



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO  
EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

**INSTITUTO DE ASTRONOMÍA**

**OBSERVACIONES INTERFEROMÉTRICAS  
MILIMÉTRICAS Y SUBMILIMÉTRICAS  
EN LA REGIÓN DE FORMACIÓN  
DE ESTRELLAS DE ALTA MASA  
IRAS 18162-2048**

**TESIS**

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

**DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

**P R E S E N T A:**

**Manuel Fernández López**

DIRECTOR DE TESIS:

**Salvador Curiel Ramírez**



Ciudad Universitaria, México D.F.

2011



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## **Agradecimientos**

Quiero agradecer en primer lugar a México, país que me brindó la oportunidad de continuar mis estudios, en un momento muy singular de mi vida. También a la UNAM y al CONACyT, por el apoyo económico recibido a lo largo de mi etapa como doctorando.

Agradezco a todos mis maestros, en especial a don Emilio Fernández, pues sin sus consejos, paciencia y dedicación a lo largo de los años, nunca podría haber comprendido que a las ciencias les lleva su tiempo, a don Manuel Benito, por los trucos matemáticos, a don Jorge Cantó, ya que gracias a la lectura de sus artículos me incliné al estudio de la formación de las estrellas, a don Josep Miquel Girart, por su hospitalidad y su muy valiosa ayuda para conmigo y con mi trabajo, a don Salvador Curiel, por mostrarme el camino para ser un investigador honrado y dedicado y por todas las horas de trabajo y consejos ofrecidos estos años. También quiero mencionar a las personas que han colaborado conmigo en la publicación de los artículos: Yolanda Gómez, Nimesh Patel y Paul Ho. A los tres les estoy muy agradecido.

Agradezco también a todos mis amigos. Los de la licenciatura en Zaragoza (“el Mariano” y “el Rubén”, que me explicaban una y otra vez) y en Madrid (a veces extraño las discusiones de física cuántica con “el Pelos”, Lucas, “el Tachu” y “el Deivid”). A mis compañeros de piso de Madrid, el ingeniero “Dani-bot” y el geofísico Daniel García (también a “Jose”, Eva y “al Pequeñín”). A mis amigos de México: Santini, Olga, Martín, Sara y Camila, y a todos los que he conocido en el IA, en especial a Paolo, Giovani, Primoz, Alenka (y Alenko), Augusto, Bernardo, Russland, Aldebarán y Pablo. A los que he conocido en los viajes por el mundo: los chicos de Barcelona (gracias a Felipe, Álvaro, Gemma, Josep María, Pau y Aina), a Luis Zapata, por sus discusiones acerca de la formación de estrellas masivas, a Zach Gazak, por enseñarme el SMA, a Oscar Morata, Izaskun Jiménez, Itziar de Gregorio, Álvaro Hacar y Daniel Tafolla. A mis amigos del “Santa” y a mis amigos de Logroño, que son mi patria chica.

Quiero hacer un reconocimiento muy muy especial a mi familia. A mi padre, Emilio y a mi madre, Merche, que son los mejores padres que se puedan tener. A mi hermana Blanca, de la que aún a veces extraño su calidez, cercanía, sus buenos consejos y conversaciones. A mi abuela Mari... qué te voy a decir, abuela. A mi primo Richi y a mi tía Eli. Al resto de mis primos y tíos. También le agradezco a mi nueva familia de la Argentina: a Máximo y a Renée, a Javier, con el que comparto siempre buenas pláticas, María y Sara; a Ariel, que siempre está de buen humor, Romina y Fausto. A Vilma.

Todo este trabajo no hubiera sido capaz de hacerlo sin los mates de mi Rebeca y las pícaras sonrisas de mi peque, Elisa. Ellas siempre estuvieron cuando las necesité. Para ellas dos, mi vida.

*No quería componer otro Quijote -lo cual es fácil- sino “el Quijote”.  
Inútil agregar que no encaró nunca una transcripción mecánica del original;  
no se proponía copiarlo.*

*Su admirable ambición era producir unas páginas que coincidieran  
-palabra por palabra y línea por línea- con las de Miguel de Cervantes.*

*Jorge Luis Borges, Ficciones*

*Knowledge will forever govern ignorance,  
and a people who mean to be their own Governors,  
must arm themselves with the power knowledge gives.*

*James Madison*

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Nubes moleculares gigantes y núcleos densos . . . . .	1
1.2. Formación de estrellas de baja masa . . . . .	4
1.3. Formación de estrellas de alta masa . . . . .	8
1.3.1. ¿Qué es una estrella de alta masa? . . . . .	8
1.3.2. Evolución de las protoestrellas de alta masa . . . . .	12
1.3.3. Problemas teóricos para entender la formación de estrellas de alta masa .	14
1.3.4. El problema de la presión de radiación . . . . .	16
1.3.5. El problema de la creación de regiones HII. Presión térmica. . . . .	20
1.3.6. Problemas observacionales en el estudio de la formación de estrellas de alta masa. . . . .	21
1.4. Observaciones de protoestrellas de alta masa . . . . .	24
1.4.1. Procesos de emisión involucrados . . . . .	24
1.4.2. Exploraciones en busca de regiones de formación de estrellas masivas . .	26
1.4.3. Gas en caída libre hacia una protoestrella . . . . .	26
1.4.4. Discos circunestelares . . . . .	28
1.4.5. Jets térmicos y flujos moleculares . . . . .	35

1.4.6. Caracterizando las protoestrellas . . . . .	39
<b>2. Estudio detallado de la región IRAS 18162–2048</b>	<b>41</b>
2.1. La nube molecular gigante L291 . . . . .	41
2.2. IRAS 18162–2048 y su núcleo denso . . . . .	43
2.3. Jets y flujos moleculares en la región . . . . .	45
2.4. Formación de estrellas en la región . . . . .	50
2.5. Observaciones con el SMA . . . . .	51
<b>3. Emisión de continuo en IRAS 18162–2048</b>	<b>55</b>
3.1. Introducción . . . . .	57
3.2. Observaciones . . . . .	58
3.3. Resultados y análisis . . . . .	61
3.4. Discusión . . . . .	65
3.5. Conclusiones . . . . .	67
3.6. Apéndice . . . . .	67
<b>4. Emisión espectral en IRAS 18162–2048</b>	<b>71</b>
4.1. Introducción . . . . .	73
4.2. Observaciones . . . . .	77
4.3. Resultados . . . . .	77
4.4. Análisis . . . . .	79
4.5. Discusión . . . . .	81
4.6. Conclusiones . . . . .	83

<b>5. Discusión general</b>	<b>85</b>
5.1. Resultados de la investigación en IRAS 18162–2048 . . . . .	85
5.2. Comparación con las regiones de formación de estrellas masivas más cercanas . .	88
<b>6. Trabajos futuros</b>	<b>93</b>
6.1. Estudio de polarización con alta resolución angular en IRAS 18162–2048 . . . . .	93
6.2. Flujos moleculares en Cefeo A . . . . .	95
6.3. El interior molecular del disco en IRAS 18162–2048 . . . . .	97
6.4. Rotación en jets y flujos moleculares . . . . .	97
6.5. Detección posibles protoestrellas de alta masa en el hemisferio sur . . . . .	98
6.6. Formación y aceleración del polvo en IRC+10216 . . . . .	99
<b>A. El efecto de la atmósfera en la interferometría milimétrica</b>	<b>101</b>
A.1. Introducción: . . . . .	101
A.2. Problemática: . . . . .	102
A.2.1. Efecto de la atmósfera en la fase de un interferómetro. Descripción general.	102
A.2.2. Variaciones de fase debidas a la troposfera . . . . .	105
A.2.3. Efectos del ruido en la fase debido a la troposfera . . . . .	107
A.3. Técnicas de reducción del ruido troposférico . . . . .	108
A.4. Transferencia de fase . . . . .	112
<b>B. La nueva generación de interferómetros</b>	<b>119</b>
B.1. EVLA . . . . .	120
B.1.1. ¿Qué hay de nuevo en el EVLA? . . . . .	120

B.1.2.	Configuración de antenas en el EVLA . . . . .	121
B.1.3.	Bandas de frecuencia . . . . .	121
B.1.4.	El correlador WIDAR . . . . .	122
B.1.5.	Experimentos de continuo y de línea en bandas C, K y Q . . . . .	123
B.2.	ALMA . . . . .	127
B.2.1.	ALMA en su fase 0 o fase de “ciencia temprana” . . . . .	128
B.2.2.	ALMA en su fase final . . . . .	129
B.2.3.	Capacidad espectral de ALMA . . . . .	130
B.3.	CARMA . . . . .	131
<b>C.</b>	<b>Telescopios y unidades</b>	<b>135</b>



## Resumen

El presente trabajo pretende aportar nuevas evidencias, a través del estudio observacional de una región cercana, de los procesos de formación de las estrellas masivas (aquellas con más de  $\sim 8 M_{\odot}$ ). Para ello se han analizado las observaciones milimétricas y submilimétricas llevadas a cabo con el *Submillimeter Array* (SMA) sobre IRAS 18162–2048. Estas observaciones, obtenidas con una resolución angular por debajo del segundo de arco, han revelado la existencia de un posible disco de acreción en rotación, muy masivo, en torno a una de las protoestrellas detectadas en la región. A continuación se hace un resumen más extenso de la problemática en torno a la formación de las estrellas masivas, así como de los objetivos y los logros del trabajo.

La formación de las estrellas es una de las principales áreas de investigación de la astrofísica contemporánea. Entender cómo se forman las estrellas, ayudará a entender cómo se forman los planetas, y, en última instancia, cómo se formó la Tierra. Sin embargo, no todas las estrellas tienen las características del Sol. Algunas tienen masas decenas de veces mayores que la del Sol. La forma en la que estas estrellas interactúan con el medio interestelar es mucho más violenta y el alcance de esta interacción puede ser mucho mayor que el de las estrellas de baja masa.

Las estrellas masivas son responsables de algunos de los fenómenos más espectaculares que se pueden observar en una galaxia. Tras su nacimiento, estas estrellas disocian las moléculas de las nubes a partir de las que se formaron, producen regiones de gas ionizado, dada su extraordinaria y muy energética luminosidad, a través de sus vientos modelan el medio interestelar, generando turbulencia a gran escala e impulsando, en ocasiones, la formación de nuevas generaciones de estrellas. Además, las estrellas masivas pueden terminar su vida con una explosión de supernova. Es éste un fenómeno que tal vez podríamos calificar como decisivo, pues produce elementos químicos pesados que son transferidos al medio interestelar y libera grandes cantidades de energía en forma de rayos cósmicos. Asimismo, una explosión de supernova inyecta energía mecánica en el medio interestelar y puede formar finalmente un agujero negro, que impactará de forma importante en la dinámica del gas y de los objetos relativamente cercanos. Comprender las condiciones necesarias para la formación de este tipo de estrellas y su evolución durante las primeras etapas de su vida, es pues una importante tarea, dada su capacidad para modificar el medio ambiente galáctico.

El paradigma teórico actual de la formación estelar parece explicar con un éxito relativo la formación de las estrellas de baja masa. Este paradigma consiste en lo siguiente. En el interior de una nube molecular gigante (a escala de parsecs) se comienzan a generar algunos grumos por la acción de la gravedad del gas mismo de la nube o gracias a la mediación de algún mecanismo dinámico externo (explosión de supernova, colisión entre nubes moleculares, etc). Estos grumos dan lugar a los denominados núcleos densos (escalas de  $\sim 10^4$  AU), que pueden a su vez generar varias protoestrellas (sistemas múltiples). Un núcleo denso, en un momento dado, comienza a colapsar gravitacionalmente (por ejemplo, al perder soporte magnético mediante procesos de di-

fusión ambipolar), formando un núcleo pre-estelar, que cuenta con una envoltura de gas y polvo en caída hacia un disco circunestelar recién formado, desde el cual se transfiere material hacia la protoestrella. En esta etapa, comienza a eyectarse un flujo bipolar que escapa por los polos rotacionales del sistema. Después de  $\sim 10^6$  años, la envoltura de gas y polvo ha sido prácticamente engullida por completo por la protoestrella, que ahora posee un disco circunestelar bien definido y con un tamaño de unas 100 AU. Se piensa que son estos discos circunestelares la cuna de los sistemas planetarios que aparecen alrededor de  $\sim 10^7$  años después de haberse iniciado el colapso del núcleo denso.

Este paradigma no ha podido ser extendido a las estrellas más masivas. El estudio teórico de estas estrellas ha estado jalonado de aparentes paradojas y dificultades. Desde la década de los 70, se han propuesto varios mecanismos teóricos mediante los que podrían formarse las estrellas de alta masa. En primer lugar, se pensó que se podrían formar por medio de acreción, de igual modo que las estrellas de baja masa. Sin embargo, algunos autores llegaron a la conclusión de que al aumentar su masa, una protoestrella de unas  $8 M_{\odot}$  aún en fase de acreción, podría generar una luminosidad suficiente como para que la presión ejercida por su propia radiación revirtiera el flujo de acreción, deteniendo así el ulterior crecimiento de la protoestrella (puesto que cuando una estrella de esta masa llega a la secuencia principal, sufre luego pulsaciones y eventos de pérdida de masa). Surgieron entonces una serie de propuestas teóricas que evitaban este problema. En primer lugar, se propuso que las protoestrellas masivas debían tener tasas de acreción muy altas, con un ritmo suficientemente alto como para evitar el problema de la presión de radiación. Para obtener tasas de acreción más grandes se ha propuesto por ejemplo, que los distintos fragmentos dentro de un núcleo denso podrían estar interactuando gravitatoriamente con el gas de la nube molecular, en lo que se conoce como escenario de acreción competitiva. Una propuesta que lleva este último escenario hasta su límite es la fusión de varias protoestrellas de baja masa para formar una masiva. Por último, se ha propuesto también que las protoestrellas podrían seguir acreciendo incluso después de formada una región H II compacta a su alrededor, si la cantidad de material en el disco de acreción es suficiente para apantallar la radiación y no detener el proceso.

Aunque las paradojas y problemas teóricos surgidos en el ámbito de la formación de estrellas masivas se han superado con una u otra hipótesis a lo largo de estas últimas tres décadas, las observaciones aún no han sido capaces de aportar evidencias definitivas que apoyen alguno de los escenarios propuestos. El estudio observacional de estos objetos supone un reto a nivel tecnológico. Algunos de los principales problemas que dificultan el estudio observacional de las estrellas masivas son los siguientes:

- Su menor número en comparación con las estrellas de baja masa.
- Su rápida evolución (algunos  $10^5$  años hasta llegar a la secuencia principal).
- El hecho de encontrarse a mayores distancias que las estrellas de baja masa ( $\gtrsim 1$  kpc).

- Estar muy embebidas en los núcleos moleculares densos (por lo que son invisibles a observaciones de telescopios ópticos).
- El hecho de que no se formen en forma aislada, sino formando pequeños cúmulos protoestelares, lo que dificulta la interpretación de las regiones (por ejemplo múltiples flujos o sistemas múltiples con posibles interacciones gravitatorias, entre otros).
- La naturaleza destructiva en su interacción con el medio ambiente (por medio, por ejemplo, de poderosos vientos moleculares, o a través de la formación de regiones H II), que “elimina” posibles evidencias de las etapas más tempranas.

Afortunadamente, los avances tecnológicos han abierto la posibilidad de estudiar estas nubes moleculares mediante observación directa a longitudes de onda infrarrojas, (sub)milimétricas y radio. También se ha mejorado la capacidad de resolución espacial de los telescopios, con el apoyo fundamental de las técnicas de interferometría. Así, se ha llegado a un primer esbozo de una posible secuencia evolutiva para las estrellas de alta masa, que suele presentarse en los congresos internacionales referentes a este tema, aunque no haya evidencias concluyentes de su veracidad. La secuencia es como sigue:

- Condensación de núcleos densos en una nube molecular gigante (con densidades de  $n(\text{H}_2) \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  y masas del orden de  $10^5 M_\odot$ ).
- Fase de núcleo desprovisto de estrella ( $n(\text{H}_2) \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10 - 15 \text{ K}$ ). Estos núcleos se han observado en las nubes oscuras infrarrojas (IRDCs). En este período en el que se comienza a formar la protoestrella, se espera que aparezca también un flujo bipolar.
- Fase de núcleo molecular caliente (HMC), dentro del que ya hay una protoestrella que calienta el gas de sus inmediaciones, mecanismo por el cual se produce un gran número de moléculas distintas que pueden ser detectadas en sus inmediaciones ( $n(\text{H}_2) \sim 10^5 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 100 \text{ K}$ ). Al final de esta fase, se espera que se forme una región H II (primero hipercompacta y luego ultracompacta).
- Fase en la que la emisión es dominada por una región H II.

El presente trabajo se ha centrado en el estudio de la formación de las estrellas masivas a partir de observaciones en la banda (sub)milimétrica de una fuente galáctica: IRAS 18162–2048. Esta fuente es una de las pocas protoestrellas de alta masa cuya distancia es menor a 2 kpc. Dada su cercanía a la Tierra, su estudio abre la posibilidad de realizar un análisis a escalas espaciales de menos de 1000 AU. Sólo se han encontrado unas cinco o seis protoestrellas tan cercanas con luminosidades de  $\gtrsim 10^4 L_\odot$ , por lo que IRAS 18162–2048 es una fuente ideal para este tipo de estudios. El objetivo del trabajo: detectar y caracterizar un disco de acreción, que se pensaba

podría tener un tamaño similar al de algunas de las estructuras observadas en otras protoestrellas de alta masa (de miles de AU de diámetro). La detección de un disco circunestelar alrededor de una protoestrella masiva apoyaría la hipótesis de que estos objetos se forman por procesos de acreción de forma análoga a lo que ocurre con las estrellas de baja masa.

Con las observaciones llevadas a cabo en IRAS 18162–2048 se pudo estudiar en detalle un caso muy especial de formación de estrellas masivas. IRAS 18162–2048 es una fuente no muy lejana (1.7 kpc), asociada con un radio jet muy colimado y veloz, de gran extensión (el jet tiene más de 5 pc de largo y viaja a velocidades de entre 500 y 1000 km s<sup>-1</sup>). Estas características, junto con la geometría de la región, hacían pensar que usando la resolución angular máxima del SMA se podría resolver la emisión de un hipotético disco que se intuía podía estar orientado de canto, en torno a una protoestrella masiva. Los resultados obtenidos en este estudio se presentan en los capítulos 3 y 4. A continuación se resumen los más importantes.

Las observaciones del SMA muestran la región central del núcleo denso número 6 de la nube molecular gigante L291, en el que se encuentra el sistema HH 80–81 y HH 80N. La emisión de C<sup>17</sup>O (2-1) en esta región es alargada, se extiende en dirección casi este–oeste, tiene un tamaño de 0.2 pc × 0.1 pc, y parece estar trazando la parte con mayor densidad columnar del núcleo denso número 6. En la parte central del núcleo denso se está produciendo la formación de varias estrellas de alta masa.

El resultado más importante extraído del análisis de los datos de continuo a 1.36 mm es el hecho de que MM1, la fuente que coincide con la posición del radio jet, sea compacta, con un límite superior para su radio de unas 150 AU. En primer lugar, encontrar emisión térmica de polvo en esta posición es algo muy significativo, ya que sugiere la existencia de un disco de acreción. Todo el análisis posterior referente a la emisión de polvo de MM1 parece estar en sintonía con esta hipótesis: la temperatura es de unos 109 K, el índice de opacidad del polvo de 0.53 (posible evidencia de la existencia de granos de polvo “grandes”), su densidad de casi 2×10<sup>9</sup> cm<sup>-3</sup> y su masa cercana a las 4 M<sub>⊙</sub>. ¿Corresponderá entonces la emisión compacta de MM1 con la emisión de un disco circunestelar? Los datos de la emisión de continuo sugieren que un posible escenario sería la presencia de un disco muy compacto (R<150 AU) y masivo rodeado de una envolvente (R~1800 AU) que también emite en (sub)mm.

Sin embargo, la detección de la emisión de polvo en torno a la fuente IRAS 18162–2048, no es una evidencia concluyente para afirmar la existencia de un disco. Más aún cuando esta emisión no está resuelta y no se tiene información de su morfología. En el capítulo 4 se reportan evidencias adicionales que parecen apoyar la hipótesis del disco. En efecto, el estudio de la emisión de varias transiciones de SO<sub>2</sub> en la posición de MM1 muestra una estructura molecular elongada en dirección casi perpendicular al eje del radio jet térmico (ángulo de posición de 21°). Esta estructura molecular tiene un radio de unas 800 AU y un ángulo de posición de entre 110° y

140°. El análisis cinemático de la emisión de SO<sub>2</sub> muestra un gradiente de velocidad evidente en dirección perpendicular al eje del radio jet. La emisión desplazada al azul se ve hacia el sureste y la desplazada al rojo se ve hacia el noroeste. Este comportamiento se corresponde con el patrón esperado para una estructura en rotación con un espín orientado hacia el norte. El análisis de la emisión de las líneas de SO<sub>2</sub> refuerza la evidencia de la existencia de un disco circunestelar en IRAS 18162–2048.

Por lo que se conoce del estudio de otras protoestrellas de alta masa, es probable que la emisión de SO<sub>2</sub>, con niveles de energía superiores de entre 90 y 150 K, esté trazando sólo regiones externas de un disco circunestelar. Esto explicaría la inexistencia de comportamiento kepleriano en los diagramas posición–velocidad. Sería deseable pues, investigar la emisión de transiciones moleculares de alta excitación para acceder a las regiones más cercanas a la protoestrella (bajo la suposición razonable de que la temperatura y la densidad decrecen al alejarse de la posición central en la que se encuentran la o las protoestrellas). No obstante, a la luz de estos resultados, es difícil imaginar un escenario distinto al de un disco de acreción de gas y polvo en torno a IRAS 18162–2048.

