M. (2007). The Detection of Protostellar Condensations in Infrared Dark Cloud Cores. *ApJ*, 662(2):1082–1092.
- Raymond, J. C., Hartigan, P., and Hartmann, L. (1988). Improved Bow Shock Models for Herbig-Haro Objects: Application to HH 2A. *ApJ*, 326:323.
- Reach, W. T., Rho, J., Tappe, A., Pannuti, T. G., Brogan, C. L., Churchwell, E. B., Meade, M. R., Babler, B., Indebetouw, R., and Whitney, B. A. (2006). A Spitzer Space Telescope Infrared Survey of Supernova Remnants in the Inner Galaxy. *AJ*, 131:1479–1500.
- Reipurth, B. (1983). Star formation in BOK globules and low-mass clouds. *A&A*, 117:183–198.
- Reipurth, B. (1985). Herbig-Haro objects and FU Orionis eruptions. The case of HH 57. *A&A*, 143:435–442.
- Reipurth, B. (1989). Herbig-Haro objects in flows from young stars in Orion.. *A&A*, 220:249–268.
- Reipurth, B. and Bally, J. (2001). Herbig-Haro Flows: Probes of Early Stellar Evolution. *ARA&A*, 39:403–455.
- Reipurth, B., Bally, J., and Devine, D. (1997). Giant Herbig-Haro Flows. *AJ*, 114:2708.
- Reipurth, B., Yu, K. C., Heathcote, S., Bally, J., and Rodríguez, L. F. (2000). Hubble Space Telescope NICMOS Images of Herbig-Haro Energy Sources: [Fe II] Jets, Binarity, and Envelope Cavities. *AJ*, 120:1449–1466.
- Reipurth, B., Yu, K. C., Rodríguez, L. F., Heathcote, S., and Bally, J. (1999). Multiplicity of the HH 111 jet source: it Hubble Space Telescope NICMOS images and VLA maps. *A&A*, 352:L83–L86.
- Reiter, M., Kiminki, M. M., Smith, N., and Bally, J. (2017). Proper motions of collimated jets from intermediate-mass protostars in the Carina Nebula. *MNRAS*, 470(4):4671–4697.

- Reiter, M., Smith, N., Kiminki, M. M., and Bally, J. (2015). HH 666: different kinematics from H  $\alpha$  and [Fe II] emission provide a missing link between jets and outflows. *MNRAS*, 450(1):564–574.
- Riaz, B., Briceño, C., Whelan, E. T., and Heathcote, S. (2017). First Large-scale Herbig-Haro Jet Driven by a Proto-brown Dwarf. *ApJ*, 844:47.
- Rieke, G. H. and Lebofsky, M. J. (1985). The interstellar extinction law from 1 to 13 microns. *ApJ*, 288:618–621.
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., Kelly, D. M., Low, F. J., Haller, E. E., Beeman, J. W., Gordon, K. D., Stansberry, J. A., Misselt, K. A., Cadien, J., Morrison, J. E., Rivlis, G., Latter, W. B., Noriega-Crespo, A., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., Hines, D. C., Egami, E., Muzerolle, J., Alonso-Herrero, A., Blaylock, M., Dole, H., Hinz, J. L., Le Floc'h, E., Papovich, C., Pérez-González, P. G., Smith, P. S., Su, K. Y. L., Bennett, L., Frayer, D. T., Henderson, D., Lu, N., Masci, F., Pesenson, M., Rebull, L., Rho, J., Keene, J., Stolovy, S., Wachter, S., Wheaton, W., Werner, M. W., and Richards, P. L. (2004). The Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS). *ApJS*, 154(1):25–29.
- Rosero, V., Hofner, P., Claussen, M., Kurtz, S., Cesaroni, R., Araya, E. D., Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Menten, K. M., Wyrowski, F., Loinard, L., and Ellingsen, S. P. (2016). Weak and Compact Radio Emission in Early High-mass Star-forming Regions. I. VLA Observations. *ApJS*, 227(2):25.
- Rosero, V., Hofner, P., Kurtz, S., Cesaroni, R., Carrasco-González, C., Araya, E. D., Rodríguez, L. F., Menten, K. M., Wyrowski, F., Loinard, L., Ellingsen, S. P., and Molinari, S. (2019). Weak and Compact Radio Emission in Early High-mass Star-forming Regions. II. The Nature of the Radio Sources. *ApJ*, 880(2):99.
- Rosolowsky, E., Dunham, M. K., Ginsburg, A., Bradley, E. T., Aguirre, J., Bally, J., Battersby, C., Cyganowski, C., Dowell, D., Drosback, M., Evans, II, N. J., Glenn, J., Harvey, P., Stringfellow, G. S., Walawender, J., and Williams, J. P. (2010). The Bolocam Galactic Plane Survey. II. Catalog of the Image Data. *ApJS*, 188:123–138.