Además de MM1, se detectó una segunda fuente de continuo (sub)milimétrico: MM2. Al hacer observaciones con el SMA en distintas configuraciones, se obtuvieron mapas con distintas resoluciones angulares, y estos mapas muestran que tanto MM1 como MM2 están compuestas cada una por una envolvente extensa (detectada en los mapas de baja resolución angular) y otra más compacta (detectada en el mapa de alta resolución angular). A partir de la emisión de polvo se pudo estimar la masa, el tamaño y la densidad de las componentes extensa y compacta en ambas fuentes. En MM1 se observó que la componente compacta domina la emisión, y por tanto es más masiva (4 M<sub>⊙</sub>) que la componente extensa (1.5 M<sub>⊙</sub>). En MM2, por el contrario, es la componente extendida la que presenta mayor emisión, siendo su masa (14.9 M<sub>⊙</sub>) mucho mayor que la masa de las dos fuentes compactas (3.6 M<sub>⊙</sub>) en las que se resuelve la envolvente de esta fuente al observar con alta resolución angular. Este hecho, unido a otras evidencias detalladas en el capítulo 3, sugiere que MM1 y MM2 están en etapas evolutivas diferentes, siendo MM2 más joven que MM1.

Por otro lado, los resultados sugieren que MM2 es posiblemente un sistema muy joven en el que se están formando estrellas de alta masa. La componente este de MM2 está asociada con una débil fuente de radio continuo, un máser de agua y un flujo molecular joven, por lo que es muy probable que en su interior se haya formado ya una protoestrella. La componente oeste, situada a unas 1700 AU, no tiene contrapartida en otras longitudes de onda y es posiblemente un núcleo de gas y polvo en un estadio previo a la formación de una estrella. El estudio molecular expuesto en el capítulo 4 revela que MM2 carece de emisión molecular intensa, por lo que no se pudo analizar la química ni la cinemática asociada con esta fuente.

Además de MM1 y MM2, la región central de IRAS 18162–2048 incluye una tercera posible protoestrella de alta masa: MC. En su posición (unas 5000 AU al noroeste de MM2) se había

detectado la emisión de una gran cantidad de moléculas por lo que se pensó que era un núcleo molecular caliente. Sin embargo, los mapas de la emisión de continuo (sub)mm no muestran emisión asociada con esta fuente, lo que unido a su baja temperatura (45 K), hace difícil que sea un núcleo molecular caliente (*hot core*), o incluso un *hot corino* (que sería el equivalente de baja masa de un *hot core*). La emisión de H<sub>2</sub>CO y SO en la posición de MC (capítulo 4) muestra un perfil de línea con una componente angosta (de unos 2–3 km s<sup>-1</sup> de ancho) y un ala extensa que se extiende hasta 30 km s<sup>-1</sup>. Estos perfiles indican la presencia de gas chocado. La presencia de un máser de metanol de clase I (este tipo de máseres está asociado con el gas presente en los choques de los flujos moleculares) en las inmediaciones de MC, así como la disposición espacial del flujo eyectado desde MM2, sugieren que los perfiles de línea observados podrían originarse en la zona de interacción entre un núcleo molecular denso y un flujo molecular (posiblemente eyectado desde MM2). Se da la circunstancia de que MC está en una posición que coincide con la de la pared este de la cavidad excavada por el radio jet térmico. Esto abre una nueva posibilidad: que MC pueda formar parte del gas acumulado en las paredes de dicha cavidad.

En resumen, las observaciones realizadas con el SMA nos permitieron caracterizar algunas propiedades físicas de MM1 y MM2, que consisten en dos envolventes masivas de gas y polvo, dentro de las cuales parece que se están formando estrellas de alta masa. MM1 podría estar acretando el material de un disco masivo y compacto en rotación en torno a la posición central, mientras que MM2, en una etapa menos evolucionada, está dividida en dos componentes que podrían estar ligadas gravitatoriamente. La distancia proyectada entre MM1 y MM2 es de unas 12000 AU, lo que hace muy improbable que estén ligadas gravitacionalmente. Sin embargo, las dos protoestrellas están dentro de un núcleo denso de grandes dimensiones y tienen asociados sendos flujos moleculares, que podrían estar interactuando en la región de MC.

El presente trabajo está estructurado como sigue. En el capítulo 1 se presenta una introducción a la formación estelar, que comienza con un repaso de los conceptos de nube molecular y núcleo denso, para luego esbozar el modelo estándar de formación de estrellas de baja masa e introducir los problemas teóricos y observacionales que se presentan en la comprensión de los procesos de formación de estrellas masivas. Dentro de este primer capítulo se dedica también una sección a presentar el tipo de trabajos observacionales (preferentemente trabajos interferométricos en longitudes de onda milimétricas y centimétricas) que se realizan en regiones de formación de estrellas masivas y por último se hace una pequeña reseña acerca de las observaciones submilimétricas hechas hasta la fecha con el *Submillimeter Array* (SMA). En el capítulo 2 se hace una revisión de la región de formación de estrellas masivas IRAS 18162–2048. Los capítulos 3 y 4 presentan dos artículos elaborados a partir de observaciones de esta región. En el capítulo 5 se exponen los principales resultados obtenidos en la presente tesis y se hace una pequeña comparación con otras regiones de formación de estrellas masivas estudiadas con gran detalle. El capítulo 6 contiene dos de los trabajos que se realizarán en los meses que seguirán a la defensa de esta

tesis. Por último, la tesis incluye también dos apéndices. El apéndice A es una introducción a los problemas que implica la reducción y calibración de las observaciones submilimétricas realizadas con un interferómetro. El apéndice B es un resumen de las principales características de algunos de los interferómetros más importantes a nivel mundial: *Expanded Very Large Array* (EVLA), *Atacama Large (sub)Millimeter Array* (ALMA) y *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy* (CARMA).

## Abstract

The present work tries to provide new evidence of massive star formation processes, through the observational study of a nearby region. We analyzed Submillimeter Array (SMA) observations toward IRAS 18162–2048 at millimeter and submillimeter wavelengths. The subarcsecond observations have revealed a possible accretion disk around one of the detected massive protostars. The disk is quite massive and it is also rotating. The following paragraphs are a more extended summary of some of the theoretical problems on massive star formation, as well as the goals and achievements of this work.

Star formation is one of the current main streams of the astrophysical research. Understanding how the stars form, would help to know how the planets form, and, in the end, how the Earth formed. However, not all the stars are Sun-like. Several stars are tens times greater than the solar mass. The way these stars interact with the interstellar medium is much more violent and the interactions could be more long-range than those of low-mass stars.

Massive stars are responsible for some of the most powerful phenomena that occur within a galaxy. After they born, these stars dissociate the molecules present in their parental clouds. They produce ionized regions, thanks to their extraordinary and very energetic luminosity. They model the interstellar medium through their winds, therefore generating large-scale turbulence and occasionally driving the formation of a new generation of stars. Moreover, massive stars finish their lives in an eventual supernova explosion. This is a decisive event, which transfers weight chemical elements to the interstellar medium and release a great amount of energy via cosmic rays. In addition, a supernova explosion injects mechanical energy in the interstellar medium and could finally form a black hole which could impact dramatically in the dynamics of the closeby gas and stars. Knowing the necessary conditions for the formation of this kind of stars, as well as their evolution during their early stages is therefore an important task, due to the ability of these stars to modify the galactic environment.

The current theoretical paradigm of the star formation seems to explain relatively well the formation of the low-mass stars. In the innermost region of a giant molecular cloud (parsec scale) could condense several cores by means of the gravity of the gas or due to an external dynamic mechanism (such as a supernova explosion, the collision between molecular clouds, ...). These cores form the so-called dense cores ( $\sim 10^4$  AU scale), which could form several protostars. A dense core could start a gravitational collapse (loosing, for instance, magnetic support due to ambipolar diffusion), forming a pre-stellar core made up of a gas and dust extended envelope which collapse into a circumstellar disk, which transfers material into the protostar. During this stage, a bipolar outflow is ejected through the system rotational poles. After  $\sim 10^6$  years, the gas and dust envelope is exhausted and the accretion disk is a well defined structure of about 100 AU. It



is thought that these disks are the cradles of the planetary systems which formed after  $\sim 10^7$  years from the gravitational collapse.

The low-mass star formation paradigm could not be extended to massive star formation. Theoretical studies of these stars have presented several difficulties and paradoxes. From the 70's, several mechanisms to form high-mass stars have been proposed. Firstly, it was thought that massive stars could form via accretion, as low-mass stars. However, some authors came to the conclusion that rising the protostellar mass above  $8 M_{\odot}$ , should originate enough radiation pressure to revert the accretion flow, therefore stopping further protostellar growing. After that proposal, different theoretical solutions were published. Massive stars could have very high accretion rates, avoiding this way the problem of the radiation pressure. To ensure high enough accretion rates, there are some proposals: the competitive accretion scenario, the merger of low-mass protostars, the ongoing accretion after the onset of an H II region, ...

Observations toward massive star formation regions have not provided definitive evidence supporting one of these possibilities. They are hampered by several technological issues:

- Less number of massive protostars than low-mass protostars.
- Rapid evolution of massive protostars (a few  $10^5$  years to reach the main sequence).
- Greater distances to high-mass protostars ( $\gtrsim 1$  kpc) than to low-mass protostars.
- Massive protostars are very embedded into their parental dense cores, so they are invisible to optical telescopes.
- Massive stars form in a clustered mode, hampering the interpretation of the regions (multiple outflows, multiple interacting systems, ...).
- The destructive nature of the interaction of massive stars and their environment (powerful molecular winds, creation of H II regions, ...) which delete evidence of earlier stages.

Fortunately, current infrared, (sub)millimeter and radio observatories make the study of the molecular clouds possible. Interferometry is in this sense a great support of massive star formation studies. Thus, a first attempt to establish a massive star evolutive sequence is usually presented in the international conferences:

- Dense core formation within a giant molecular cloud ( $n(\text{H}_2) \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  and  $10^5 M_{\odot}$ ).
- Starless core stage ( $n(\text{H}_2) \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10 - 15 \text{ K}$ ). These cores are observed toward the infrared dark clouds (IRDCs). During this period a bipolar outflow is expected to switch on.

- Hot molecular core stage (HMC). These cores contain a protostar heating the surroundings, thereby producing a rich molecular chemistry ( $n(\text{H}_2) \sim 10^5\text{--}10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 100 \text{ K}$ ). At the end of this stage, the creation of a compact H II region is expected.
- H II region stage.

The present work is focussed on the massive star formation study of a galactic source, IRAS 18162–2048, observed with high angular resolution at (sub)millimeter wavelengths. This source is one of the few protostars closer than 2 kpc. This fact makes a  $\lesssim 1000 \text{ AU}$  spatial resolution study possible. The main goal of this work was to detect and characterize a possible accretion disk around IRAS 18162–2048. A disk detection around a massive protostar could support the accretion scenario against other hypothesis.

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Nubes moleculares gigantes y núcleos densos

Las nubes oscuras situadas fundamentalmente en el plano de la Vía Láctea, son nubes que contienen granos de polvo, muy efectivos a la hora de absorber y dispersar la luz de fondo producida por estrellas más lejanas que las propias nubes. Estas nubes se identifican en las imágenes ópticas por ser regiones desprovistas de estrellas, y en los primeros estudios observacionales se llegaron a interpretar como *huecos* en el cielo. Es dentro de estas nubes donde se forma la mayor parte de las estrellas. De hecho, estas nubes, con masas de  $10^4$ – $10^6 M_{\odot}$ , tamaños de entre 20 y 100 pc de diámetro, densidades típicas de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas de  $\sim 10 \text{ K}$ , tienen asociadas

masas de Jeans<sup>1</sup> de unas 20  $M_{\odot}$  (e.g., Shu et al. 1987). Esta masa es mucho menor que la masa de la propia nube, por lo que en principio se podrían formar miles de estrellas en su interior. Debido a la existencia de otros mecanismos que soportan las nubes frente al colapso (campos magnéticos y turbulencia, por ejemplo), sólo se puede afirmar que las nubes están ligadas gravitacionalmente, o incluso que son inestables frente a las fuerzas gravitatorias de su interior. Hay evidencias que demuestran que estas enormes nubes están atravesadas por campos magnéticos (ver por ejemplo los trabajos polarimétricos de Alves et al. 2008 y Franco et al. 2010 en la nebulosa de la Pipa), que junto con los movimientos turbulentos de su interior (sugeridos porque sus anchos de línea son un orden de magnitud mayor que la velocidad del sonido típica, por lo que indica que los movimientos turbulentos son supersónicos), podrían frenar el colapso gravitatorio.

Una de las características más importantes de las nubes moleculares gigantes es la presencia de subestructura en su interior, en forma de condensaciones de gas más denso ( $\sim 10^4\text{--}10^5\text{ cm}^{-3}$ ). Los núcleos densos suponen entre un 1 y un 10 % de la masa total de una nube molecular gigante (e.g., Lada & Lada 1991) y tienen masas de entre 1– $10^3 M_{\odot}$  (Lada 2005). Sus tamaños típicos son de alrededor de  $\lesssim 1$  pc. En algunas nubes gigantes con grandes tasas de formación estelar (Orión y Tauro; ver Fig. 1.1), se ha encontrado que muchos de estos núcleos densos tienen asociados una protoestrella en formación o una estrella joven en una fase anterior a la secuencia principal (Jijina et al. 1999). Por otro lado, en nubes con menor tasa de formación de estrellas (e.g., Nebulosa de la Pipa), la gran mayoría de los núcleos densos no tienen estrellas y son conocidos como *núcleos sin estrella* (o "starless core", en inglés; e.g., Kato et al. 1999; Sridharan et al. 2005). Estos objetos parecen albergar las etapas más tempranas de la evolución estelar. Alves et al. (2001) hicieron estudios detallados del perfil de densidad de un núcleo denso (B 68, ver Fig. 1.2), mostrando que su densidad se ajusta muy bien al perfil de una *esfera de Bonnor-Ebert* (Bonnor 1956; Ebert

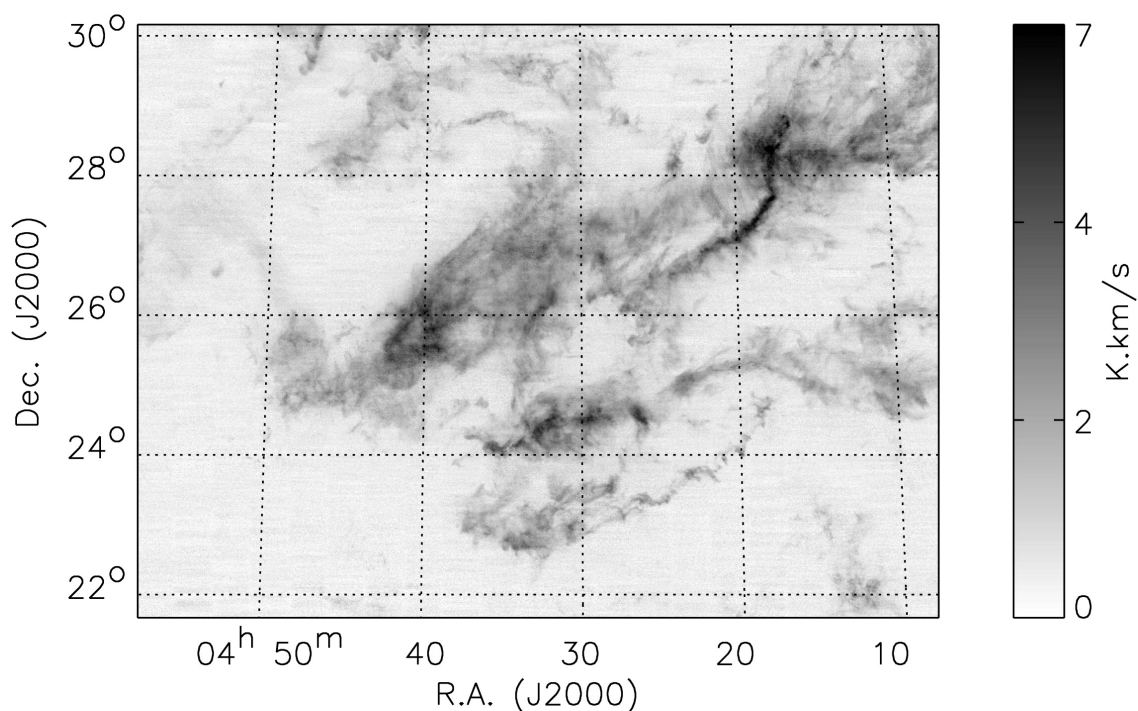
---

<sup>1</sup>En general, cuando una nube molecular de gas o un núcleo denso tienen una masa superior a la masa crítica de Jeans, están sujetos a fragmentación o colapso gravitatorio. Jeans estudió la evolución de perturbaciones de densidad en un medio uniforme con una presión finita, pero sin rotación, campos magnéticos o turbulencia. Así, demostró que las perturbaciones con una longitud característica pequeña, se propagan como ondas sonoras, mientras que las perturbaciones con longitudes características superiores a la denominada *longitud de Jeans*, son perturbaciones dominadas por la gravedad y cuya amplitud crece de forma exponencial. En un medio isoterma y con densidad uniforme  $\rho$ , la longitud de Jeans  $\lambda_J$  viene dada por:

$$\lambda_J = \text{fracc}_s \sqrt{G\rho} \quad ,$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido típica de la nube, y se puede expresar como  $c_s = (k_B T / (\mu m_H))^{1/2}$ , con  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura,  $\mu$  el peso promedio de las partículas del gas y  $m_H$  la masa del átomo de hidrógeno. Asumiendo que las fluctuaciones de densidad (que dentro de una nube molecular, pueden ser entendidas como los núcleos densos a partir de los cuales se forman las estrellas) tienen forma esférica, les corresponde una masa mínima a partir de la cual dichas fluctuaciones de densidad generan inestabilidades gravitacionales que conducen a la fragmentación o al colapso gravitatorio. De esta forma, la masa de Jeans queda habitualmente definida como:

$$M_J = \left( \frac{4\pi}{3} \cdot \lambda_J^3 \cdot \rho \right) .$$



**Figura 1.1:** Emisión de  $\text{CO}^{12}$  en la nube molecular de Tauro. Se puede ver con claridad la estructura filamentaria de la nube. En estos filamentos se observan núcleos densos de menor tamaño en los que se están formando o se van a formar estrellas. Extraída de la Fig. 1 de Goldsmith et al. 2008.

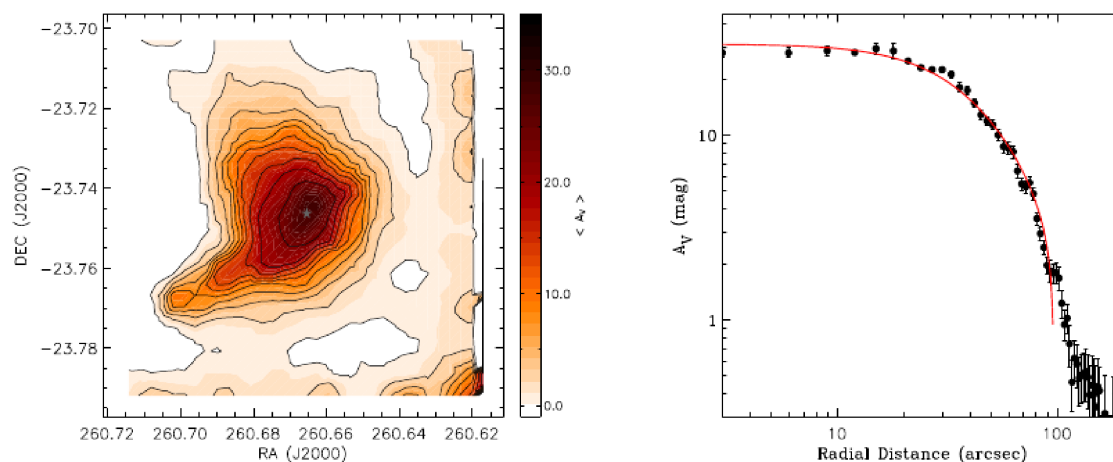
1957), que es la representación matemática (ecuación politrópica de Lane-Emden<sup>2</sup>) de una esfera isoterma de gas en cuyo interior existe un balance entre la presión interna del gas y el empuje gravitacional de la propia esfera. Aunque las esferas de Bonor-Ebert son una aproximación ideal, podrían ser una buena representación del comienzo del colapso gravitatorio de los núcleos densos hacia la formación de una o varias estrellas. Otros estudios observacionales muestran un gran número de núcleos densos con signos de colapso (e.g., Lada et al. 1999; Lee et al. 1999), lo que parece apoyar la tesis de que estos fragmentos dentro de las nubes moleculares gigantes son los embriones de las futuras estrellas, y que estas se forman mediante el colapso gravitatorio de condensaciones de gas y polvo.

Por tanto, de las observaciones de las nubes moleculares gigantes, se sabe que los núcleos densos de su interior se forman en un medio turbulento (en el que existen evidencias de movimientos

<sup>2</sup>De toda la familia de ecuaciones que estudiaron Lane y Emden a comienzos del siglo XX (Lane 1870; Emden 1907), la forma adecuada para simular el perfil de densidad de las esferas Bonor-Ebert es la siguiente:

$$\xi^{-2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi},$$

donde  $\xi$  es el radio de la esfera normalizado y  $\psi(\xi)$  es una función adimensional que describe la forma en la que cambia la densidad en función del radio, dada en este caso por la relación de balance hidrostático,  $\psi(\xi) \propto -\ln(\rho)$ .