- Saldaño, H. P., Rubio, M., Cappa, C. E., and Gómez, M. (2019). Molecular clumps towards compact H II regions. *MNRAS*, 487(2):2881–2899.
- Samal, M. R., Deharveng, L., Zavagno, A., Anderson, L. D., Molinari, S., and Russeil, D. (2018). Bipolar H II regions. II. Morphologies and star formation in their vicinities. *A&A*, 617:A67.
- Samal, M. R., Zavagno, A., Deharveng, L., Molinari, S., Ojha, D. K., Paradis, D., Tigé, J., Pandey, A. K., and Russeil, D. (2014). The molecular complex associated with the Galactic H II region Sh2-90: a possible site of triggered star formation. *A&A*, 566:A122.
- Sánchez-Monge, Á., Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Etoke, S., Galli, D., Kumar, M. S. N., Moscadelli, L., Stanke, T., van der Tak, F. F. S., and Vig, S. (2014). A necklace of dense cores in the high-mass star forming region G35.20-0.74 N: ALMA observations. *A&A*, 569:A11.
- Sandqvist, A. (1977). More southern dark dust clouds. *A&A*, 57:467–470.
- Sanhueza, P., Garay, G., Bronfman, L., Mardones, D., May, J., and Saito, M. (2010). Molecular Outflows Within the Filamentary Infrared Dark Cloud G34.43+0.24. *ApJ*, 715:18–32.
- Schirmer, M. (2013). THELI: Convenient Reduction of Optical, Near-infrared, and Mid-infrared Imaging Data. *ApJS*, 209(2):21.

- Schirmer, M., Carrasco, E. R., Pessev, P., Garrel, V., Winge, C., Neichel, B., and Vidal, F. (2015). Gemini Frontier Fields: Wide-field Adaptive Optics K<sub>s</sub>-band Imaging of the Galaxy Clusters MACS J0416.1-2403 and Abell 2744. *ApJS*, 217:33.
- Schuller, F., Menten, K. M., Contreras, Y., Wyrowski, F., Schilke, P., Bronfman, L., Henning, T., Walmsley, C. M., Kreysa, E., Siringo, G., and Weiß, A. (2009). ATLASGAL - The APEX telescope large area survey of the galaxy at 870  $\mu$ m. *A&A*, 504:415–427.
- Schwartz, R. D. (1975). T Tauri nebulae and Herbig-Haro nebulae: evidence for excitation by a strong stellar wind. *ApJ*, 195:631–642.
- Shepherd, D. S., Yu, K. C., Bally, J., and Testi, L. (2000). The Molecular Outflow and Possible Precessing Jet from the Massive Young Stellar Object IRAS 20126+4104. *ApJ*, 535:833–846.
- Shirley, Y. L. (2015). The Critical Density and the Effective Excitation Density of Commonly Observed Molecular Dense Gas Tracers. *PASP*, 127(949):299.
- Shu, F., Najita, J., Galli, D., Ostriker, E., and Lizano, S. (1993). The Collapse of Clouds and the Formation and Evolution of Stars and Disks. In Levy, E. H. and Lunine, J. I., editors, *Protostars and Planets III*, page 3.
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., and Lizano, S. (1994). Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. I. A Generalized Model. *ApJ*, 429:781.
- Shu, F. H., Adams, F. C., and Lizano, S. (1987). Star formation in molecular clouds: observation and theory. *ARA&A*, 25:23–81.
- Simon, R., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., and Chambers, E. T. (2006a). A Catalog of Midcourse Space Experiment Infrared Dark Cloud Candidates. *ApJ*, 639(1):227–236.
- Simon, R., Rathborne, J. M., Shah, R. Y., Jackson, J. M., and Chambers, E. T. (2006b). The Characterization and Galactic Distribution of Infrared Dark Clouds. *ApJ*, 653(2):1325–1335.
- Smith, H. A., Hora, J. L., Marengo, M., and Pipher, J. L. (2006). Outflows from Massive Young Stellar Objects as Seen with the Infrared Array Camera. *ApJ*, 645:1264–1271.
- Stahler, S. W. and Palla, F. (2005). *The Formation of Stars*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- Stahler, S. W., Palla, F., and Ho, P. T. P. (2000). The Formation of Massive Stars. In Mannings, V., Boss, A. P., and Russell, S. S., editors, *Protostars and Planets IV*, pages 327–352.
- Stanke, T., McCaughrean, M. J., and Zinnecker, H. (1999). HH 46/47: Also a parsec scale flow. *A&A*, 350:L43–L46.