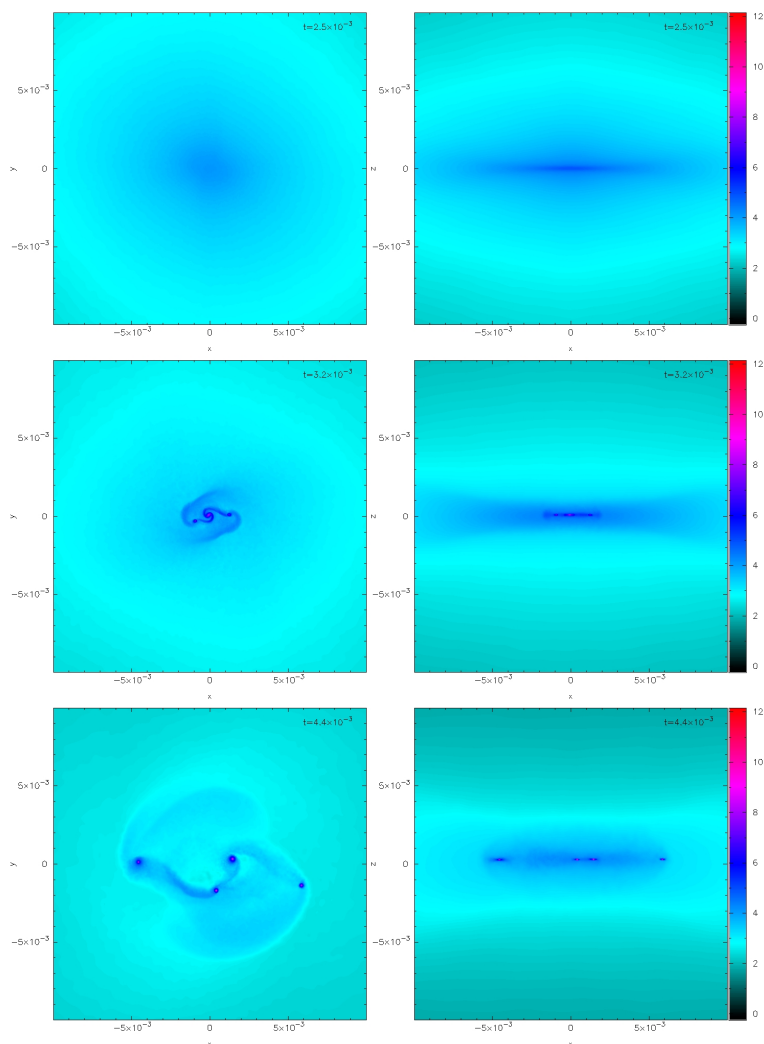
**Figura 1.2:** Mapa de extinción (izda.) y perfil de densidad superficial (dcha.) del glóbulo de Bok B68, obtenidos a partir de observaciones en infrarrojo. El perfil de densidad fue ajustado con un perfil Bonnor-Ebert. Extraída de la Fig. 3 de Lada 2005.

altamente supersónicos) y que está permeado por un campo magnético (de unos  $\sim 10 \mu\text{G}$  típicamente). Sin embargo, con el paso del tiempo, los núcleos densos disipan su turbulencia interna, y/o los campos magnéticos que los soportan frente a su propia gravedad se desvanecen por medio de la difusión ambipolar<sup>3</sup>. De este modo, o debido a algún tipo de perturbación externa (colisión entre nubes, paso de una onda de choque producida por una supernova, etc.), los núcleos densos, que se encuentran inicialmente en equilibrio hidrostático, comienzan el colapso gravitatorio que finalmente generará una o varias nuevas estrellas (ver Fig. 1.3).

## 1.2. Formación de estrellas de baja masa

La formación de las estrellas de baja masa ( $\lesssim 2 M_{\odot}$ ) en un ambiente aislado y con condiciones iniciales ideales de estabilidad dinámica parece entenderse bastante bien desde un punto de vista teórico. El paradigma actual se basa en la teoría expuesta por Shu, Adams, & Lizano (1987) de la que a continuación se expondrá un pequeño resumen enfocado en algunos puntos clave. Dicha

<sup>3</sup>Los campos magnéticos actúan como soporte frente al colapso gravitatorio, pero pueden dejar de actuar en este sentido mediante el proceso de difusión ambipolar. Este proceso podría tener lugar en nubes moleculares en las que la fracción de ionización es muy pequeña y consiste en lo siguiente. El movimiento de los electrones a lo largo de las líneas de campo magnético arrastra los iones presentes en el plasma mediante fuerzas de Lorentz. Así, la deriva de las partículas cargadas, sólo encuentra resistencia en la viscosidad del fluido de partículas neutras. Las partículas cargadas se van desacoplando poco a poco del material neutro (ya que las fuerzas viscosas son menores que las magnéticas), llevándose consigo el campo magnético que soportaba la nube frente al colapso gravitatorio. Se forman de este modo subestructuras en forma de núcleos densos con envolturas de gas y polvo dentro de las nubes moleculares, o bien, a otra escala, los núcleos densos comienzan su colapso que concluirá con la formación de nuevas estrellas.



**Figura 1.3:** Imágenes resultantes de la simulación del colapso de un núcleo denso que inicialmente posee una rotación diferencial. La simulación se realizó con el código GADGET con 732000 partículas. Las figuras de la columna de la izquierda muestran un corte del plano X–Y y las de la columna de la derecha, un corte en el plano X–Z. De arriba a abajo se muestran distintos instantes del colapso del núcleo (Fila de arriba:  $t=2.5 \times 10^{-3}$  unidades relativas al tiempo de colapso libre, que corresponden a unos 37500 años. Fila intermedia:  $t=3.2 \times 10^{-3}$  unidades, unos 48000 años. Fila de abajo:  $t=4.4 \times 10^{-3}$  unidades, unos 65500 años.). Cada panel muestra una región de tamaño  $0.2 \times 0.2$  pc (es decir, unos  $4000 \times 4000$  AU). La escala de colores corresponde al logaritmo de la densidad columnar de partículas en unidades de la densidad columnar inicial ( $4.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ). El núcleo denso tiene inicialmente una masa solar encerrada en una esfera de radio 0.015 pc (3000 AU) y una densidad central de aproximadamente  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . La densidad cae conforme la distancia aumenta (potencial de Plumber). Además se le confiere inicialmente al núcleo denso una ley de rotación diferencial en torno al eje Z ( $0.007 \text{ km s}^{-1}$  a 3000 AU del centro). Como se puede apreciar en los paneles superiores, las partículas, una vez comenzado el colapso, forman en seguida un disco aplanado. En los paneles intermedios se ve la formación de un sistema con tres condensaciones principales en una región de unos 450 AU de radio. Se puede ver además, que este disco interior está rodeado por otra estructura, también aplanada, mucho más extensa ( $R \sim 1500$  AU). Los paneles inferiores muestran el sistema en un estadio evolutivo más tardío. Esta simulación, así como la figura fueron preparadas amablemente por el Dr. Russland Gabassov.

teoría presenta el campo magnético como el principal soporte de los núcleos densos observados dentro de las nubes moleculares gigantes, frente al efecto de la gravedad (aunque la turbulencia y la presión térmica también podrían jugar un rol importante, ver por ejemplo Vázquez-Semadeni et al. 2007 y referencias en su interior). Los campos magnéticos explican los movimientos de rotación observados en los núcleos densos y además sus tiempos de disipación concuerdan con la tasa de formación de estrellas de la Vía Láctea. Siguiendo el trabajo de Shu, Adams, & Lizano (1987), un campo magnético  $B$  puede soportar una nube de radio  $R$ , siempre que su masa no supere un valor crítico dado por:

$$M_{cr} = 10^3 M_{\odot} \left( \frac{B}{30 \mu G} \right) \left( \frac{R}{2 pc} \right)^2.$$

Este valor crítico define dos regímenes para la formación de núcleos densos: supercrítico ( $M_{nube} > M_{cr}$ ) y subcrítico ( $M_{nube} < M_{cr}$ ). Nakano (1989) exploró la formación estelar a través de la condensación de nubes supercríticas, en las que se produce un colapso gravitatorio tras la disipación de la turbulencia. La tasa de formación de estrellas resultante tomando en cuenta este mecanismo resulta un orden de magnitud mayor que la observada en promedio en la Galaxia (Lizano 2003). Por tanto, según este resultado, el mecanismo más adecuado para explicar las observaciones en nubes típicas de formación estelar, explica el colapso de núcleos densos a partir de una nube subcrítica, e involucra el desplazamiento de los campos magnéticos mediante difusión ambipolar. Sin embargo, para elaborar una teoría completa, hay que tener en cuenta el efecto de la turbulencia o incluso la irrupción de un estímulo externo (para regiones no aisladas).

Suponiendo una nube subcrítica, a medida que el soporte magnético se va debilitando, se va formando un núcleo denso con un perfil de densidad que va como  $1/r^2$ . La formación de los núcleos densos, con tamaños típicos de  $10^4$  AU, se da en una escala de tiempos de en torno a un millón de años. Entonces, cuando la parte central de uno de estos núcleos densos está suficientemente comprimida, el núcleo colapsa gravitacionalmente desde dentro hacia fuera, formándose de este modo una protoestrella en la parte interna del núcleo. El colapso gravitatorio de dentro hacia fuera es una solución apuntada en el estudio de Shu (1977) para el caso de una esfera isoterma con una singularidad central en su densidad. Para resumir de forma cualitativa la física involucrada en él, cabe decir que el colapso comienza en las partes internas, porque en éstas la densidad es mayor y el tiempo de caída libre es menor que en las regiones externas (al ser el tiempo de caída libre inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la densidad, es decir  $t_{ff} \propto \rho^{-1/2}$ ). Tras formarse la protoestrella, continúa cayendo gas y polvo de la envoltura, hacia ella.

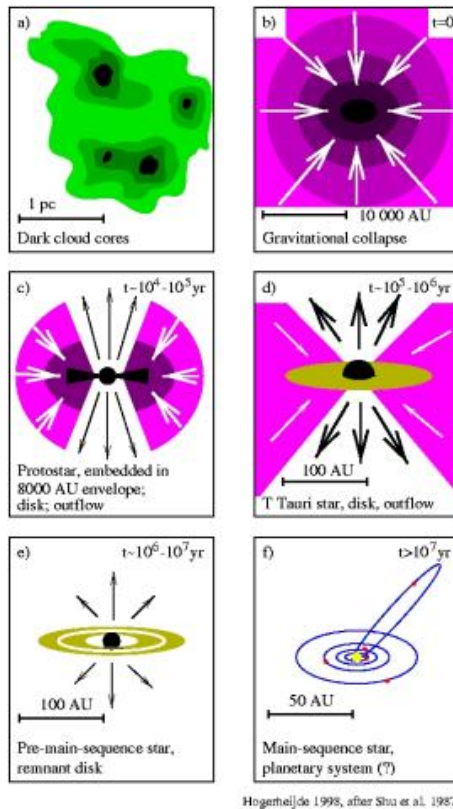
En esta primera etapa, la rotación de la envoltura hace que el material en caída no llegue directamente a la superficie de la protoestrella. El flujo de momento asociado al material que cae desde uno y otro lado del plano de rotación cancela su componente en la dirección perpendicular al plano de rotación, por lo que finalmente se forma una estructura aplanada de gas y polvo en forma de disco. A partir de su estancia en este disco, el material reduce su momento angular por medio de la fricción viscosa, para ser acretado posteriormente por la protoestrella de una forma



más eficaz. Durante esta fase, el objeto central es invisible en el óptico (dada la gran extinción que produce el polvo en este rango de longitudes de onda), pero puede ser estudiado a través de la radiación infrarroja y (sub)milimétrica, emitida por el polvo del disco, cuyos tamaños típicos van desde las decenas hasta los cientos de AU (ver por ejemplo, Simon et al. 2000; Andrews & Williams 2005).

En resumen, a partir de un núcleo denso en rotación, se produce un colapso gravitatorio (Fig. 1.4). La conservación de momento angular del material que continúa cayendo hacia la protoestrella induce la formación de un disco de acreción, que no colapsa en seguida gracias a la fuerza centrífuga. Durante esta fase, la protoestrella aumenta su masa por medio de la acreción de material de la envolvente, pasando previamente por el disco. Sin embargo, en un disco con movimiento Kepleriano ( $v_{rot} \propto r^{-1/2}$ ), el material que llega a la superficie de la protoestrella tiene todavía un momento angular mayor que el que la protoestrella puede absorber, sin ser destruida por fuerzas centrífugas. Es en este momento en el que aparecen unos vientos estelares bipolares y muy energéticos (para una revisión reciente, ver Bally 2007), que se expulsan por los polos rotacionales del sistema. Estos vientos, muy colimados en un principio, barren el material de los polos empujándolo hasta el medio interestelar y disipando de este modo parte del momento angular que conlleva la acreción de material hacia la protoestrella. Los flujos de material hacia el exterior se observan en forma de chorros en emisión de continuo libre-libre, líneas prohibidas de excitación y también en forma de flujos moleculares (en moléculas como CO, SiO, HCO<sup>+</sup> ..., ver revisión de Arce et al. 2007), que son entendidos como el material molecular de la nube parental arrastrado por la parte central del chorro. Se sospecha que estos chorros son producidos mediante fuerzas magnetohidrodinámicas y aún está abierto el debate en cuanto a si se generan en la propia protoestrella, a lo largo de todo el disco de acreción o en una región entre ambos (ver revisiones de Shang 2007; Pudritz et al. 2007). Desde que se formó la protoestrella hasta el término de esta fase pasan unos  $10^6$  ó  $10^7$  años.

Al crecer la masa de la protoestrella, su estructura interna va modificándose, llegando finalmente a tener un núcleo con las condiciones de densidad y temperatura necesarias para comenzar la fusión del hidrógeno (la cadena protón-protón necesita una temperatura  $T \sim 1.4 \times 10^6$  K y una densidad  $\rho \sim 100$  g cm<sup>-3</sup> en el interior solar), lo que produce la liberación de una ingente cantidad de energía. La presión de radiación producida de este modo, contribuirá a frenar de manera definitiva la acreción y así se irán *limpiando* los restos del disco circunestelar. En esta última fase de limpieza del disco, se supone que se forman los planetas, estableciéndose los tiempos de vida de los discos entorno al millón y los 10 millones de años.



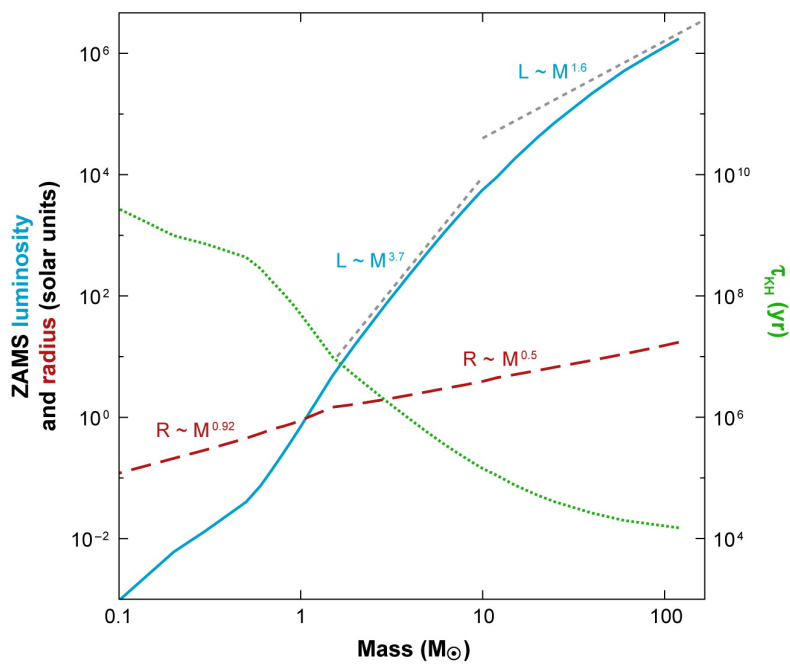
**Figura 1.4:** Esquema que resume las distintas etapas de la formación estelar, tal y como se entiende a partir del trabajo de Shu et al. (1987). a) Una nube molecular con varios núcleos densos. b) Etapas tempranas del colapso de núcleo denso. c) Acreción de material hacia una protoestrella con un flujo molecular escapando por los polos. d) Protoestrella rodeada por un disco de acreción (fase de T Tauri clásica). e) Última fase de la etapa de protoestrella tipo T Tauri. f) Formación de un sistema planetario con los restos del disco circunestelar. Tomada de Hogerheijde 1998.

### 1.3. Formación de estrellas de alta masa

#### 1.3.1. ¿Qué es una estrella de alta masa?

Una de las principales implicaciones de las teorías de evolución y estructura estelar es que la vida de las estrellas está determinada esencialmente por un parámetro: su masa en el momento en el que comienza la combustión de hidrógeno en su interior. Cuanto mayor es la masa de una estrella, mayores son su temperatura, su tamaño y su luminosidad, y, por el contrario, su tiempo de vida es más corto.

Los términos estrella masiva o estrella de alta masa se usan habitualmente para designar aquellas estrellas de tipos espectrales O y B capaces de producir una supernova de tipo II). Estas estrellas poseen masas  $\geq 8 M_{\odot}$ , luminosidades por encima de  $1000 L_{\odot}$  (ver Tabla 1.1 y Fig. 1.5) y sus tiempos de vida (entre  $\sim 5 \times 10^4$  y  $\sim 2 \times 10^7$  años para estrellas de  $60 M_{\odot}$  y  $8 M_{\odot}$  respectivamente) suelen ser muy cortos comparados con los tiempos de vida de las estrellas de baja masa ( $\sim 10^{10}$  años para una estrella de tipo solar). Aproximadamente un 15 % de la vida de una estrella de alta masa transcurre en la fase de protoestrella, en la que ésta se encuentra embebida dentro de su nube parental. Una protoestrella de alta masa es pues un objeto de masa  $\geq 8 M_{\odot}$  en balance



**Figura 1.5:** Luminosidad en la ZAMS (azul), Radio en la ZAMS (discontinuo rojo), y escala de Kelvin-Helmholtz hacia la ZAMS (punteado verde) en función de la masa estelar. Extraída de la Fig. 4 de Zinnecker & Yorke 2007.

hidrostático, que aún no ha comenzado la combustión de hidrógeno en su interior.

Entre las exploraciones realizadas en busca de estrellas de tipo espectral O en la Vía Láctea, se encuentra la búsqueda pionera de Garmany et al. (1980), en la que se reportaron 67 estrellas con magnitud  $V \leq 7$ . Mason et al. (1998) hicieron una búsqueda más exhaustiva de este tipo de estrellas, encontrando 227 estrellas con  $V \leq 8$ , y estimando la proporción de sistemas binarios en más de un 60 %. Es importante hacer notar aquí que, en este estudio, Mason et al. (1998) indican que esta tasa de binarias en estrellas tipo O es un límite inferior, atribuyendo a algún tipo de efecto de selección observacional esta proporción de sistemas binarios o sistemas múltiples detectados en su estudio. El hecho de que la mayor parte de las estrellas de alta masa se forme en sistemas binarios es un dato que no debe ser olvidado en los estudios de formación estelar, puesto que puede significar: (a) que las masas de las estrellas de mayor masa hayan sido sobrestimadas, o (b) que los efectos de resolución espacial sean de especial relevancia en sistemas muy lejanos.

En cuanto a las estrellas más masivas encontradas hasta la fecha, han sido varias las ocasiones en las que se ha propuesto un candidato y posteriormente, estudios con mayor resolución angular y/o mayor sensibilidad han proporcionado pruebas de que dichas estrellas forman parte de sistemas binarios o múltiples en realidad, rebajando las primeras estimaciones de masa en aproximadamente un factor de dos. Por ejemplo, HD 93129A pasó de ser considerada una estrella tipo O3 de  $\sim 130 M_{\odot}$ , a ser resuelta en un sistema binario con dos componentes de  $\sim 80 M_{\odot}$  y  $\sim 50 M_{\odot}$  (ver Walborn et al. 2003; Nelan et al. 2004). De igual modo, se mostró que Pismis 24-1, a la que se le estimaba una masa de  $\sim 200 M_{\odot}$ , es en realidad un sistema múltiple, con al menos tres componentes (Maíz Apellániz et al. 2007). Según estudios recientes (Bonanos 2008), la estrella Pistola (Figer et al. 1998) y LBV 1806-20 (Eikenberry et al. 2004) son probablemente las estrellas más masivas de la Vía Láctea. La masa de estas estrellas podría ser de hasta  $\sim 200 M_{\odot}$ , aunque Figer et al. (2004) mostraron que LBV-1806-20 es una binaria (lo que redundaría en la problemática de la estimación de la masa de las estrellas masivas). Por otro lado, la estimación de los parámetros físicos de estas estrellas sufren de grandes incertidumbres, ya que se determinan mediante el uso de modelos teóricos de atmósferas estelares y modelos evolutivos que no han podido ser comprobados empíricamente. En muchas ocasiones, se sospecha que estas estrellas albergan sistemas múltiples que no pueden ser resueltos (Bonanos 2008). Sin embargo, las mediciones de masas dinámicas en binarias eclipsantes a partir de sus curvas de luz son mucho más confiables. Así, las estrellas más masivas con mediciones dinámicas de su masa se encuentran en el cúmulo Westerlund 2 y forman un sistema binario eclipsante: WR 20a. Las masas de sus dos componentes se estiman en 83 y 82  $M_{\odot}$  (Bonanos et al. 2004) y el sistema tiene un período de 3.7 días. Se espera que este tipo de sistemas, análogos a WR 20a (tal vez incluso más masivos), existan también en los cúmulos masivos situados cerca del centro de la Vía Láctea (cúmulos Centro, Arcos y Quintuplete).

Tabla 1.1. Algunas características físicas de estrellas tipo O

Tipo Espectral	$T_{eff}$ (K)	$\log(L/L_{\odot})$	R ( $R_{\odot}$ )	M ( $M_{\odot}$ )	$\log N_{Lyman}$ ( $s^{-1}$ )
Estrellas enanas tipo O (Martins et al. 2005)					
O3	44616	5.83	13.84	58.34	49.63
O4	42419	5.68	12.31	46.16	49.47
O5	41540	5.51	11.08	37.28	49.26
O5.5	40062	5.41	10.61	34.17	49.11
O6	38151	5.30	10.23	31.73	48.96
O6.5	36826	5.20	9.79	29.02	48.80
O7	35531	5.10	9.37	26.52	48.63
O7.5	34419	5.00	8.94	24.15	48.44
O8	33383	4.90	8.52	21.95	48.29
O8.5	32522	4.82	8.11	19.82	48.10
O9	31524	4.72	7.734	18.03	47.90
O9.5	30488	4.62	7.39	16.46	47.56
Estrellas de tipos OB de la ZAMS (Panagia 1973 y Molinari et al. 1998)					
O8	36500	4.81	6.5	23	48.35
O9	34500	4.66	6.0	19	48.08
B0	30900	4.40	5.5	18	47.36
B1	22600	3.72	4.8	13	45.29
B2	20500	3.46	4.3	10	44.65
B3	17900	3.02	3.4	7.6	43.69

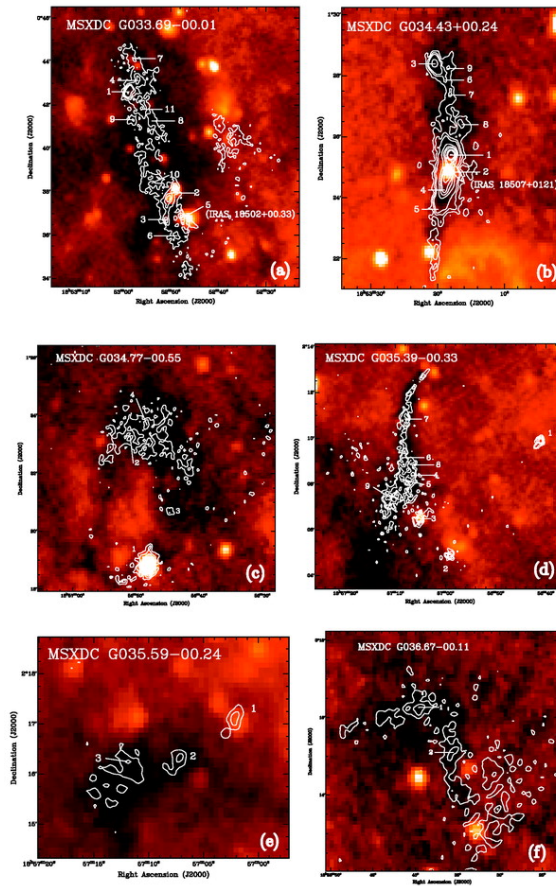
Nota. — Desde el trabajo pionero de Panagia (1973), en el que se estimaban algunas propiedades de las estrellas de alta masa en función de su tipo espectral, como la tasa de fotones ionizantes, la luminosidad y el tamaño, este tipo de trabajos se fueron refinando a medida que se perfeccionaron los modelos de atmósferas (ver por ejemplo, Thompson 1984 y Vacca et al. 1996, basados en los modelos LTE de Kurucz 1979). En el artículo de Vacca et al. (1996), el resultado de los modelos incluye además la masa asociada al tipo espectral, aunque en este trabajo, la calibración del tipo espectral con la temperatura parece no coincidir con algunas observaciones (ver Martins et al. 2005; Najarro et al. 2006). A pesar del refinamiento en los modelos de atmósferas estelares, en los trabajos observacionales en regiones de formación de estrellas masivas, a la hora de definir la luminosidad, el flujo de fotones o el tamaño de las estrellas encontradas, se suelen utilizar las tablas de Panagia (1973), aunque no es raro encontrar referencias a los trabajos de Thompson (1984) y Vacca et al. (1996). Estos trabajos observacionales asignan un tipo espectral a las protoestrellas observadas, comparando la luminosidad bolométrica medida o la tasa de fotones ionizantes inducida a partir de medidas de radio continuo (ver por ejemplo Kurtz et al. 2004), con las luminosidades que dan las tablas de los artículos referidos anteriormente para estrellas de la secuencia principal (ZAMS).

Nota. — La presente tabla es un extracto de los datos contenidos en la tabla 1 de Martins et al. (2005) y de los datos de la tabla 1 de Panagia (1973) con masas estimadas por Schmidt-Kaler (1981). Martins et al. (2005) obtienen distintas características físicas de estrellas O, a partir de modelos sofisticados que incluyen tratamiento No-LTE, bloqueo de radiación por líneas (*line blanketing*), presencia de vientos y efectos de microturbulencia en la velocidad interna de la atmósfera. En este trabajo la calibración temperatura-tipo espectral se compara con las observaciones de 45 estrellas enanas tipo O (O con clase de luminosidad V). Se presentan, por tanto, no las características de las estrellas en la ZAMS (puesto que estas estrellas aún se encuentran algo extinguidas por sus nubes parentales, lo que impide una buena comparación del modelo con las observaciones) sino las características de estrellas algo más evolucionadas (entorno a un millón de años después de la secuencia principal), que no obstante son similares a las de las estrellas tipo O en la ZAMS. Por otro lado, los datos del trabajo de Panagia (1973), como se ha dicho antes, son utilizados frecuentemente en estudios de formación de estrellas de alta masa, a fin de comparar la luminosidad y las características de una estrella de la secuencia principal con la misma luminosidad o tasa de fotones ionizantes que las protoestrellas observadas a estudio.

### 1.3.2. Evolución de las protoestrellas de alta masa

Recientemente se ha propuesto que las fases iniciales de la formación de las estrellas masivas tiene lugar en condensaciones moleculares frías ( $< 25$  K) y densas (densidades columnares de  $\sim 10^{23}$ – $10^{25}$   $\text{cm}^{-2}$  y densidad de partículas del orden de  $10^5$   $\text{cm}^{-3}$ ), conocidas como *nubes oscuras infrarrojas* (o IRDCs por sus siglas en inglés; ver por ejemplo Rathborne et al. 2008). Las IRDCs fueron descubiertas por medio de exploraciones Galácticas realizadas con los satélites infrarrojos ISO y MSX. Son las partes más densas de las nubes moleculares gigantes, presentan una gran extinción y se ven como nubes oscuras en contraste con la emisión difusa del fondo de la Galaxia en el infrarrojo medio (Perault et al. 1996; Egan et al. 1998; Carey et al. 1998). Las IRDCs son por tanto el análogo infrarrojo de los glóbulos de Bok (cuya extinción se da preferentemente en el óptico), que son considerados como el primer estadio en la formación de algunas estrellas de baja masa. Estudios en ondas milimétricas y submilimétricas (Carey et al. 2000; Garay et al. 2004; Rathborne et al. 2005, 2006, 2008) han encontrado que las IRDCs contienen a su vez numerosos núcleos densos (ver Fig. 1.6) con tamaños y masas típicos de  $< 0.5$  pc y  $\sim 120 M_{\odot}$ . Algunos de estos núcleos densos no presentan signos de formación estelar, pero otros presentan emisión intensa en el infrarrojo medio, líneas moleculares anchas, gas chocado e incluso emisión máser (Rathborne et al. 2005; Wang et al. 2006; Chambers et al. 2009). Estos fenómenos se asocian habitualmente a los producidos por la formación estelar. Por tanto, lo que parece intuirse de las observaciones de las IRDCs, es que éstas se fragmentan dando lugar a varios núcleos densos, algunos de los cuales parecen estar originando estrellas de baja y alta masa. De entre los núcleos densos se distinguen aquellos que no albergan estrellas en su interior (Sridharan et al. 2005) como los precursores de las protoestrellas. Algunos de éstos podrían estar sufriendo colapso, aunque debido a que el tiempo de caída libre es corto ( $\sim 10^5$  años), es difícil encontrar buenos candidatos para la búsqueda observacional de signos de colapso.

Se piensa que la fase posterior al colapso de estos núcleos (Rathborne et al. 2008; también Zhang, Q., en su conferencia en Taiwan, 2009) en la evolución de las estrellas de alta masa, está constituida por los núcleos moleculares calientes (HMCs por sus siglas en inglés; Garay & Lizano 1999; Kurtz 2000; Beuther et al. 2007). Estos objetos son más compactos y densos, con tamaños de menos de 0.1 pc y densidades de entre  $10^5$  y  $10^8$   $\text{cm}^{-3}$  aproximadamente. Tienen además luminosidades  $\gtrsim 10^3 L_{\odot}$  y temperaturas del orden de 100 K (Kurtz 2000). El calor producido en el interior de estos objetos permite excitar un gran número de moléculas cuyas transiciones son observadas por lo general en ondas de radio y (sub)milimétricas. No se sabe con certeza cuál es el tiempo de vida de los HMCs, aunque se cree que esta fase podría durar entre  $10^3$  y  $10^4$  años (Kurtz 2000), concluyendo con la presencia de una protoestrella aún altamente embebida y probablemente rodeada por un disco de acreción (como así parecen indicar algunas evidencias observacionales; ver revisión de Cesaroni et al. 2007). Aunque se discutirá en detalle en otra sección, cabe indicar aquí que los discos de acreción de los cuales se tiene evidencia son diferentes en protoestrellas



**Figura 1.6:** IRDC G34.43+0.24 vista a  $8 \mu\text{m}$  con MSX (escala de colores) y a  $1.2 \text{ mm}$  con el telescopio de  $30 \text{ m}$  IRAM (contornos blancos). La nube oscura que se ve en la imagen infrarroja está bien delineada por la emisión milimétrica de polvo frío. Dentro de la nube de polvo frío se distinguen varias condensaciones o núcleos densos. Extraída de la Fig. 5 (b) de Rathborne et al. 2006.

de tipo B y protoestrellas de tipo O. Mientras que los discos en torno a protoestrellas de tipo B se asemejan a los discos encontrados en torno a protoestrellas de baja masa (aunque más grandes y masivos), los discos (o *toroides*) en torno a protoestrellas más luminosas parecen ser cualitativamente distintos, con masas y tamaños mucho mayores. En el momento en que la protoestrella comienza la combustión del hidrógeno de su interior, comenzará posiblemente el desarrollo de una región HII compacta. Las regiones HII han sido clasificadas como ultracompactas (tamaños  $< 0.1$  pc y densidades  $> 10^4$  cm $^{-3}$ ) e hipercompactas (tamaños  $< 0.01$  pc, es decir menores a 2000 AU y densidades mayores que  $10^6$  cm $^{-3}$ ) por sus características físicas (Kurtz 2000). Según las observaciones y estudios de Keto y colaboradores (ver por ejemplo Keto & Klaassen 2008 y referencias en su interior), aún durante esta etapa en la que una región HII ha comenzado a desarrollarse, la estrella podría continuar acreciendo material, pero de no hacerlo con una tasa muy elevada ( $\gtrsim 10^{-3} M_{\odot}$  año), enseguida alcanzará su masa final y comenzará su evolución fuera de la secuencia principal, en la que la estrella sufrirá pulsaciones y eyecciones de parte del material de su envoltura.

Hay que hacer notar que el escenario evolutivo propuesto aquí se basa en el aumento de masa de una protoestrella mediante procesos de acreción, sin embargo, otras teorías sugieren que las estrellas de alta masa se pueden formar mediante coalescencia o unión de protoestrellas de menor masa. En este escenario alternativo, no se espera observar ni discos de acreción ni flujos moleculares colimados después de la colisión, captura y fusión de dos protoestrellas.

En cuanto a los flujos moleculares (Arce et al. 2007), éstos no se observan en las primeras etapas de la formación estelar (núcleos sin estrella), y se supone que deben aparecer ligados al proceso de acreción a fin de disipar momento angular. Algunos autores (Beuther & Shepherd 2005; Arce et al. 2007) han propuesto un modelo de evolución de los flujos moleculares de estrellas de alta masa, basado en la colimación de los mismos. Según este esquema (que aún no está sustentado firmemente), la colimación de un flujo molecular disminuiría con la edad del mismo. Es decir, un flujo colimado correspondería a las etapas más tempranas, en las que la protoestrella no ha alcanzado ni su masa ni su luminosidad finales, mientras que al aproximarse a la secuencia principal, la protoestrella tendría un flujo con un mayor ángulo de apertura.

### 1.3.3. Problemas teóricos para entender la formación de estrellas de alta masa

Como se ha dicho antes, la división entre estrellas de alta y baja masa se toma habitualmente en  $\sim 8 M_{\odot}$  (que es la masa a partir de la que una estrella finalizará su vida en forma de supernova tipo II. Esta división coincide con la que surge de la comparación de dos escalas temporales. Por una parte la escala de tiempo en la que la estrella acreta toda su masa ( $t_{acr} = M_*/\dot{M}_{acr}$ , donde  $M_*$  es la masa final de una estrella y  $\dot{M}_{acr}$  es la tasa promedio de acreción de la misma) y por otra, la escala de tiempo en la que un núcleo denso de gas y polvo se contrae gravitatoriamente, llamada



escala de Kelvin-Helmholtz ( $t_{KH} = (GM_*^2)/(R_*L_*)$ , donde  $R_*$  y  $L_*$  son el radio y la luminosidad de la estrella final) y tras la cual, la protoestrella comienza la combustión de hidrógeno. Para estrellas con masas de  $\sim 8 M_\odot$  estas dos escalas de tiempo son comparables (Palla & Stahler 1993). Las estrellas con masas inferiores o de baja masa, tienen un tiempo de contracción  $t_{KH}$  mayor que el de acreción, por lo que una vez alcanzada su masa final aún siguen su lenta contracción, hasta que eventualmente, la temperatura y la densidad en su interior es suficiente para comenzar la combustión del hidrógeno. En las estrellas de alta masa, por el contrario, el tiempo de contracción es más corto que el tiempo de acreción, alcanzando la secuencia principal antes de concluir la fase de acreción (es decir, que comienzan la combustión de hidrógeno mientras continúan aumentando su masa gracias a la acreción).

Este hecho, ha suscitado una gran discusión teórica (ver por ejemplo una revisión reciente de Zinnecker & Yorke 2007), puesto que la presión de radiación de una estrella de alta masa podría ser suficientemente grande como para detener el flujo de acreción hacia la misma, limitando de este modo su masa final (ver por ejemplo los trabajos pioneros de Larson & Starrfield 1971 y Kahn 1974). Este es uno de los problemas que presenta la comprensión de la formación de estrellas de alta masa, y, tal vez, el más atendido por los estudios teóricos, que han tratado de resolverlo de muy diversas maneras, como se verá más adelante. Sin embargo, la formación de estrellas de alta masa presenta otros problemas teóricos. La radiación ionizante de las estrellas de tipos tempranos es capaz de mantener una región HII a su alrededor. Como la temperatura en dichas regiones ( $10^4$  K) es unos dos órdenes de magnitud mayor que la del gas circundante, el material ionizado ejercerá una presión de magnitud comparable, actuando de nuevo en contra del flujo de acreción. Un último problema teórico para formar estrellas de alta masa tiene que ver con los tiempos de vida de estos objetos en la secuencia principal, que, además de ser muy cortos, se reducen conforme la masa de las estrellas es más grande. De este modo, aunque el flujo de acreción pudiera proseguir una vez que la estrella hubiera comenzado la combustión de hidrógeno en su interior, su tiempo de vida en la secuencia principal sería insuficiente para que la estrella pudiera alcanzar una masa tan grande como la observada en las estrellas más masivas. Hay que aclarar aquí, que si la acreción de material hacia la estrella no ha finalizado antes, las pulsaciones e incluso la eyección de parte de su envoltente que se produce en el momento en que la estrella abandona la secuencia principal, terminará finalmente por detener el proceso de acreción.

La forma en la que se han atacado estos problemas habitualmente ha involucrado teorías similares cualitativamente al escenario de formación de estrellas de baja masa, es decir, han tratado de modificar las tasas de acreción, de manera que sean suficientemente altas para producir estrellas masivas en tiempos cortos. Asimismo, hay investigaciones observacionales que muestran evidencias indirectas que apoyan la formación de estrellas masivas por medio de acreción (por ejemplo, flujos bipolares y posibles discos de acreción en torno a protoestrellas con luminosidades típicas de estrellas tipo B). Sin embargo, dada la falta de una comprobación empírica observacional

inequívoca, se ha propuesto otro tipo de hipótesis, como la fusión de varias estrellas de menor masa en el centro de cúmulos con alta densidad de estrellas (Bonnell et al. 1998).

### 1.3.4. El problema de la presión de radiación

Si las estrellas de alta masa se forman mediante acreción, sus temperaturas podrían ser suficientemente altas para comenzar la combustión de hidrógeno mientras todavía están acretando material (fundamentalmente gas y polvo), por lo que deberían continuar este proceso durante parte de su vida en la secuencia principal, a fin de alcanzar su masa final. Sin embargo, debido a la gran luminosidad de las estrellas de alta masa, incluso en etapas evolutivas tempranas, su radiación puede ejercer una fuerza en sentido opuesto al de la acreción del material circundante. El balance entre la fuerza radiativa ejercida en los granos de polvo del flujo de acreción y la fuerza gravitacional de la protoestrella por unidad de masa es:

$$\frac{F_{rad}}{F_{grav}} = \left[ \frac{\kappa L}{4\pi r^2 c} \right] / \left[ \frac{GM}{r^2} \right]$$

donde  $\kappa$  es la opacidad del polvo de los granos del material del flujo de acreción, y  $L$  y  $M$  son la luminosidad y la masa de la protoestrella y  $r$  es la distancia. Cuando este cociente es mayor que uno, el flujo de acreción puede ser revertido. En términos del cociente masa luminosidad, esta situación se da cuando (nótese que en esta relación, el cociente entre masa y luminosidad no depende de la distancia a la estrella  $r$ ):

$$\frac{M}{L} < \frac{\kappa}{1.32 \times 10^4}$$

donde  $\kappa$  es la opacidad del polvo en  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$  y la masa y la luminosidad están expresadas en unidades solares. Teniendo en cuenta las características de las estrellas de tipo B3 de la Tabla 1.1 (que tienen  $1000 L_{\odot}$  y  $8 M_{\odot}$ ), es necesaria una opacidad superior a  $96 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$ , para que el flujo de acreción pueda ser revertido. Siguiendo este esquema, se ha estimado habitualmente que las estrellas de masas mayores a  $8 M_{\odot}$  son las que pueden contrarestar la fuerza gravitatoria mediante la presión de radiación (Larson & Starrfield 1971; Yorke & Kruegel 1977; Beech & Mitalas 1994). Esto implicaría que las estrellas de masas mayores a  $8 M_{\odot}$  no pueden formarse mediante acreción, y ahí es donde reside la primera paradoja en torno a la formación de las estrellas masivas. Para obtener este resultado se utiliza una  $\kappa \approx 100 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$ , similar a la que se encuentra en el medio interestelar en la banda J ( $1.25 \mu\text{m}$ ; ver Zinnecker & Yorke 2007). Se toma como valor de referencia para la opacidad del polvo, el que tiene éste en infrarrojo, ya que los fotones UV y ópticos de la estrella son fácilmente absorbidos por el polvo y reemitidos en forma de radiación térmica en infrarrojo y (sub)milimétricas (cuya interacción con los granos de polvo es mucho menor).

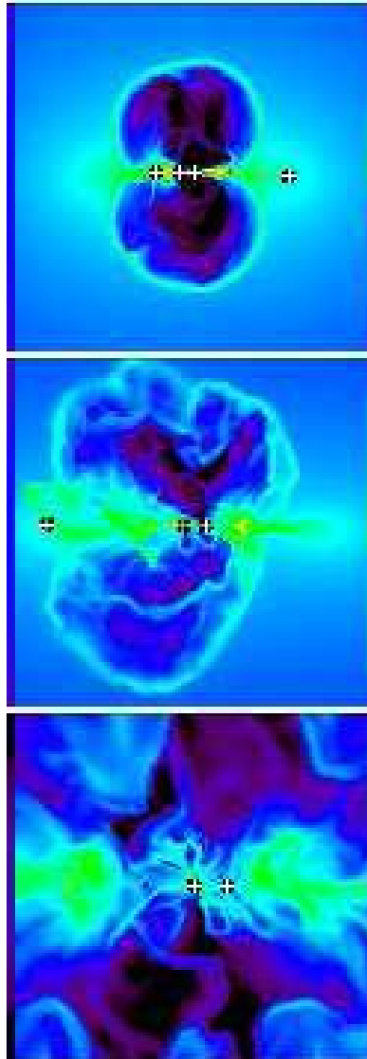
Para solventar el problema dentro del paradigma de acreción, se han propuesto soluciones basadas en la reducción de la opacidad del polvo (Wolfire & Cassinelli 1987; Yorke & Kruegel

1977), la geometría del flujo de acreción asociada con el escape de la radiación por los polos del sistema (Nakano 1989; Jijina & Adams 1996; Yorke & Bodenheimer 1999; Yorke & Sonnhalter 2002; Krumholz et al. 2005), o el incremento en las tasas de acreción (Norberg & Maeder 2000; Behrend & Maeder 2001; McKee & Tan 2003). El balance de fuerzas propuesto por la inecuación de arriba se puede relajar para permitir la acreción, bien reduciendo la opacidad, o bien disminuyendo la luminosidad. Entre otros factores (la composición y estructura de los granos de polvo por ejemplo), la opacidad puede reducirse si los granos de polvo son de mayor tamaño que los del medio interestelar (ver Draine 2006 y referencias en su interior), si el flujo de acreción está compuesto por fragmentos de gran tamaño o si está desprovisto de polvo (que podría suceder por ejemplo, si la temperatura en el flujo de acreción alcanza la temperatura a la que el polvo se sublima  $\gtrsim 1500$  K). Por otro lado, la opacidad depende de la frecuencia, de forma que aumenta conforme ésta aumenta. Por tanto, otro factor que produciría un efecto similar a la reducción en el parámetro  $\kappa$ , sería la reemisión de la mayor parte de la radiación de la protoestrella (debido como se dijo a la absorción de la radiación directa de la protoestrella por el material circundante) en el lejano infrarrojo o incluso en longitudes de onda mayores, en lugar de en el cercano o mediano infrarrojo, donde la opacidad toma valores mayores. La segunda posibilidad en la inecuación de arriba es reducir el cociente masa luminosidad. Para una masa dada, la luminosidad sólo podría ser menor si en lugar de tener una estrella, se tiene un sistema múltiple. Por ejemplo, podemos pensar en un sistema de masa  $23 M_{\odot}$ . Si este sistema está compuesto por una sola estrella tipo O8 con luminosidad  $\sim 65000 L_{\odot}$ , su cociente masa luminosidad será  $3.6 \times 10^{-4} M_{\odot} / L_{\odot}$ , más de un orden de magnitud menor que si el sistema está compuesto por tres estrellas de tipo B3 cada una (con una luminosidad total de  $\sim 3000 L_{\odot}$ , una masa de  $7.6 M_{\odot}$  y un cociente masa luminosidad de  $7.3 \times 10^{-3} M_{\odot} / L_{\odot}$ ). Para este sistema triple, la posibilidad de que la presión de radiación detenga el proceso de acreción es por tanto, mucho más pequeña que en el caso de tener una sólo estrella de igual masa que dicho sistema. Esta última solución fue avanzada por Wolfire & Cassinelli 1987 en uno de los trabajos pioneros acerca de los problemas de la formación de estrellas de alta masa.