- Stanke, T., McCaughrean, M. J., and Zinnecker, H. (2002). An unbiased H<sub>2</sub> survey for protostellar jets in Orion A. II@. The infrared survey data. *A&A*, 392:239–266.
- Steppe, H. (1977). RGU photometry of eight open clusters near eta Carinae: NGC 3572, NGC 3590, Tr 18, Tr 17, Ru 92, Ru 93, Stock 13 and Ba 17. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 27:415–427.
- Stock, D. J., Choi, W. D. Y., Moya, L. G. V., Otaguro, J. N., Sorkhou, S., Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., and Peeters, E. (2016). Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission in Spitzer/IRS Maps. I. Catalog and Simple Diagnostics. *ApJ*, 819(1):65.

- Strafella, F., Elia, D., Campeggio, L., Giannini, T., Lorenzetti, D., Marengo, M., Smith, H. A., Fazio, G., De Luca, M., and Massi, F. (2010). The Spitzer-IRAC Point-source Catalog of the Vela-D Cloud. *ApJ*, 719:9–27.
- Targon, C. G., Rodrigues, C. V., Cerqueira, A. H., and Hickel, G. R. (2011). Correlating the Interstellar Magnetic Field with Protostellar Jets and Its Sources. *ApJ*, 743:54.
- Terebey, S., Shu, F. H., and Cassen, P. (1984). The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds. *ApJ*, 286:529–551.
- Terquem, C., Eisloffel, J., Papaloizou, J. C. B., and Nelson, R. P. (1999). Precession of Collimated Outflows from Young Stellar Objects. *ApJL*, 512:L131–L134.
- Tielens, A. G. G. M. and Hollenbach, D. (1985). Photodissociation regions. I. Basic model. *ApJ*, 291:722–746.
- Tóth, L. V., Marton, G., Zahorecz, S., Balázs, L. G., Ueno, M., Tamura, M., Kawamura, A., Kiss, Z. T., and Kitamura, Y. (2014). The AKARI Far-Infrared Surveyor young stellar object catalog. *PASJ*, 66:17.
- Tsinganos, K., Ray, T., and Stute, M. (2009). Protostellar Jets in Context. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 13.
- Urquhart, J. S., Csengeri, T., Wyrowski, F., Schuller, F., Bontemps, S., Bronfman, L., Menten, K. M., Walmsley, C. M., Contreras, Y., Beuther, H., Wienen, M., and Linz, H. (2014). ATLASGAL - Complete compact source catalogue:  $280^\circ < \ell < 60^\circ$ . *A&A*, 568:A41.
- Valdettaro, R., Migenes, V., Trinidad, M. A., Brand, J., and Palla, F. (2008). High-Resolution H<sub>2</sub>O Maser Observations toward IRAS Sources in Bright-Rimmed Clouds. *ApJ*, 675(2):1352–1360.
- Varricatt, W. P. (2011). A parsec-scale outflow from the luminous YSO IRAS 17527-2439. *A&A*, 527:A97.
- Vassilev, V., Meledin, D., Lapkin, I., Belitsky, V., Nyström, O., Henke, D., Pavolotsky, A., Monje, R., Risacher, C., Olberg, M., Strandberg, M., Sundin, E., Fredrixon, M., Ferm, S. E., Desmaris, V., Dochev, D., Pantaleev, M., Bergman, P., and Olofsson, H. (2008). A Swedish heterodyne facility instrument for the APEX telescope. *A&A*, 490:1157–1163.
- Vazzano, M. M. (2018). *Estudio multiespectral de regiones de formación estelar*. PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata.
- Walawender, J., Reipurth, B., and Bally, J. (2009). Multiple Outflows and Protostars in Barnard 1. II. Deep Optical and Near-Infrared Images. *AJ*, 137(2):3254–3262.
- Walker, C. K., Adams, F. C., and Lada, C. J. (1990). 1.3 Millimeter Continuum Observations of Cold Molecular Cloud Cores. *ApJ*, 349:515.
- Walsh, A. J., Hyland, A. R., Robinson, G., and Burton, M. G. (1997). Studies of ultracompact HII regions - I. Methanol maser survey of IRAS-selected sources. *MNRAS*, 291:261–278.
- Walsh, A. J., Purcell, C. R., Longmore, S. N., Breen, S. L., Green, J. A., Harvey-Smith, L., Jordan, C. H., and Macpherson, C. (2014). Accurate water maser positions from HOPS. *MNRAS*, 442:2240–2252.
- Wang, Y., Zhang, Q., Rathborne, J. M., Jackson, J., and Wu, Y. (2006). Water Masers Associated with Infrared Dark Cloud Cores. *ApJL*, 651:L125–L128.