Los trabajos pioneros (Kahn 1974; Wolfire & Cassinelli 1987) estiman la masa final de la estrellas masivas usando modelos sencillos de acreción esférica sin rotación, pero con distintas propiedades para los granos de polvo. En este sentido, el trabajo de Wolfire & Cassinelli (1987) utiliza un modelo de polvo que incluye algunos avances desarrollados en el estudio de Mathis, Rumpl, & Nordsieck (1977), y toma además la temperatura de sublimación del polvo entre 1000 y 2000 K (más razonable que los 3500 K que utilizó Kahn 1974 en su estudio). Así, mientras Kahn (1974) encuentra que la masa límite para una estrella debería rondar las  $40 M_{\odot}$ , Wolfire & Cassinelli (1987) afirman que para formar una estrella de  $100 M_{\odot}$  es necesaria una tasa de acreción promedio de  $5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , teniendo en cuenta los tiempos de vida de las protoestrellas masivas antes de que la presión de radiación sea suficiente para frenar el colapso. Estas tasas de acreción son varios órdenes de magnitud más grandes que las observadas en estrellas de baja masa. Otros estudios utilizan modelos hidrodinámicos de acreción esférica con tasas de acre-

ción variables en el tiempo para tratar de explicar las masas finales de las protoestrellas (Yorke & Kruegel 1977; Stahler et al. 1980; Norberg & Maeder 2000; Behrend & Maeder 2001) y ya en la última década se ha propuesto el llamado modelo de *acreción turbulenta* (McKee & Tan 2003), que supone tasas de acreción mayores debido a que las estrellas se forman a partir de núcleos densos dominados por movimientos turbulentos supersónicos. Sin embargo, todos estos modelos suponen acreción esférica, lo que parece alejarse un tanto de lo que cabría esperar si la formación de estrellas masivas fuera una versión escalada de la formación de estrellas de baja masa, en el sentido de que en estas últimas, la acreción sucede por medio de un disco aplanado. La generación de este tipo de estructuras aplanadas, parece un hecho inherente al colapso de un núcleo denso, sea éste de alta o baja masa, con tal de que se presente alguna variación anisotrópica en sus condiciones dinámicas iniciales (bien provocadas por movimientos turbulentos o por la existencia de un campo magnético que permee el núcleo denso; ver por ejemplo Shu et al. 1987). Así, Nakano (1989) y posteriormente Jijina & Adams (1996) proponen modelos de acreción no esférica a través de un disco plano. En este escenario, la radiación de mayor frecuencia procedente de la estrella es absorbida en sus inmediaciones y luego es reemitida en el rango submilimétrico (recordemos que, debido a la dependencia creciente de la opacidad con la frecuencia, la radiación de mayor frecuencia es más eficiente a la hora de ejercer presión). Al haber mayor cantidad de material en el plano del disco que en las zonas polares del sistema protoestrella-disco, la aceleración producida por la radiación será mucho mayor en las direcciones polares. Algunas simulaciones numéricas basadas en estos modelos (Yorke & Sonnhalter 2002; Krumholz et al. 2005), han dado a conocer este efecto como *flashlight effect* (efecto de relampagueo). En las simulaciones numéricas (realizadas con un código de malla Euleriano que incluye autogravedad y presión de radiación) de Krumholz et al. 2005 se muestra además que la presión de radiación crea al comienzo unas cavidades polares de tamaño finito, que no logran revertir completamente el flujo de acreción como predecían los modelos de acreción esférica (ver Fig. 1.7). A través de las paredes de estas burbujas creadas por la presión radiativa, el material de la envoltura va cayendo a las partes más externas del disco de acreción, donde el material no es perturbado por la radiación dada la gran opacidad del propio disco. Con el paso del tiempo, la protoestrella aumenta su masa por acreción ecuatorial y su luminosidad. Las burbujas se destruyen al eyectarse material más acelerado en direcciones polares. El disco de acreción aún no se desintegra, por lo que el proceso de acreción continúa hacia la estrella. En otro trabajo, Jijina & Adams (1996) concluyen que los efectos debidos a la presión de radiación no imponen límites tan severos a la masa final de una estrella, sin embargo, apuntan que los tiempos de vida de los discos, comparados con los tiempos de las estrellas en la secuencia principal podrían suponer un nuevo problema teórico, que podría también limitar la masa final de las estrellas.

A pesar de que estos trabajos podrían ser tomados como la solución definitiva al problema de la formación de las estrellas masivas, otros autores han propuesto soluciones alternativas, alejándose algunas del escenario de acreción. Estas nuevas hipótesis consideran el medio en el que se for-



**Figura 1.7:** Simulación numérica de una protoestrella de unas  $\sim 22 M_{\odot}$  que acreta material en forma ecuatorial y cuya presión de radiación genera una burbuja (arriba). Por las paredes de dicha burbuja *resbala* el material hacia el plano ecuatorial. A medida que la masa de la protoestrella crece ( $\sim 23 M_{\odot}$ , centro), la burbuja se hace cada vez mayor, hasta deshacerse (abajo) en una suerte de movimientos similares a un proceso convectivo. El material del plano ecuatorial donde reside el disco de acreción no ha disminuido a pesar de la presión radiativa. La acreción hacia las protoestrellas formadas no se ha detenido. Extraída de Krumholz et al. 2005.

man las estrellas masivas. Estos objetos suelen encontrarse en cúmulos (Bonnell et al. 1998 y referencias en su interior) por lo que su interacción con el medio ambiente podría jugar un papel fundamental en su formación. En primer lugar, el modelo de acreción competitiva (Bonnell et al. 1997) propone que las estrellas se formen por el colapso de núcleos densos inmersos en grandes nubes moleculares. La diferencia reside en que la distancia entre los recién formados sistemas disco-protoestrella no es muy grande, y esto podría implicar la interacción gravitatoria entre distintos sistemas y los sistemas y el medio circundante. En su travesía por la nube molecular, estos nuevos sistemas irían acretando material de la nube con distintas tasas dependiendo de su masa y el tamaño de sus discos. Cuando este modelo es llevado al extremo (Bonnell et al. 1998), en nubes con una densidad de estrellas muy grande ( $\sim 10^8 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ ), podrían darse eventos de colisión entre protoestrellas de baja masa, que podrían fundirse para formar nuevas estrellas más masivas. Este último modelo evitaría así los problemas de la presión de radiación y los tiempos de vida tan cortos que tienen las protoestrellas de alta masa antes de la ignición del hidrógeno en su interior. Según Bonnell et al. (1998), este tipo de colisiones entre protoestrellas serían más probables en las partes centrales de los cúmulos estelares, donde la densidad de estrellas es mayor. Por otra parte, cabe destacar que las predicciones de este modelo de formación estelar son algo distintas a las del modelo de acreción, ya que no se esperaría detectar flujos moleculares ni discos en torno al objeto resultante. Éstos deberían ser destruidos probablemente en el momento de la colisión.

### 1.3.5. El problema de la creación de regiones HII. Presión térmica.

El segundo gran obstáculo teórico en la formación de estrellas masivas es que, en algún momento de su evolución (aproximadamente cuando adquiere una masa de  $20 M_{\odot}$ ), su radiación es capaz de ionizar el material circundante, generando de esta manera una región HII. La creación de una región HII es muy rápida (dependiendo en todo caso de la densidad del medio), y la temperatura del gas en su interior asciende a  $\sim 10^4$  K. El contraste entre la temperatura de una región HII y el material molecular que rodea la estrella se estima en unos dos órdenes de magnitud (como se dijo antes), por lo que la presión térmica de expansión de la región HII podría ser capaz de revertir el flujo de acreción. A pesar de que el problema fue apuntado en los trabajos pioneros de Larson & Starrfield (1971), Yorke & Kruegel (1977) y Nakano (1989), no ha sido tratado tan ampliamente como el de la presión radiativa. Keto (2002) y Keto & Wood (2006) sugirieron que para que la formación de una región HII no detenga el proceso de acreción, es necesario que el material del flujo de acreción sea muy denso y esté localizado en una zona en la que la velocidad de escape de la estrella ( $v_{esc} = \sqrt{2GM/R} = 42.2 \sqrt{M/R} \text{ km s}^{-1}$ , con M en masas solares y R en AU) sea mayor que la velocidad del sonido del material ionizado ( $c_{ion} = \sqrt{kT/m_H} \approx 9 \text{ km s}^{-1}$  a  $10^4$  K). Por ejemplo, para una estrella de  $20 M_{\odot}$ , esta región debe estar confinada en un radio de  $\sim 440$  AU, en el que podría estar incluido un disco masivo de alta densidad, e incluso el propio frente de ionización de la región HII, que inicialmente alcanza unos cientos de AU de la estrella

(Keto & Wood 2006). El empuje del material del flujo de acreción podría de esta manera, detener la expansión de la región H II tal y como se estima en los trabajos clásicos de nubes uniformes y estáticas (Strömgren 1939 y, por ejemplo, Franco et al. 1990). Las observaciones de Keto 2002 y Keto & Wood 2006, sugieren que la protoestrella, tras generar la región HII compacta, podría seguir acreciendo, en este caso, el material ionizado de sus inmediaciones.

### **1.3.6. Problemas observacionales en el estudio de la formación de estrellas de alta masa.**

A pesar de que los problemas teóricos que presenta la formación de estrellas masivas se han tratado de resolver aportando diferentes enfoques, tal vez el problema principal reside en que estas soluciones no han podido ser probadas por las observaciones. Por ejemplo, se espera que si las estrellas de alta masa se forman mediante mecanismos de acreción, se detecten discos y flujos moleculares asociados a protoestrellas con masas intermedias o altas, mientras que si se forman por medio de la fusión de protoestrellas, no se espera observar ni discos ni flujos moleculares.

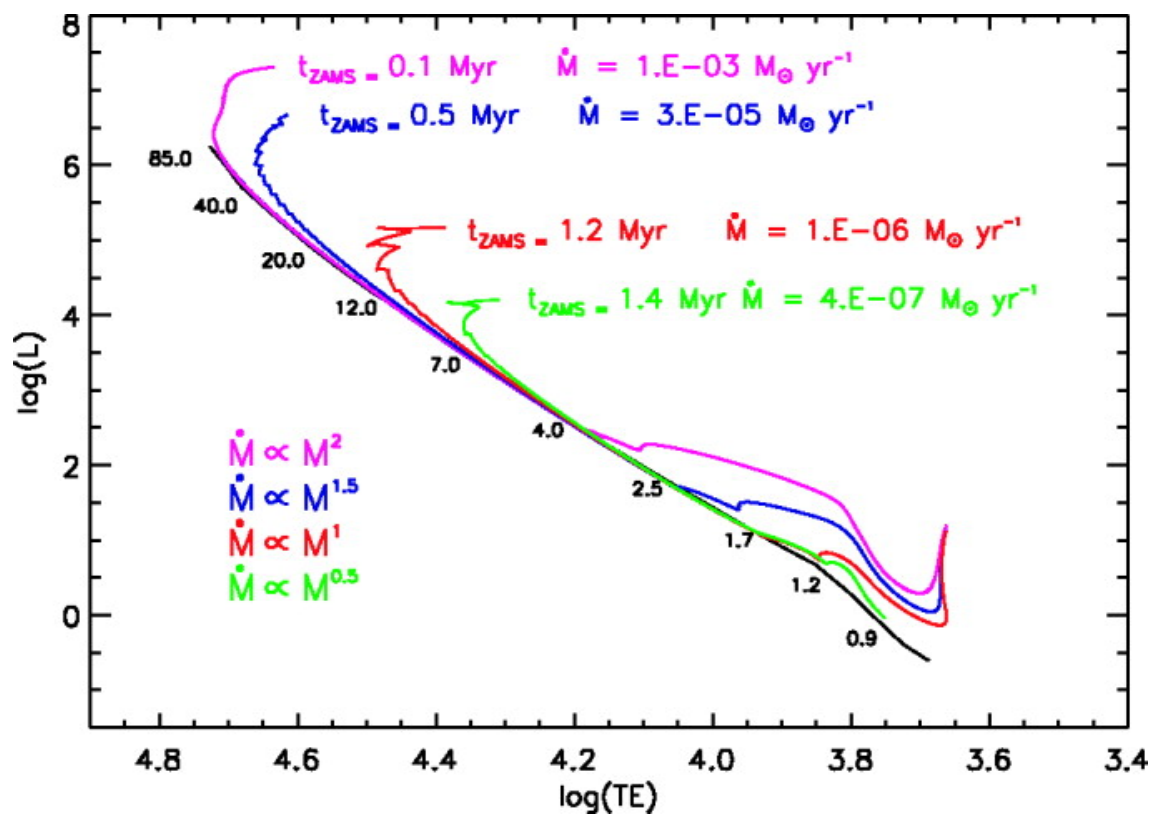
Hay una serie de dificultades intrínsecas al estudio observacional de las regiones de formación de estrellas masivas, que han impedido de momento, encontrar pruebas definitivas en apoyo de uno u otro escenario. En primer lugar, las estrellas (tanto de alta como de baja masa) se forman dentro de nubes de gas y polvo que producen una gran extinción, lo cual imposibilita habitualmente su estudio en el rango UV, óptico y en ocasiones, incluso en el cercano infrarrojo. La radiación de la protoestrella es absorbida por el polvo que la rodea y reemitida posteriormente como emisión térmica de cuerpo negro a longitudes de onda más largas. Esta radiación presenta un pico de emisión cerca de 100 micras (que corresponde a temperaturas de cuerpo negro de entre 50 y 100 K). Por tanto, las observaciones que pueden penetrar el material de la envolvente de la protoestrella, permitiendo el estudio de las regiones más cercanas a la misma, son las que se realizan en longitudes de onda que van desde el radio hasta el cercano infrarrojo (es decir desde la región centimétrica hasta  $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$  aproximadamente). Por otro lado, debido a la menor cantidad de estrellas masivas en relación al número de estrellas de baja masa, surge el problema de la distancia a las regiones de formación de estrellas masivas, típicamente de unos cuantos kiloparsecs. Sólo se sabe de unas pocas regiones de formación estelar de alta masa que estén a menos de 1 kpc (Orión KL a 450 pc; Cefeo A, a 750 pc, y G92.67+3.07, a 800 pc). El resto se encuentran a distancias que requieren de muy alta resolución angular para poder ser estudiadas en detalle ( $1''$  a 2 kpc corresponde a 2000 AU de resolución en distancia proyectada, mientras que por ejemplo los tamaños de discos en torno a protoestrellas de baja masa, no son mayores que 300 AU). El hecho de que los tiempos de vida de las estrellas de alta masa sean cortos, se agrega al de su escasez, a la hora de determinar una secuencia evolutiva en la formación de estos objetos. Otro problema añadido, está relacionado con el hecho de que las estrellas masivas no se forman de manera aislada, sino que se encuentran en regiones donde

usualmente coexisten protoestrellas en diversas etapas evolutivas. Los efectos de proyección y la posible interacción dinámica entre flujos y nubes moleculares de las distintas estrellas de una misma región, hace que la interpretación de los campos observados sea más compleja que las regiones donde se forman estrellas de baja masa aisladas. Por último, otra dificultad reside en el hecho de que los procesos de acreción en estrellas de alta masa involucren flujos de acreción que no sólo conciernen a una protoestrella, sino a grupos de protoestrellas. Es decir, el problema de que el paradigma de acreción para objetos aislados no aplique en los casos en los que son varias protoestrellas las que acretan material simultáneamente. Este tipo de escenario, si existe en la naturaleza, no está bien establecido de forma teórica. Así, las estructuras esperadas o predichas por el marco estándar de acreción podrían ser diferentes tanto en su morfología como en su dinámica.

A pesar de las dificultades expuestas, en la última década se han producido grandes avances en el estudio de la formación de las estrellas de alta masa, motivados sin duda, por las mejoras tecnológicas que han permitido observaciones de gran resolución angular y sensibilidad en la banda centimétrica (interferómetro VLA), milimétrica (interferómetros SMA, Plateau de Bure y CARMA) y del cercano infrarrojo (satélite Spitzer). Las observaciones realizadas con estos instrumentos han avalado el paradigma de formación estelar en estrellas de masa baja e intermedia ( $< 8 M_{\odot}$ ) por medio de pruebas indirectas, caracterizando las propiedades físicas y la cinemática de los flujos y discos de acreción que, en algunos casos, han podido ser observados en óptico mediante imágenes directas, como en los famosos proplyds de Orión (ver McCaughrean & O'dell 1996; Bally et al. 2000). También se han hecho estudios presentando evidencias de gas en caída hacia protoestrellas de baja masa (aunque el número de estos estudios no es muy grande), midiéndose velocidades de caída del gas y estimándose de este modo tasas de acreción hacia las protoestrellas (ver por ejemplo, Zhou et al. 1993, 1996; Myers et al. 1995; Di Francesco et al. 2001).

En el caso de las estrellas de alta masa, sería bueno distinguir entre los objetos con luminosidades similares a estrellas que en la ZAMS tienen un tipo espectral B temprano (que denominaremos protoestrellas de tipo B) y aquellos con luminosidades similares a las de las estrellas de la ZAMS de tipo O (que denominaremos protoestrellas de tipo O). Hay que hacer notar aquí, que una protoestrella de tipo B, si está en un estado evolutivo temprano y tiene un reservorio de material para acretar suficientemente grande, podría convertirse en una estrella de tipo espectral O, asumiendo la tasa de acreción necesaria (Fig. 1.8, Keto & Wood 2006). Esta división arbitraria, procede de las evidencias observacionales encontradas para ambos tipos de objeto. Esto es: mientras para protoestrellas de tipo B hay estudios que indican que podrían tener asociados flujos moleculares y discos de acreción en rotación (que sugerirían que estas estrellas se forman mediante un proceso de acreción similar al de estrellas de baja masa), para protoestrellas de tipo O, se han observado flujos moleculares pero no se han detectado discos por el momento. Sin embargo, las protoestrellas de tipo O parecen estar asociadas a enormes estructuras que rotan en torno a ellas (llamadas *toroides*). Estos toroides son mucho más masivos (típicamente entre 10 y 400  $M_{\odot}$ , ver Cesaroni et





**Figura 1.8:** Diagrama H-R con 4 trazas evolutivas de estrellas con distintas tasas de acreción. Las etiquetas  $t_{ZAMS}$  indican el tiempo transcurrido a partir de que la estrella alcanza  $4 M_{\odot}$  (momento en el que las estrellas se alejan de la línea de secuencia principal). Para cada traza evolutiva también se indica la tasa de acreción en dicho momento. Extraída de la Fig. 1 de Keto & Wood 2006.

al. 2007) que los discos de protoestrellas de menor luminosidad y se los ha definido como estructuras con masas superiores a la masa de la protoestrella central. Sus tamaños ( $\sim 1000-10000$  AU) son también mucho mayores que los discos de acreción que se observan en protoestrellas de tipo B (con tamaños de  $\lesssim 1000$  AU).

Permítaseme introducir aquí algunas preguntas que surgen a partir de las diferencias observacionales entre protoestrellas de tipos O y B y que son temas abiertos hoy en día. 1) ¿Implica esta diferencia observacional alguna diferencia en el proceso de formación de las estrellas de tipos B y O? 2) ¿De ser así, cuál es el límite en luminosidad entre ambos regímenes y cuál es el mecanismo que los diferencia? Por último, 3) en caso de que ambos tipos de estrellas se formen via acreción, ¿por qué entonces no se observan el mismo tipo de estructuras a su alrededor?

## 1.4. Observaciones de protoestrellas de alta masa

### 1.4.1. Procesos de emisión involucrados

Los avances tecnológicos en la capacidad de los telescopios actuales (mejor resolución espacial, sensibilidad y mayores anchos de banda), han permitido mejorar el análisis de regiones distantes, pero también han permitido estudios de muchos trazadores moleculares simultáneos en una misma observación. Fundamental en este aspecto, ha sido la aportación de técnicas interferométricas en longitudes de onda de radio, milimétricas y submilimétricas, debido a que estas ondas pueden atravesar el material denso en el que se encuentran embebidas las protoestrellas. A continuación haremos un somero resumen de algunos procesos que producen radiación de continuo a diferentes longitudes de onda y emisión de líneas moleculares, relacionando cada tipo de emisión con la información que se puede extraer de su análisis.

La radiación de continuo en radio puede ser de origen térmico o no térmico. La de origen térmico se produce en el gas o plasma ionizado, donde la ionización puede venir de la radiación ultravioleta de una estrella (fotoionización), o de la colisión entre átomos de hidrógeno (ionización colisional) que se produce en los choques de material con movimientos supersónicos y material de menor velocidad. La radiación sincrotrón (emisión no térmica) se produce por un efecto de aceleración en la dirección de los electrones que orbitan las líneas de campo magnético. En principio uno puede distinguir entre estos tipos de procesos con al menos dos medidas a distintas longitudes de onda en radio. Esto permite analizar la pendiente entre ambos flujos en un gráfico de la Distribución Espectral de Energía (SED, por sus siglas en inglés), en el que se representa la intensidad de flujo frente a la frecuencia. Esta pendiente se conoce como índice espectral y es distinta según la radiación sea sincrotrón ( $\alpha \approx -2$ ), procedente de una región HII ( $\alpha \approx 2$  en la parte ópticamente gruesa y  $\alpha \approx -0.1$  en la parte ópticamente delgada), o producida por un viento o chorro térmico

( $\alpha \approx 0.6$ ).

En cuanto a la emisión de continuo en ondas milimétricas y submilimétricas, la principal contribución proviene de la emisión térmica de cuerpo negro (o cuerpo negro modificado, que también se denomina cuerpo gris, y que depende de las propiedades de la materia). En regiones HII, sin embargo, la emisión de continuo puede deberse fundamentalmente a la emisión libre-libre. La emisión de continuo de un cuerpo negro, la producen las partículas de polvo por el hecho de tener una cierta temperatura. Esta radiación tiene dos características principales: (i) al hacer la representación de su SED, aparece una curva continua creciente con la frecuencia hasta alcanzar un pico de emisión a una determinada frecuencia, a partir de la que el flujo decrece rápidamente, y (ii) la frecuencia del máximo de emisión depende exclusivamente de la temperatura. En los escenarios de formación estelar, el polvo alrededor de las protoestrellas absorbe la radiación emitida por sus fotosferas. Este proceso hace que el polvo se caliente a temperaturas de entre  $\sim 50$  y 200 K. Un cuerpo negro en este rango de temperaturas, tiene su máximo en torno a  $\sim 100 \mu\text{m}$ , por lo que la emisión en el rango (sub)mm de estos objetos es suficientemente intensa para ser detectada con los instrumentos actuales. Los principales interferómetros (sub)mm actuales (SMA, PdBI y CARMA) son capaces de obtener un buen cociente señal a ruido (SNR, por sus siglas en inglés) en la detección de señales de  $\geq 5$  mJy utilizando una noche de integración, por lo que son los instrumentos adecuados para estudiar este tipo de objetos.

Las líneas moleculares de emisión se producen cuando una molécula es excitada entre dos niveles de energía. Hay varios modos en que las moléculas pueden ser excitadas, produciendo transiciones electrónicas (detectables en el rango ultravioleta y el óptico), vibracionales (detectables fundamentalmente en el infrarrojo) y rotacionales (detectables en (sub)mm y ondas de radio). Las transiciones rotacionales abundan en la región (sub)mm, y en un ancho de banda de 4 GHz (que es por ejemplo, el que usa el SMA en una observación) pueden detectarse decenas de ellas. Con este tipo de experimentos se puede extraer mucha información: desde temperaturas, densidades y tamaños, hasta la cinemática de las estructuras gaseosas que están trazando por ejemplo discos o flujos moleculares, y que permite estimar a su vez sus masas y momentos.

Algunas moléculas presentan emisión máser (por ejemplo OH, H<sub>2</sub>O, CH<sub>3</sub>OH), y han sido utilizadas en regiones de formación estelar como trazadores de discos de acreción (ver Tabla 1.2) o regiones de gas chocado en flujos bipolares (Kurtz et al. 2004).

Cabe indicar además, que desde el rango óptico hasta el rango de las radio-ondas, también son detectables las líneas de recombinación de los átomos (fundamentalmente las del hidrógeno, ya que las del helio, el carbono, etc. son mucho más débiles), que dan información de la dinámica del gas ionizado.

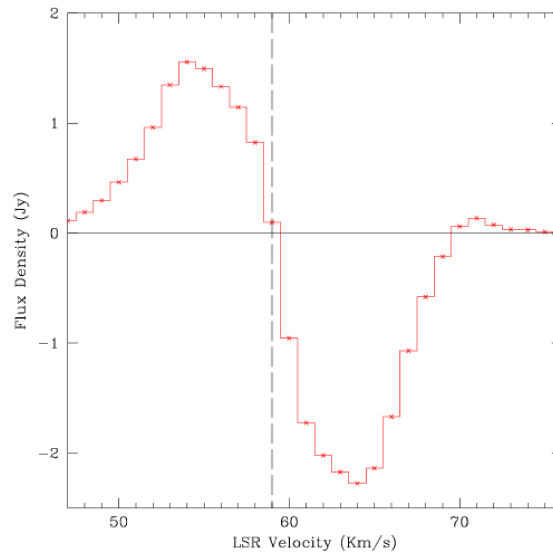
### 1.4.2. Exploraciones en busca de regiones de formación de estrellas masivas

Para tratar de identificar regiones con características propias de objetos jóvenes masivos se han llevado a cabo multitud de exploraciones basadas en distintos criterios. La catalogación de una región como posible candidato a albergar una o varias protoestrellas masivas no se basa en un solo parámetro, sino que estas regiones tienen una serie de características que las distinguen de otro tipo de objetos astronómicos. Entre los parámetros que se usan para restringir las búsquedas de objetos jóvenes masivos, normalmente se encuentran los siguientes: luminosidades por encima de  $\sim 5 \times 10^3 L_{\odot}$ , rango de colores IRAS (o satélite astronómico infrarrojo, por sus siglas en inglés) específico de regiones H II ultracompactas y/o núcleos moleculares densos (ver por ejemplo Chan et al. 1996; Molinari et al. 1996; Sridharan et al. 2002), asociación con trazadores de gas denso como CS o NH<sub>3</sub> (Churchwell et al. 1990; Bronfman et al. 1996; Molinari et al. 1996), asociación con fuentes de continuo en (sub)mm (Beckwith & Sargent 1993; Chan et al. 1996; Osterloh et al. 1997; Molinari et al. 2000; Beuther et al. 2002; Faúndez et al. 2004; Hill et al. 2005; Thompson et al. 2006) o en radio (Kurtz et al. 1994; Molinari et al. 1998; Sridharan et al. 2002; Zapata et al. 2006), o presencia de máseres de agua (H<sub>2</sub>O), radical hidroxilo (OH) o metanol CH<sub>3</sub>OH; ver por ejemplo, Chan et al. 1996; Walsh et al. 1998; Harju et al. 1998; Szymczak et al. 1998; Kurtz et al. 2004; Ellingsen 2006; Edris et al. 2007).

En las regiones en las que se ha podido identificar la existencia de estas protoestrellas de alta masa, los estudios en ondas de radio y ondas (sub)mm de alta resolución angular han proliferado en la última década. Las investigaciones han mostrado evidencias indirectas de que estos objetos podrían formarse por medio de acreción. Fundamentalmente, estos indicios son: posible detección de discos/toroides en rotación, flujos moleculares asociados con los procesos de acreción y gas en caída hacia la protoestrella. En el escenario ideal de acreción, uno espera encontrar una protoestrella rodeada por un disco de gas y polvo aplanado y en rotación, que suministre material a la protoestrella. Este disco además, debería ser perpendicular a un chorro o flujo molecular bipolar surgiendo del sistema disco/protoestrella. Hay numerosas observaciones que han proporcionado varias de estas evidencias en protoestrellas de alta masa, aunque por el momento no hay pruebas definitivas. A continuación se expondrán algunos ejemplos de las evidencias observacionales que se han encontrado y que parecen favorecer el paradigma de acreción en estrellas de alta masa.

### 1.4.3. Gas en caída libre hacia una protoestrella

Existen algunos experimentos que pueden ayudar a decidir si el gas en torno a una protoestrella está cayendo hacia la misma. Por ejemplo, Anglada et al. (1987, 1991) muestran con un modelo analítico, cómo el material en caída puede dejar una huella característica en las alas de las líneas de CO. En efecto, el ala desplazada al azul se verá más intensa que la desplazada al rojo.



**Figura 1.9:** Espectro de la línea CN (2-1) en W51N, que muestra una clara absorción en velocidades desplazadas al rojo. Esto se interpreta como gas en caída libre hacia la o las protoestrellas rodeadas por el gas. Extraída de la Fig. 2 de Zapata et al. 2008.

Tal vez el experimento más obvio para tratar de comprobar si efectivamente hay acreción en un objeto protoestelar, es ver si el movimiento del gas que se encuentra en sus inmediaciones, se dirige hacia el centro del mismo, es decir, comprobar si está sufriendo colapso. El colapso se puede ver reflejado en movimientos del gas con velocidades mayores que la velocidad del sistema (es decir, velocidades desplazadas hacia el rojo). En los perfiles de líneas de emisión esto se traduce en una autoabsorción de las líneas de emisión, a velocidades desplazadas al rojo. Si la absorción es suficientemente intensa se pueden presentar perfiles P Cygni inversos (Zapata et al. 2008; ver Fig. 1.9). En regiones de formación de estrellas de alta masa se han encontrado también perfiles de absorción puros, por lo general usando transiciones de amoníaco, gracias a la intensa emisión de continuo que producen las regiones HII, que calientan al gas frío que las rodea (ver, por ejemplo Keto et al. 1987; Keto 1990; Hofner et al. 1999).

Sin embargo, hasta la fecha sólo hay un puñado de casos que no presentan ambigüedad en la interpretación de gas en caída hacia una protoestrella de alta masa. Esto se debe en principio a que

las velocidades de caída son pequeñas (de unos pocos  $\text{km s}^{-1}$  a unos miles de  $\text{AU}^4$ ) comparadas con los anchos de línea totales. Por otro lado, interpretar un perfil con una absorción al rojo como el efecto de un gas en caída libre hacia una protoestrella, requiere tener la resolución angular adecuada para evitar ambigüedades, puesto que ese mismo perfil puede ser generado por ejemplo, por una región compuesta por dos protoestrellas moviéndose a velocidades diferentes.

En regiones de formación de estrellas de alta masa, los indicios de gas en caída se han obtenido usando trazadores moleculares como las líneas de inversión de  $\text{NH}_3$  (por ejemplo, Keto et al. 1987; Keto 1990, 2002; Hofner et al. 1999; Beltrán et al. 2006; Galván-Madrid et al. 2009),  $\text{HCO}^+$  (por ejemplo, Garay et al. 2007; Sandell & Wright 2010),  $\text{CN}$  (por ejemplo, Zapata et al. 2008), o  $\text{C}^{34}\text{S}$  (Girart et al. 2009) e incluso con líneas de recombinación en radio ( $\text{H}66\alpha$ , en Keto 2002) que trazarían flujos de acreción de material ionizado. Para hacer una estimación de la tasa promedio de material acretado, se suele utilizar la siguiente expresión, de la cual, el lado de la derecha supone una aproximación para el caso en que el material se encuentre en un disco (ver por ejemplo, Cesaroni et al. 2005):

$$\dot{M}_{acc} = 2\pi R \Sigma(R) v_{in} = 2\pi R \frac{M(R)}{4\pi R^2} \sqrt{\frac{2GM_*}{R}} .$$

En esta expresión,  $\Sigma(R)$  es la densidad superficial,  $v_{in}$  la velocidad de caída libre,  $M(R)$  la masa del disco encerrada dentro de un radio  $R$  y  $M_*$  es la masa de la protoestrella. Las tasas de acreción estimadas para varias protoestrellas de alta masa están entre las  $5 \times 10^{-4}$  y las  $5 \times 10^{-2} M_\odot \text{ año}^{-1}$ . Manteniendo estas tasas de acreción, la presión de radiación no supondría un problema (se podría generar una estrella de  $100 M_\odot$  en  $\sim 10^4$  a  $10^5$  años, y el desarrollo de una región HII se podría ver frenado (para una estimación analítica, ver Walmsley 1995; para ver el resultado de una simulación numérica, ver Banerjee & Pudritz 2007), pudiéndose de este modo generar una estrella tipo O de varias decenas de masas solares por medio de acreción.

Zhang (2005) encontró una relación empírica entre tasa de acreción y luminosidad en una pequeña muestra de protoestrellas masivas que relaciona la luminosidad y la tasa de acreción de una protoestrella de forma casi lineal ( $\dot{M}_{acc} (M_\odot) = 5 \times 10^{-8} \cdot (L/L_\odot)^{0.94}$ ). Aunque esta tendencia se construyó con un número pequeño de objetos, y las incertidumbres en las medidas son bastante grandes, la tendencia a aumentar la tasa de acreción con la luminosidad, sí parece conservarse para muestras mayores de protoestrellas (Maite Beltrán, conferencia de Morelia 2009).

#### 1.4.4. Discos circunestelares

En general, la acreción en una protoestrella no es esférica, ya que incluso un núcleo denso con una rotación pequeña, incrementa demasiado su momento angular en la etapa de contracción,

<sup>4</sup>Por ejemplo, para una estrella de  $10 M_\odot$ , la velocidad de caída es de  $\lesssim 2 \text{ km s}^{-1}$  a  $5000 \text{ AU}$ , mientras que los anchos de líneas en estas regiones están entre  $\sim 5\text{-}15 \text{ km s}^{-1}$ , contando los efectos de rotación, térmico y de turbulencia.

como para que toda su masa caiga directamente sobre la protoestrella. Además la rotación produce estructuras aplanadas o discos que giran en torno a las protoestrellas, incluso en las nubes colapsantes que van a producir sistemas binarios o múltiples. En estos sistemas se forman discos circunestelares alrededor de cada componente del sistema y, en el caso de que las componentes del sistema estén suficientemente cerca, o el sistema tenga una masa total grande, también se formará un disco circumbinario (Bate 2000).

La observación de discos de gas y polvo alrededor de protoestrellas proporciona un importante aval a la teoría de acreción, por lo que se ha extendido su búsqueda por un buen número de regiones de formación de estrellas masivas. Las observaciones sugieren la posible existencia de discos alrededor de protoestrellas de tipo B, pero en protoestrellas de tipo O, aún no se ha logrado ninguna detección positiva (dos revisiones actuales son Cesaroni et al. 2007; Zhang 2005). Los discos de protoestrellas de tipo B son generalmente masivos y extensos. Sus masas son comparables a las de sus protoestrellas o tan sólo un orden de magnitud menores (mientras que esta razón es de entre 0.01-0.001 para sus análogos de baja masa) y sus tamaños oscilan entre  $\sim 200$  AU y 1500 AU. Estas características los hacen distintos de los discos encontrados en torno a protoestrellas de baja masa. En un intento no exhaustivo por clasificar las distintas clases de discos observados, Cesaroni et al. (2007) los divide según su cociente  $M_{disk}/M_*$ . Si el cociente es menor que 0.1 entonces tendremos discos en torno a protoestrellas de masa baja o intermedia, si el cociente es  $\lesssim 1$ , los discos estarán asociados a protoestrellas tipo B y por último, si el cociente es mucho más grande que uno (con masas del disco mucho mayores que  $10 M_{\odot}$ ), los discos estarán asociados con protoestrellas tipo O, y en lugar de denominarlos discos, Cesaroni propone llamarlos toroides.

#### ■ Emisión térmica de continuo.

La detección de un disco alrededor de una protoestrella se basa en observar la emisión de polvo y gas de una estructura más o menos aplanada, con rotación axial en torno al eje de un flujo emanando del sistema disco-protoestrella a gran velocidad. Además, si la geometría es favorable y el material cercano a la protoestrella está a suficiente temperatura, se espera también poder identificar algún signo de gas en caída hacia la protoestrella. Sin embargo, dado que el tiempo de vida de las protoestrellas de alta masa es muy corto en comparación con el de las protoestrellas de baja masa, aquellas no tienen tiempo de limpiar el material de sus alrededores, permaneciendo embebidas en sus nubes originarias, incluso después de alcanzar la secuencia principal. Esto hace que la emisión de los discos (en caso de que existan) pueda confundirse con la emisión de la nube parental, lo que impide obtener detecciones claras y evidentes, como sucede en el caso de baja masa.

La técnica usada habitualmente para tratar de identificar discos en protoestrellas de alta masa es la interferometría en ondas de radio y (sub)mm (aunque recientemente se ha observado la parte más caliente e interna de un disco en IRAS 13481-6124, usando interferometría infrarroja con el VLTI, ver Kraus et al. 2010). Como se dijo anteriormente, es posible detectar

la emisión térmica del polvo del disco en el rango (sub)mm y con la resolución espacial suficiente se puede caracterizar la geometría del disco. Si bien este parece un experimento sencillo, el límite lo impone en este caso la resolución angular de los instrumentos actuales, dada la distancia a la que se encuentran estos objetos. Supongamos que el disco en torno a una protoestrella de tipo B tiene unas dimensiones de  $200 \text{ AU} \times 1000 \text{ AU}$ , que afortunadamente se ve de canto y que se encuentra a una distancia de 2 kpc. Para caracterizar su diámetro se necesita una resolución angular de menos de  $0''.5$ , que puede resultar factible con los instrumentos actuales, pero para resolver su grosor, es necesaria una resolución angular de  $0''.1$ , que se puede alcanzar hoy en día sólo con configuraciones muy especiales de algunos telescopios milimétricos (e-SMA, y CARMA), y bajo condiciones atmosféricas de gran estabilidad. Por lo general, las estructuras de polvo detectadas en (sub)mm alrededor de protoestrellas de tipo B, muestran fuentes compactas no resueltas, lo que sólo impone un límite superior a sus tamaños. En las fuentes tipo O (mucho más lejanas por lo general), las fuentes de continuo detectadas tienen radios de miles de AU y masas de decenas de masas solares. Se espera que con el advenimiento de ALMA (gran arreglo milimétrico de Atacama, por sus siglas en inglés), la caracterización morfológica de las fuentes de continuo se pueda llevar a cabo con mayor precisión.

Además de la morfología, por medio del estudio de la emisión de continuo se puede estimar la masa de gas y polvo del disco y la densidad del mismo (ver Fernández-López et al. 2011). Por otra parte, con varias medidas del flujo de continuo a distintas frecuencias se puede tratar de ajustar la SED y obtener una estimación de la temperatura del polvo y las características de los granos que lo componen (Fernández-López et al. 2010).

#### ■ Emisión térmica de líneas moleculares.

Debido a los problemas de resolución angular, la simple detección de una fuente de continuo (sub)mm no es suficiente para probar la existencia de un disco, por lo que se han buscado otro tipo de evidencias. Las observaciones de líneas moleculares aportan también datos morfológicos, pero la gran ventaja que suponen es que trazan la cinemática del gas excitado. Así, se han usado trazadores moleculares para detectar la rotación del gas que circunda las protoestrellas (que puede pertenecer al disco, pero también al gas de la envoltura más extensa), los flujos de gas de alta velocidad que emergen de la región disco-protoestrella (no bien determinada todavía) y el gas en caída (como se vio en la sección anterior). La dificultad más evidente que entraña este tipo de estudios es la confusión en las regiones cercanas a las protoestrellas, donde se mezcla la dinámica de todos estos fenómenos. Además, no todas las moléculas emiten en las mismas regiones, ni los procesos que producen su emisión son iguales. Tampoco se observa una misma línea molecular trazando el mismo tipo de estructuras en diferentes regiones. Por tanto, la investigación se vuelve aquí más compleja aún, siendo necesarios estudios detallados, particularizados para cada región.

Se han observado gradientes de velocidad usando trazadores moleculares de gas denso en



torno a varias protoestrellas masivas y, en general, estos gradientes se disponen en direcciones casi perpendiculares a la orientación de flujos moleculares asociados a dichos objetos. De esta forma, los gradientes de velocidad (de unos pocos  $\text{km s}^{-1}$ ), se han interpretado como signos de rotación en el gas.

Como un ejemplo de este tipo de estudios, en IRAS20126 se han ajustado los diagramas posición-velocidad de una transición de  $\text{C}^{34}\text{S}$  que muestra un gradiente de velocidad, con curvas de movimiento kepleriano (Cesaroni et al. 2005). Aunque estos ajustes adolecen de la falta de resolución angular necesaria, se han tomado como una de las mejores pruebas para asociar la emisión del gas con la dinámica de un disco alrededor de una protoestrella masiva de tipo B. En cambio, los gradientes de velocidad encontrados en protoestrellas de tipo O, se han detectado en estructuras de mucho mayor tamaño ( $\sim 15000 \text{ AU}$ ) y con masas dinámicas mayores que las masas de polvo estimadas, por lo que se considera que estas estructuras son dinámicamente inestables.

Como se mencionó anteriormente, una evidencia indirecta de la existencia de discos de acreción es la detección de flujos moleculares y jets (chorros) térmicos. La orientación de estos flujos de material eyectado, se espera que sea perpendicular al plano del disco de acreción, como ocurre en las estrellas de baja masa. Adoptando esta relación entre los discos de acreción y los flujos de material eyectado, se han llevado a cabo exploraciones observacionales en el plano de la Vía Láctea, con el objeto de identificar protoestrellas masivas con posibles discos de acreción (ver por ejemplo, Shepherd & Churchwell 1996; Beuther et al. 2002; Zhang 2005). La mayoría de los objetos ( $\sim 90\%$ ) observados en estas exploraciones muestran signos evidentes de la presencia de flujos moleculares (anchos de línea con alas de alta velocidad) asociados con las fuentes más masivas de las regiones investigadas (Zhang 2005). En el estudio de Zhang 2005, los flujos detectados en CO en una muestra de 39 objetos tienen la mayoría masas de unas decenas de  $M_{\odot}$ , tiempos dinámicos de  $\sim 10^4$  año, y energías de  $\sim 10^{45}$  erg. Además casi la mitad muestran una morfología bipolar. Teniendo en cuenta la resolución angular utilizada por los autores ( $\sim 30''$ ), esto sugiere que la presencia de flujos bipolares es bastante habitual en las regiones de formación de estrellas masivas, lo que favorece el marco de formación mediante acreción a través de discos. En la sección §1.4.5 se verán algunos detalles adicionales de los jets térmicos y flujos moleculares en protoestrellas de alta masa.