- Ward-Thompson, D., Buckley, H. D., Greaves, J. S., Holland, W. S., and André, P. (1996). Evidence for protostellar infall in NGC 1333-IRAS 2. *MNRAS*, 281(3):L53–L56.
- Watson, C., Povich, M. S., Churchwell, E. B., Babler, B. L., Chunev, G., Hoare, M., Indebetouw, R., Meade, M. R., Robitaille, T. P., and Whitney, B. A. (2008). Infrared Dust Bubbles: Probing the Detailed Structure and Young Massive Stellar Populations of Galactic H II Regions. *ApJ*, 681:1341–1355.
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., Rieke, G. H., Rieke, M., Hoffmann, W. F., Young, E., Houck, J. R., Brandl, B., Fazio, G. G., Hora, J. L., Gehrz, R. D., Helou, G., Soifer, B. T., Stauffer, J., Keene, J., Eisenhardt, P., Gallagher, D., Gautier, T. N., Irace, W., Lawrence, C. R., Simmons, L., Van Cleve, J. E., Jura, M., Wright, E. L., and Cruikshank, D. P. (2004). The Spitzer Space Telescope Mission. *ApJS*, 154(1):1–9.
- Whelan, E. T., Riaz, B., and Rouzé, B. (2018). The near-infrared outflow and cavity of the proto-brown dwarf candidate ISO-Oph 200. *A&A*, 610:L19.
- Whitworth, A. P., Bhattal, A. S., Chapman, S. J., Disney, M. J., and Turner, J. A. (1994). The Preferential Formation of High-Mass Stars in Shocked Interstellar Gas Layers. *MNRAS*, 268:291.
- Wiling, B. A., Mundy, L. G., Blackwell, J. H., and Howe, J. E. (1989). A Millimeter-Wave Spectral Line and Continuum Survey of Cold IRAS Sources. *ApJ*, 345:257.
- Wolfire, M. G. and Cassinelli, J. P. (1987). Conditions for the Formation of Massive Stars. *ApJ*, 319:850.
- Wood, D. O. S. and Churchwell, E. (1989). The Morphologies and Physical Properties of Ultra-compact H II Regions. *ApJS*, 69:831.
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., Ressler, M. E., Cutri, R. M., Jarrett, T., Kirkpatrick, J. D., Padgett, D., McMillan, R. S., Skrutskie, M., Stanford, S. A., Cohen, M., Walker, R. G., Mather, J. C., Leisawitz, D., Gautier, III, T. N., McLean, I., Benford, D., Lonsdale, C. J., Blain, A., Mendez, B., Irace, W. R., Duval, V., Liu, F., Royer, D., Heinrichsen, I., Howard, J., Shannon, M., Kendall, M., Walsh, A. L., Larsen, M., Cardon, J. G., Schick, S., Schwalm, M., Abid, M., Fabinsky, B., Naes, L., and Tsai, C.-W. (2010). The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance. *AJ*, 140:1868–1881.
- Wu, P.-F., Takakuwa, S., and Lim, J. (2009). Multiple Bipolar Molecular Outflows from the L1551 IRS5 Protostellar System. *ApJ*, 698(1):184–197.
- Yamaguchi, N., Mizuno, N., Saito, H., Matsunaga, K., Mizuno, A., Ogawa, H., and Fukui, Y. (1999). A Study of Dense Molecular Gas and Star Formation toward the Vela Molecular Ridge with NANTEN. *PASJ*, 51:775–790.
- Yang, A. Y., Thompson, M. A., Urquhart, J. S., and Tian, W. W. (2018). Massive Outflows Associated with ATLASGAL Clumps. *ApJS*, 235:3.
- Yorke, H. W. (2004). Theory of Formation of Massive Stars via Accretion. In Burton, M. G., Jayawardhana, R., and Bourke, T. L., editors, *Star Formation at High Angular Resolution*, volume 221, page 141.
- Yorke, H. W. and Sonnhalter, C. (2002). On the Formation of Massive Stars. *ApJ*, 569(2):846–862.
- Zhang, M. and Wang, H. (2009). Outflows in  $\rho$  Ophiuchi as Seen with the Spitzer Infrared Array Camera. *AJ*, 138(6):1830–1845.

- Zhou, S., Evans, Neal J., I., Koempe, C., and Walmsley, C. M. (1993). Evidence for Protostellar Collapse in B335. *ApJ*, 404:232.
- Zhou, S. and Evans, II, N. J. (1994). Kinematic Signatures of Protostellar Collapse. In Clemens, D. P. and Barvainis, R., editors, *Clouds, Cores, and Low Mass Stars*, volume 65 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 183.
- Zinnecker, H. and Yorke, H. W. (2007). Toward Understanding Massive Star Formation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 45:481–563.