#### ■ Emisión máser.

Otra técnica usada para encontrar discos de acreción alrededor de estrellas de alta masa es realizar observaciones de máseres (MASER es el acrónimo de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, o amplificación en microondas debida a la emisión estimulada de radiación). La emisión máser es muy intensa (puede alcanzar una temperatura de brillo de  $\sim 10^{15}$  K), se observa en regiones muy compactas (*spots* o manchas) de unos pocos AU y presenta anchos de línea muy angostos (de alrededor de  $1 \text{ km s}^{-1}$ ). Estas ca-

Tabla 1.2. Máseres en regiones de formación estelar de alta masa

Fuente	Molécula	Estructura trazada	Referencias
G192.16-3.82	H <sub>2</sub> O	posible disco kepleriano	Shepherd & Kurtz 1999
IRAS 16547-4247	H <sub>2</sub> O	posible disco kepleriano	Franco-Hernández et al. 2009
Cefeo A	H <sub>2</sub> O	posible disco kepleriano, estructuras filamentosarias y posibles vientos	Torrelles et al. 1998, 2001
Orión I	H <sub>2</sub> O	jet bicónico	Greenhill et al. 2004
IRAS 20126+4104	H <sub>2</sub> O	jet cónico	Moscadelli et al. 2005; Edris et al. 2005
Sh 2-255 IRS	H <sub>2</sub> O	jet/outflow	Goddi et al. 2007
IRAS 20126+4104	CH <sub>3</sub> OH	posible disco kepleriano	Edris et al. 2005
NGC 7538 IRS1 N	CH <sub>3</sub> OH	posible disco con rotación diferencial	Pestalozzi et al. 2009
IRAS 20126+4104	OH	posible disco kepleriano	Edris et al. 2005
IRAS 17233-3606	CH <sub>3</sub> OH	anillo en expansión o varios flujos moleculares?	Zapata et al. 2008
IRAS 17233-3606	OH	flujo molecular	Fish et al. 2005
AFGL 5142	CH <sub>3</sub> OH	gas en caída hacia la protoestrella?	Goddi et al. 2007
Orión I	SiO	viento bipolar saliendo de disco en rotación	Mathews et al. 2010
MWC 349	H21 $\alpha$	posible disco en rotación	Thum et al. 1994

racterísticas permiten llevar a cabo estudios con gran resolución angular (interferometría de base muy larga) e incluso la medición de sus movimientos propios en tan sólo unos pocos años e inclusive algunos meses. En ocasiones, la emisión máser se presenta en el entorno inmediato de la protoestrella, convirtiéndose así en una herramienta útil para investigar la cinemática de la región. Las transiciones con emisión no térmica observadas en regiones de formación estelar de alta masa, se detectan en ondas de radio centimétricas y milimétricas y pertenecen a las siguientes moléculas: agua (H<sub>2</sub>O), metanol (CH<sub>3</sub>OH), monóxido de silicio (SiO, aunque esta molécula sólo ha sido detectada en tres regiones de formación estelar, ver Zapata et al. 2009), radical hidroxilo (OH) y algunas líneas de recombinación de hidrógeno en el rango milimétrico (aunque éstas sólo se han detectado en una fuente: MWC 349; ver por ejemplo, Martin-Pintado et al. 1989).

Se han propuesto detecciones de discos de acreción con máseres, al encontrar estructuras cuasi lineales con gradientes de velocidad que pueden ser explicados por la rotación de un disco. Sin embargo, los problemas de ambigüedad son grandes, y en los casos en los que se ha propuesto la detección inequívoca de un disco, estudios con mayor resolución angular, han mostrado que la interpretación de la cinemática y geometría de las manchas máseres no es una tarea sencilla. La Tabla 1.2 presenta un resumen con algunas detecciones de discos, flujos moleculares, u otras estructuras no bien determinadas, mediante observación de máseres. Como se puede apreciar de la inspección de esta tabla, una misma molécula (de hecho una misma transición máser) podría trazar varios tipos de estructuras (flujos, discos,...) dependiendo de la región estudiada. Esto hace recordar que las características para producir la amplificación máser (por ejemplo, la geometría y las condiciones de inversión) son muy

restrictivas y, en cada caso podrían darse en una estructura diferente, e incluso podrían variar entre dos fechas distintas de observación.

Tal vez dos de los ejemplos más interesantes en la detección de máseres en las inmediaciones de una protoestrella de alta masa, son Cefeo A HW2 y Orión I (curiosamente, las dos regiones de formación de estrellas de alta masa más cercanas a la Tierra). En Cefeo A HW2, Torrelles et al. (1998) detectaron máseres de agua a 22 GHz trazando una estructura de unos 600 AU de diámetro, con una orientación perpendicular a su radio jet (Torrelles et al. 2001; Curiel et al. 2002). Los autores interpretaron la velocidad radial de las manchas máseres mediante el modelo de un disco en rotación, con un posible movimiento de contracción. Observaciones adicionales de muy alta resolución (usando el arreglo de líneas de base muy largas, o VLBA por sus siglas en inglés), Torrelles et al. (2001) resolvieron varias de las manchas con emisión máser (*spots*) previamente detectadas. Estas nuevas observaciones mostraron filamentos alargados, algunos con estructuras curvadas, que parecerían originarse en frentes de choque de las paredes del viento del disco de HW2, una burbuja en expansión asociada a otra protoestrella y otros frentes de choque producidos por una tercera protoestrella. Estas observaciones sugerían la existencia de un sistema triple en una región de unos 200 AU en distancia proyectada (Torrelles et al. 2001). Muy recientemente (Torrelles et al. 2011), se han publicado los resultados del análisis de nuevas observaciones del VLBI separadas 5 años con las anteriores, que muestran que la emisión máser en las inmediaciones de Cep A-HW2 procede de: (a) un anillo elíptico de 50 AU de diámetro en expansión, que rodea una de las protoestrellas del sistema; (b) una burbuja en expansión que se está disipando en el medio interestelar y que rodea otra protoestrella; (c) un flujo lento con un ángulo de apertura grande y un flujo rápido (jet) con un ángulo de apertura pequeño, eyectados posiblemente por la protoestrella principal. El flujo más colimado parece además mostrar signos de rotación.

Por otro lado, en el caso de Orión I, se han encontrado máseres de agua en los casquetes polares de lo que se ha identificado como un flujo bipolar, a distancias de la fuente I entre 100 AU y 500 AU (Greenhill et al. 2004). También se ha detectado emisión máser de SiO con una distribución similar a la de los máseres de agua, pero en una región más cercana a la protoestrella (entre 20 AU y 100 AU). Los estudios de alta resolución llevados a cabo con interferómetros de muy larga base (VLBI), muestran que la emisión máser de SiO procede de la base de un viento bipolar originado por un hipotético disco visto de canto, en torno a la fuente I (Matthews et al. 2010). Hay que hacer notar en este punto, que al igual que en Cefeo A HW2, algunas manchas con emisión máser de SiO están dispuestas en forma de filamentos alargados, y sus movimientos propios, muestran movimientos de expansión o eyección. Otros filamentos parecen seguir movimientos turbulentos que podrían estar ligados a rotación del disco/jet (aunque siempre unos 10 AU por encima del plano ecuatorial del disco). En su trabajo, Matthews et al. (2010), sugieren que la disposición filamentaria de al-

gunos de estos máseres podría indicar la presencia de campos magnéticos como mecanismo de lanzamiento y confinación del material de los vientos del disco.

La emisión máser es por tanto una herramienta útil, aunque no trace la dinámica de la mayor parte del material molecular. Sin embargo, la detección de discos mediante este tipo de estudios ha resultado controvertida e incluso refutada en ocasiones, por observaciones con mejor resolución angular (Zhang 2005).

#### ■ Estabilidad de los discos de acreción.

A raíz de las evidencias observacionales que indican la existencia de discos de acreción en torno a protoestrellas de alta masa (Tabla 1.3), surge una nueva incógnita: la estabilidad de estructuras con masas comparables (si no es que mayores) a las protoestrellas que orbitan. La estabilidad axisimétrica en discos planos con respecto a su propia gravedad está determinada por el parámetro  $Q$  de Toomre (Toomre, 1964), que está definido por la siguiente expresión:

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma} \quad ,$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido efectiva en el disco,  $\kappa$  es la frecuencia epicyclica (que en discos con rotación kepleriana es igual a su velocidad angular,  $\Omega$ ) y  $\Sigma$  es la densidad superficial. Un disco es inestable frente a perturbaciones gravitatorias si  $Q \lesssim 1$ . En este caso, las perturbaciones pueden ocasionar la formación de brazos espirales densos, anillos, arcos de gas y polvo, o incluso la fragmentación y aparición de coágulos dentro del disco (Durisen et al. 2001, 2007).

Para obtener estimaciones del parámetro de Toomre en discos de protoestrellas masivas, se pueden usar las estimaciones de masas de disco y estrella ( $M_d$ ,  $M_*$ ), temperatura y tamaño del disco ( $T$ ,  $R$ ), obtenidas a partir de las observaciones de la emisión de continuo (sub)milimétrico del polvo. Primero se supone un disco en rotación kepleriana para obtener una estimación de la velocidad angular,

$$\Omega = \sqrt{\frac{G(M_d + M_*)}{R^3}} = 1.989 \times 10^{-7} \times \left(\frac{M_d + M_*}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{R}{AU}\right)^{-\frac{3}{2}} \text{ s}^{-1} \quad .$$

En segundo lugar, se asume que la densidad superficial es inversamente proporcional al radio del disco (ver por ejemplo Kratter & Matzner 2006; Cesaroni et al. 2007), con lo que

$$\Sigma = \frac{M_d}{\pi R^2} = 2.829 \times 10^6 \times \left(\frac{M_d}{M_\odot}\right) \times \left(\frac{R}{AU}\right)^{-2} \text{ g cm}^{-2} \quad .$$

La velocidad del sonido viene dada por,

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}} = 6.012 \times 10^3 \left(\frac{T_d}{K}\right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm s}^{-1} \quad ,$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $\mu$  es el peso molecular promedio de las partículas del disco (que se suele tomar como 2.3, ver por ejemplo Hartmann 1998) y  $m_H$  es el peso

de un átomo de hidrógeno. Con todo esto, el parámetro de Toomre puede expresarse ahora como,

$$Q = \sqrt{\frac{k_B}{G\mu m_H} \frac{\sqrt{TR(M_d + M_*)}}{M_d}} = 2.016 \times 10^{-3} \times \left(\frac{T}{K}\right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{R}{AU}\right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{M_d + M_*}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{M_d}{M_\odot}\right)^{-1}.$$

Algunos autores han hecho notar sin embargo, que estas estimaciones se hacen bajo la suposición de discos delgados, pero hay evidencias de que los discos en torno a protoestrellas masivas podrían tener grosores comparables al de sus radios (Cesaroni et al. 2007). Esto hace necesario un tratamiento diferente para estimar el parámetro de Toomre, ya que el grosor de un disco es un efecto altamente estabilizador (Durisen et al. 2001; Larson 2003; Lodato & Rice 2004, 2005). Larson (2003) indica en su revisión de la física involucrada en los procesos de formación estelar, que *para un disco de grosor infinitamente pequeño el valor crítico del parámetro  $Q$  es 1, mientras que si el grosor es finito, el valor crítico es algo menor que la unidad, dependiendo su valor exacto de la ecuación de estado*. Larson explica además, que el caso límite corresponde a un disco incompresible, para el que  $Q_{crit} = 0.526$ .

Por último, cabe indicar que además de la rotación y el grosor de un disco (efectos estabilizadores), existen otros efectos que juegan un rol importante en la estabilidad de los discos. La presencia de campos magnéticos permeando el disco produce estabilidad, mientras que los choques internos y la radiación estelar son generadores de inestabilidad gravitatoria.

### 1.4.5. Jets térmicos y flujos moleculares

Los flujos eyectados por las protoestrellas, a pesar de presentarse a lo largo y ancho de la Galaxia, no fueron predichos por los modelos teóricos. Representan un mecanismo muy eficaz para remover momento angular del disco, permitiendo así los procesos de acreción, y son por tanto, una evidencia más de la existencia de este tipo de procesos. Además, la forma en que se originan, aunque no bien entendida por los modelos teóricos, parece estar vinculada a la rotación de los discos de acreción, así como a los campos magnéticos que atraviesan el sistema disco-protoestrella (ver por ejemplo revisiones de Shu et al. 2007; Pudritz et al. 2007). La información observacional a este respecto es aún bastante imprecisa, ya que los experimentos necesitan una gran resolución angular (escalas de AU) y una gran sensibilidad. Con todo, algunos experimentos parecen mostrar evidencias de la posible rotación de algunos flujos en las partes más cercanas a las protoestrellas (ver Coffey et al. 2004; Woitas et al. 2005; Coffey et al. 2007; Chrysostomou et al. 2008; Lee et al. 2008; Launhardt et al. 2009; Zapata et al. 2009; Torrelles et al. 2011), lo que confirmaría que los flujos eyectados pueden disipar momento angular de forma efectiva. Sin embargo, los mismos indicios que sugerían la presencia de rotación en los flujos eyectados se pueden interpretar como evidencias de precesión o eyección no uniforme de material (Soker 2005, 2009; y ver también Lee et al. 2010).

Tabla 1.3. Posibles discos en protoestrellas de alta masa.

Fuente	Emisión de continuo							Emisión molecular					Referencias
	D (pc)	L ( $L_{\odot}$ )	$M_{disk}$ ( $M_{\odot}$ )	$R_{disk}$ (AU)	$\beta_{dust}$	$T_{disk}^{(1)}$ (K)	$\lambda_{obs}$ (mm)	$M_{disk}$ ( $M_{\odot}$ )	$R_{disk}$ (AU)	$V_{rot}(R)$ km s <sup>-1</sup> (AU)	$M_*$ ( $M_{\odot}$ )	Molécula	
GGD27-MM1	1700	$\geq 3.3 \times 10^3$	4.1	< 136	0.58	109	1.4, 0.45	...	~1500	4(1500)	...	SO <sub>2</sub>	1
Orión BN	450	$2.5 \times 10^3 - 10^4$	...	500	...	...	0.002	...	...	...	6-20	...	2,3
Orión I	450	$4 \times 10^3 - 10^5$	...	...	...	...	...	0.002	50	13.5(35)	> 8	SiO maser	2,4
IRAS 20126+4104	1700	$10^4$	4	1600	0.7	...	1.3	12	7600	1.3(3700)	7	C <sup>34</sup> S, CH <sub>3</sub> OH	2
Cep A HW2	725	$\sim 10^4$	1-8	330	-0.1	25-75	0.92	4	580	6(360)	15	CH <sub>3</sub> CN	5,6
AFGL 2591	1000	$2 \times 10^4$	0.4-1.8	500	0.7	...	1.5	...	> 1000	4.6(300)	16	SO <sub>2</sub>	2,7
G192.16-3.82	2000	$2 \times 10^3$	3-20	70	1.5	40-100	7	1000	...	1(1000)	5-10	H <sub>2</sub> O maser	8,9,10
W51	6000	$3 \times 10^6$	40	1500	0.8	200	7,1.3	100	4500	3(4500)	60	SO <sub>2</sub>	11
NGC 6334 I(N) <sup>(3)</sup>	1700	$1.9 \times 10^3$	~ 3	1500	0.4	155-165	7,1.3	...	~2400	2.5(2400)	...	CH <sub>3</sub> OH,...	12,13
IRAS 16547-4247	2900	$6 \times 10^4$	5	1800	...	...	...	...	...	...	...	...	14
W33A-MM1 <sup>(3)</sup>	3800	$1 \times 10^5$	9-32	1000	1.3	100-347	0.9,1.3	9	3800	2(1900)	~ 10	CH <sub>3</sub> CN	15
W33A-MM2 <sup>(3)</sup>	3800	$1 \times 10^5$	~ 60	1000	0.5	46	0.9,1.3	...	...	...	...	...	15
AFGL 490	1000	$2 \times 10^3$	0.8-2.3	< 1000	...	...	1.3	0.5-2	1600	2(1000)	8	C <sup>17</sup> O	16
G92.67+3.07	800	$4.7 \times 10^5$	...	< 700	...	51	3	12	7200	1.2(7200)	> 6	CS	17
G35.2-0.74N	2000	$1.6 \times 10^4$	...	...	...	...	...	0.15	~ 1500	1(1500)	4-7	OH maser	18
AFGL 5142	1800	$4 \times 10^4$	1-27	< 4500	...	70	3.4	4	< 1800	3.2(900)	~7 <sup>(2)</sup>	NH <sub>3</sub>	19,20
G31.41+0.31	7900	$3 \times 10^5$	490	8300	...	230	1.4	87	8300	2.1(8300)	...	CH <sub>3</sub> CN	21
NGC7538S <sup>(3)</sup>	2650	$1.5 \times 10^4$	125	10600	...	...	...	85-115	10600	2.3(7000)	...	H <sup>13</sup> CN	22
G28.20-0.05 <sup>(4)</sup>	5700	$1.8 \times 10^5$	...	...	...	280	...	> 18	< 8300	4.5(3400)	31-79	NH <sub>3</sub>	23
G28.78 A1	7700	$3.3 \times 10^4$	130	4100	...	80	1.4	23	~ 4500	1.5(4100)	...	CH <sub>3</sub> CN	24

<sup>(1)</sup>En los casos en que se encontró una estimación a partir de la SED, se presenta ese valor, si no se consideraron medidas a partir de datos moleculares.

<sup>(2)</sup>Estimada a partir de los datos encontrados en citealt2002Zhang.

<sup>(3)</sup>Fuente resuelta en varias componentes milimétricas.

<sup>(4)</sup>Esta fuente consiste en una región HII de 3400 AU de radio rodeada por un toroide molecular (Sollins et al. 2005).

Referencias. — 1 2010Fernandez; 2 Cesaroni et al. 2007; 3 Hillenbrand et al. 2001; 4 Matthews et al. 2010; 5 Patel et al. 2005; 6 Comito et al. 2007; 7 van der Tak et al. 2006; 8 Shepherd et al. 2001; 9 Shepherd et al. 2004; 10 Imai et al. 2006; 11 Zapata et al. 2009; 12 Rodriguez et al. 2007; 13 Brogan et al. 2009; 14 Franco-Hernández et al. 2009; 15 Galván-Madrid et al. 2010; 16 Schreyer et al. 2006; 17 Bernard et al. 1999; 18 Fuller et al. 2001; 19 Hunter et al. 1999; 20 Zhang et al. 2002; 21 Beltrán et al. 2004; 22 Sandell & Wright 2010; 23 Sollins et al. 2005; 24 Beltrán et al. 2004.

Tabla 1.4. Jets térmicos en regiones de formación estelar de alta masa.

Fuente	L $10^4 L_{\odot}$	Índice espectral	Apertura °	Velocidad $\text{km s}^{-1}$	$t_{din}$ $10^3$ años	$\dot{M}_{out}$ $10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$	Referencias
GGD 27	2	0.54	1	700	4	6	1, 2
Cefeo A HW2	1	0.69	20	500	2.5 <sup>(a)</sup>	0.6	3
IRAS 16547-4247	0.33	6.2	15	500	800	...	4
S140 IRS 1A <sup>(b)</sup>	0.3	0.5	$\sim 30^{\circ}$	$\geq 40-120$	...	...	5
IRAS 23139+5939	2	0.64	...	...	...	...	7
IRAS 20216+4104	1.3	1.36 <sup>(c)</sup>	...	...	...	...	8
G35.2-0.7N	1	$\sim 1.3$	...	...	...	...	9
IRAS 18089-1732(1a)	3.2	0.54	$\sim 50-60$	...	...	...	10
IRAS 18182-1433	2	0.1	...	...	...	...	10
Jets térmicos en regiones de formación estelar de alta masa detectados en H <sub>2</sub> a 2.121 $\mu\text{m}$							
IRAS 07427-2400	5	...	...	...	...	...	11
W 75 N <sup>(d)</sup>	5	...	...	...	...	...	12
IRAS 18151-1208	2	...	...	...	...	...	13
G5.89-0.39	$\sim 10$	...	...	...	...	...	14

<sup>(a)</sup>Cunningham et al. (2009), proponen un modelo de jet precesante, con un tiempo dinámico total de  $\sim 2 \times 10^4$  años, sin embargo.

<sup>(b)</sup>Trinidad et al. (2007), dejan abierta la posibilidad de que la emisión de radio continuo procedente de esta fuente se origine en un viento ecuatorial.

<sup>(c)</sup>Tal vez la emisión del jet sea ópticamente gruesa, al menos parcialmente (Hofner et al. 2007).

<sup>(d)</sup>Se han detectado varios flujos en H<sub>2</sub>.

References. — (1) Martí et al. (1993); (2) Fernández-López et al. 2010; (3) Curiel et al. 2006; (4) Rodríguez et al. 2008; (5) Trinidad et al. 2007; (6) Hoare 2006; (7) Trinidad et al. 2006; (8) Hofner et al. 2007; (9) Gibb et al. 2003; (10) Zapata et al. 2006; (11) Kumar et al. 2003; (12) Shepherd et al. 2003; (13) Davis et al. 2004; (14) Puga et al. 2005.

Existen algunas diferencias entre los jets colimados y los flujos moleculares. El sistema disco-protoestrella de alguna forma acelera un viento en las direcciones perpendiculares al plano ecuatorial de rotación del disco. Este viento es a veces muy colimado en forma de chorro o jet. Las velocidades de los jets son varias veces superiores a la velocidad de escape de la región desde la que fueron eyectados, alcanzando entre 50-500  $\text{km s}^{-1}$ . Las observaciones parecen sugerir que cuando los jets son eyectados por objetos muy jóvenes, el material del que se componen es principalmente molecular ( $\text{H}_2$ , CO y SiO por ejemplo), mientras que en objetos más evolucionados, la densidad del jet disminuye, las velocidades de eyección se hacen mayores y el material del que se componen es principalmente atómico o incluso ionizado. Estos últimos (vientos con material ionizado) se conocen como jets térmicos y son detectados en radio continuo por la emisión libre-libre de sus electrones. Los jets muestran en ocasiones choques internos originados cuando una *capa* de material eyectado, alcanza otra eyectada anteriormente de velocidad menor. Si la velocidad relativa en este choque es suficientemente alta ( $\gtrsim 60 \text{ km s}^{-1}$ ), se producirá la ionización de los átomos de hidrógeno, emitiéndose radiación libre-libre detectable en radio continuo, líneas de recombinación de hidrógeno  $\text{H}\alpha$ , y líneas de emisión prohibidas de algunos metales. En regiones de formación de estrellas masivas, no se conoce un gran número de jets térmicos. La Tabla 1.4 hace un recuento de las propiedades de algunos de estos jets.

Además de estos jets colimados, el sistema disco-protoestrella puede originar vientos de menor velocidad y con ángulos de apertura mayores, que rodean los jets. Tanto los jets como estos vientos más lentos horadan la nube molecular a partir de la que se condensó la protoestrella, formando una cavidad y desplazando el gas circundante con velocidades pequeñas. Por tanto, los jets y vientos anchos transfieren momento angular al material que arrastran por medio de ondas de choque de baja velocidad, consituyendo de este modo los flujos moleculares bipolares que se observan en líneas de emisión de transiciones rotacionales en el rango (sub)mm.

No se conoce un trazador molecular único de flujos moleculares, por lo que habitualmente se han utilizado transiciones de CO y algunos de sus isótopos,  $\text{HCO}^+$  o SO para detectarlos. Algunas revisiones recientes en las que se dan cuenta de las propiedades y características observadas de los flujos moleculares asociados con protoestrellas de alta masa, así como su interacción con el medio ambiente son: Beuther & Shepherd 2005 y el muy completo de Arce et al. 2007. Por otro lado, la Tabla 1 de Beuther & Shepherd 2005 y la Tabla 1 de Zhang 2005 compendian los parámetros de un buen número de flujos moleculares detectados en CO. Algunos de estos trabajos Beuther & Shepherd 2005; Arce et al. 2007 proponen además una posible traza evolutiva, basada en las observaciones, en la que la edad de una protoestrella vendría marcada por el ángulo de apertura de su flujo molecular. Mientras los flujos colimados corresponderían a objetos jóvenes, menos masivos, los flujos con ángulos de apertura muy grandes corresponderían a objetos de más masa, más evolucionados.



### 1.4.6. Caracterizando las protoestrellas

Finalmente, el estudio de las protoestrellas de alta masa, trata de clasificar los objetos observados a partir de sus características físicas (masa, radio, temperatura, luminosidad y tasa de fotones ionizantes). Fundamental sobre todas estas es la estimación de la masa de una protoestrella (que es el parámetro que caracteriza completamente su evolución).

La masa de una protoestrella masiva, se puede estimar de varias maneras: (a) mediante un ajuste kepleriano de la curva de rotación del disco circunestelar que la rodea (o diagrama posición-velocidad); (b) estimando su luminosidad bolométrica (integrando su SED en todo el rango de frecuencias); (c) estimando su luminosidad a partir de la tasa de fotones ionizantes obtenida al medir la emisión libre-libre en radiofrecuencias.

Un ajuste kepleriano está sujeto a diversos tipos de incertidumbres. En primer lugar se asume que la curva de rotación del disco es de tipo kepleriano (lo que en ocasiones no es una asunción tan obvia, puesto que el disco podría girar siguiendo otra ley de rotación; ver por ejemplo Pestalozzi et al. 2009). Segundo, la masa medida incluye la masa del disco (que en el caso de protoestrellas masivas puede ser una fracción importante de la masa de la protoestrella), por lo que habrá que medir la masa de éste, para poder obtener una buena estimación. Las principales fuentes de error en este tipo de medida vienen dadas por la resolución angular y la resolución espectral de las observaciones. En cuanto a la estimación de la luminosidad bolométrica, suele estimarse juntando medidas del satélite infrarrojo IRAS, que tienen una resolución angular pobre (de  $30''$  a  $12 \mu\text{m}$  a  $2'$  a  $100 \mu\text{m}$ ), de radio antenas simples y de datos interferométricos. Los datos forman un conjunto con resoluciones angulares distintas, que en ocasiones pueden no ser comparables necesariamente. Por ejemplo, en muchos casos, la emisión recogida por IRAS incluye no sólo la emisión de una sino de múltiples fuentes, sobrevalorando a estas longitudes de onda la emisión del objeto analizado. En ocasiones, estas estimaciones hacen extrapolaciones desde las  $100 \mu\text{m}$  hasta la región centimétrica debido a la ausencia de datos en la región milimétrica. Los errores siguen creciendo cuando se tienen en cuenta efectos de proyección en la radiación o la misma geometría de la región (ver por ejemplo, Yorke & Bodenheimer 1999). Una vez que se tiene una estimación de la luminosidad, se usan modelos de evolución de estrellas de la secuencia principal (Panagia 1973; Vacca et al. 1996; Martins et al. 2005), para asignar una masa al objeto dependiendo de la luminosidad obtenida (con tablas como la Tabla 1.1). Sin embargo, los modelos de evolución no han podido ser comprobados de forma sistemática con las observaciones en estrellas de la secuencia principal, y mucho menos en protoestrellas. Por último, cuando se estima la luminosidad a partir de la tasa de fotones ionizantes (que se estima a partir de observaciones en radio), nuevamente se tienen que usar modelos evolutivos, pero además no se puede separar la emisión fotoionizada de la ionizada por colisiones. En estas estimaciones la presencia de granos de polvo puede afectar la medición, haciendo que el resultado sea sólo un límite inferior. Una vez obtenido el flujo de una fuente, se

estima la tasa de fotones necesaria para mantener ionizada una región HII del mismo tamaño. Este dato se relaciona posteriormente con la luminosidad de la protoestrella, y ésta con su masa. Se debe tener en cuenta que las incertidumbres en la calibración de flujo de un interferómetro suelen estar por encima del 10 %, mientras que los errores en los tamaños pueden fácilmente alcanzar cientos de AUs.

Todas estas estimaciones están además sujetas a la estimación de distancias, aunque este es un problema común a toda la Astronomía.

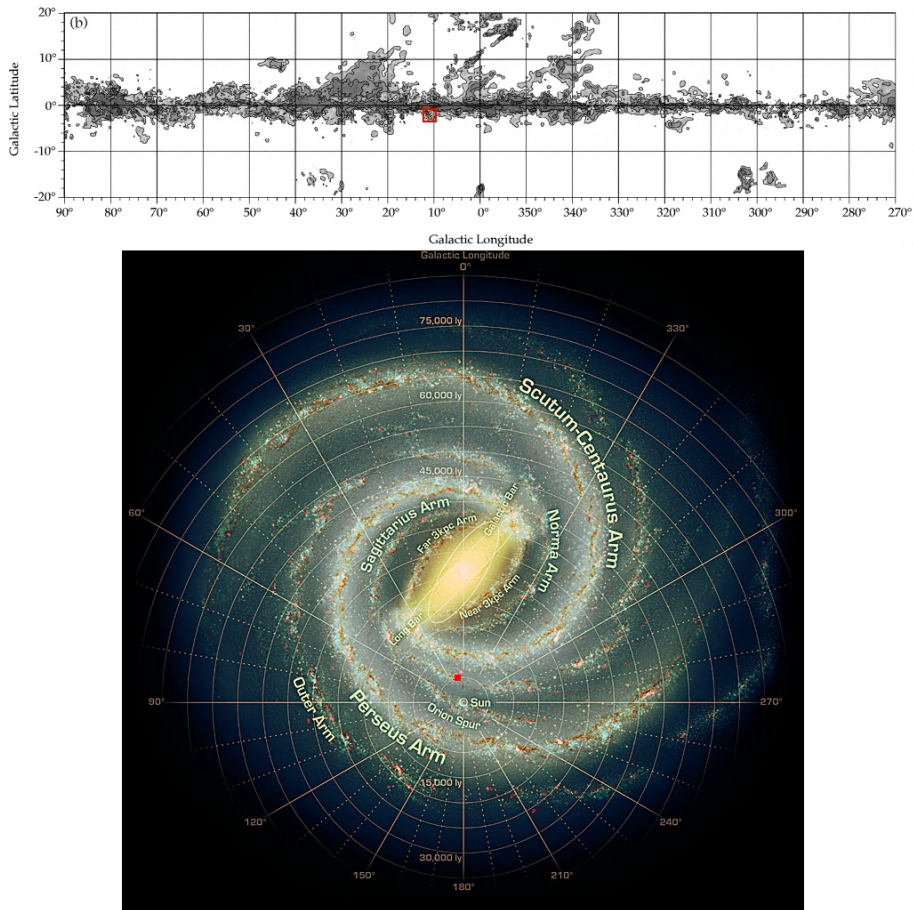
## Capítulo 2

# Estudio detallado de la región IRAS 18162–2048

En este capítulo se repasarán algunas de las características observacionales más importantes de la región en la que se encuentra la fuente infrarroja IRAS 18162–2048 (Fig. 2.1). También se introducirán brevemente las características del telescopio utilizado para realizar las observaciones, el SMA, y cuál es la problemática de las observaciones interferométricas submilimétricas.

### 2.1. La nube molecular gigante L291

La nube oscura L291 (Lynds 1962) es una nube molecular gigante muy alargada (Fig. 2.2), con un tamaño de unos  $80 \text{ pc} \times 20 \text{ pc}$  y una masa de unas  $10^5 M_{\odot}$  (Saito et al. 1999). L291 está a una distancia del plano galáctico entre 45 y 90 pc y se localiza en la región de Sagitario ( $l \approx 11^{\circ}0$ ,  $b \approx -2^{\circ}3$ ). Saito et al. (1999), a partir de observaciones de CO (Fig. 2.3), demostraron que L291 es una nube molecular con diversos núcleos densos de entre 300 y 4000  $M_{\odot}$  cada uno, en los que se están formando estrellas. Dentro de algunos de estos núcleos se descubrieron además cinco flujos moleculares asociados con fuentes IRAS. Algunos de los núcleos densos están alineados con el borde oeste de la nube molecular. En ese lado, la nube molecular tiene un límite bien definido por la interacción del material de la misma nube con una gran región H II, S 35, que se extiende a lo largo de gran parte de dicho borde. S 35, también conocida como asociación Sgr OB7, es una región H II muy extensa, excitada por más de 20 estrellas de tipos espectrales B4 y más tempranos (Humphreys 1978). Esta región H II parece estar rodeada por un enorme casacarán de hidrógeno neutro de unos 55 pc de radio, que parece estar expandiéndose y comprimiendo el gas de L291. Según algunos autores, esta compresión podría haber producido un brote de formación estelar en



**Figura 2.1:** Arriba: Mapa de las nubes moleculares con distancias cinemáticas menores a 2.5 kpc, obtenido al integrar la emisión de CO (1-0) sobre un rango de velocidades dependiente de la longitud galáctica. Dicho rango incluye siempre las velocidades comprendidas entre  $-10 \text{ km s}^{-1}$  y  $10 \text{ km s}^{-1}$ , para tener en cuenta los movimientos aleatorios de las nubes locales, extendiéndose el rango hasta velocidades de  $35 \text{ km s}^{-1}$  en valor absoluto, en las partes centrales del primer y el cuarto cuadrante. Las observaciones se realizaron con dos radioantenas de 1.2 m (una para cada hemisferio), que proporcionan una resolución de 8.5 a 115 GHz. El mapa resultante se convolucionó con un haz de  $0^{\circ}25$ . Como en la imagen de arriba, el cuadrado rojo marca la posición aproximada de la nube L291. Extraída de la Fig. 6 de Dame et al. (2001). Abajo: Visión artística de la Vía Láctea vista desde su polo norte. La imagen se realizó tratando de incorporar los resultados expuestos hasta la reunión 212 de la AAS, celebrada en junio de 2008 (Robert Hurt, NASA/JPL-Caltech). El cuadrado rojo marca la posición aproximada de la nube molecular L291 ( $b \sim 11^{\circ}$ ,  $l \sim -2^{\circ}$ ).



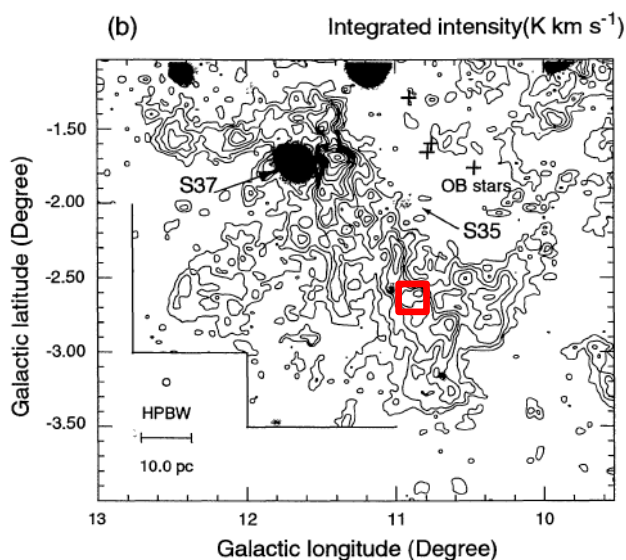
**Figura 2.2:** Imagen de la emisión de la línea  $H_{\alpha}$  de la nube L291 vista en un campo de  $2^{\circ}.0 \times 2^{\circ}.45$ . Extraída de la Fig. 2 de Reipurth et al. (2008).

el interior de L291 (Saito et al. 1999).

## 2.2. IRAS 18162–2048 y su núcleo denso

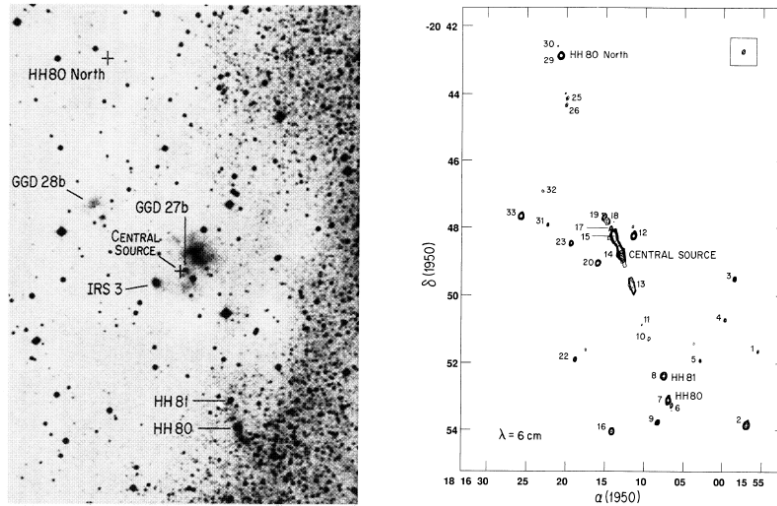
De todos los núcleos densos de L291, tal vez el más estudiado es el que alberga a la fuente IRAS 18162–2048 (núcleo con número de lista 6 en Saito et al. 1999), que se encuentra hacia el extremo suroeste de la nube. La parte central del núcleo denso número 6 (entorno a 0.5 pc de diámetro) se ha observado en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas con radio telescopios sencillos (es decir, conformados por una sola antena; ver por ejemplo Jenness et al. 1995; McCutcheon et al. 1995; Hunter et al. 2000; Thompson et al. 2006). En particular, Hunter et al. (2000), a partir de observaciones a 350 micras obtenidas con CSO, estiman la masa de la parte central del núcleo denso de polvo de unas  $250 M_{\odot}$ , que supone aproximadamente una décima parte de la masa obtenida por Saito et al. (1999) para el núcleo número 6.

Gyulbudaghian, Glushkov, & Denisyuk (1978), estudiando las placas fotográficas del catálogo de Palomar, descubrieron en L291 lo que ellos pensaron que eran dos nuevos objetos Herbig-Haro por su apariencia en las imágenes: GGD 27 y GGD 28 (Fig. 2.4). Sin embargo, posteriormente se demostraría que estos no eran objetos HH, sino nebulosas de reflexión que no producían emisión brillante en  $H_{\alpha}$  (Hartigan & Lada 1985). Rodríguez et al. (1980b) descubrieron una fuente



**Figura 2.3:** Mapa de la emisión integrada de CO (2-1) (contornos), superpuesta con la emisión de continuo a 5 GHz (escala de grises), de la nube L291. Extraída de la Fig. 6 de Saito et al. (1999). El cuadrado rojo señala la posición del núcleo denso número 6, en el que se encuentra IRAS 18162–2048.

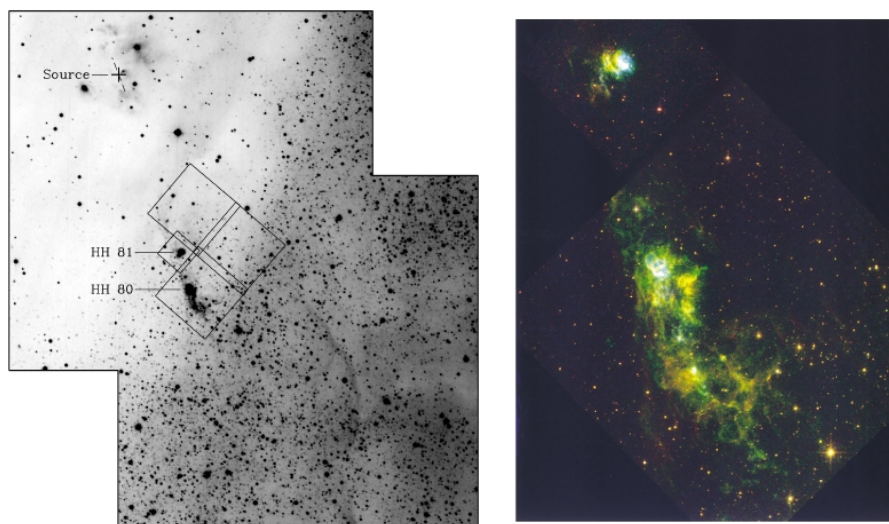
compacta de radio continuo a 6 cm, un máser de  $\text{H}_2\text{O}$  y uno de OH cerca de GGD 27. En este mismo trabajo, a partir de observaciones de CO, se derivó una distancia cinemática a la fuente de 1.7 kpc, que es la que se toma usualmente para esta región. Más adelante (Reipurth & Graham 1988), como parte de un estudio de objetos con emisión en  $\text{H}_\alpha$  en nubes moleculares, descubrieron los objetos Herbig-Haro HH 80 y HH 81, que se cuentan entre los más brillantes encontrados hasta la fecha. Dada la orientación que presentan HH 80–81, enseguida se sospechó que podían haber sido eyectados a partir de la fuente de radio continuo hallada por Rodríguez et al. (1980b), que, de hecho, coincide con la posición de la fuente IRAS 18162–2048, cuya luminosidad se estima en unas  $2 \times 10^4 L_\odot$ . Rodríguez & Reipurth (1989) detectaron HH 80–81 en radio continuo y también resolvieron la fuente central, que presentaba un aspecto elongado en la dirección de los objetos HH. Con observaciones hechas con el VLA a 3.6 cm y 6 cm, Martí et al. 1993 descubrieron un radio jet térmico muy colimado, saliendo de forma bipolar desde la posición de IRAS 18162–2048 (Fig. 2.4). Hacia el norte, descubrieron un objeto resuelto con un índice espectral negativo similar al de HH 80–81. Posteriormente, se confirmó que este objeto (HH 80N) era un objeto Herbig-Haro muy embebido en la nube molecular (Girart et al. 1994). Además del jet térmico, se ha encontrado un flujo molecular con orientación casi norte-sur (ver por ejemplo, Yamashita et al. 1989), y en la región central, cerca de GGD 27, una nebulosa de reflexión infrarroja (Yamashita et al. 1987) mucho más extensa que la misma GGD 27. A continuación se darán más detalles acerca del jet y las estrellas y protoestrellas de la región.



**Figura 2.4:** **Izquierda:** Mapa obtenido a partir de una placa roja del telescopio Schmidt de la ESO. **Derecha:** Mapa obtenido con el VLA a 6 cm. Notar que IRS3 (izda.) y el radio objeto número 20 (dcha.) coinciden espacialmente. Extraídas ambas de la Fig. 1 de Martí et al. (1993).

### 2.3. Jets y flujos moleculares en la región

Como se dijo antes, el jet bipolar descubierto en radio continuo por Rodríguez & Reipurth (1989) termina al suroeste en los objetos HH 80–81, que se encuentran justo en el borde del núcleo denso número 6. HH 80N se encuentra a una distancia similar de IRAS 18162–2048 (la fuente que parece originar el radio jet) que los objetos HH 80–81, pero en dirección noreste. Entre HH 80–81 y HH 80N hay una distancia proyectada en el cielo de unos 5.3 pc (aunque Heathcote, Reipurth, & Raga 1998 establecieron la distancia hasta el choque a proa más allá de HH 80 en unos 7.5 pc), por lo que éste es considerado uno de los radio jets más largos observados hasta la fecha (ver por ejemplo McGroarty et al. 2004, donde se estudian otros jets con escalas de parsecs). No se sabe con certeza si el radio jet termina hacia el norte en la posición de HH 80N o prosigue su camino hacia el noreste (conversación privada con Josep María Masqué), mientras que hacia el suroeste la situación tampoco es clara. Si bien el radio jet tiene un aspecto muy colimado hasta el comienzo de los objetos HH 80–81, el final de los mismos (es decir, la parte más alejada a IRAS 18162–2048) muestra un brusco ensanchamiento, que culmina en un amplio choque a proa, que se extiende por unos 3' hacia el suroeste (Fig. 2.5). La posición de HH 80–81 coincide con el borde del núcleo denso que engloba todo el sistema del radio jet, lo que hizo pensar a Heathcote et al. (1998) (usando observaciones de alta resolución angular llevadas a cabo con el HST) que el súbito ensanchamiento del radio jet podía deberse a la expansión del gas calentado en los choques al entrar, en este punto, hacia un medio mucho menos denso. Por otro lado, los mismos autores encontraron que HH 80–81 tienen un espectro de muy alta excitación, encontrando líneas de [OIII] muy brillantes. HH 80–81 han sido detectados en radio continuo (Rodríguez & Reipurth 1989), lo



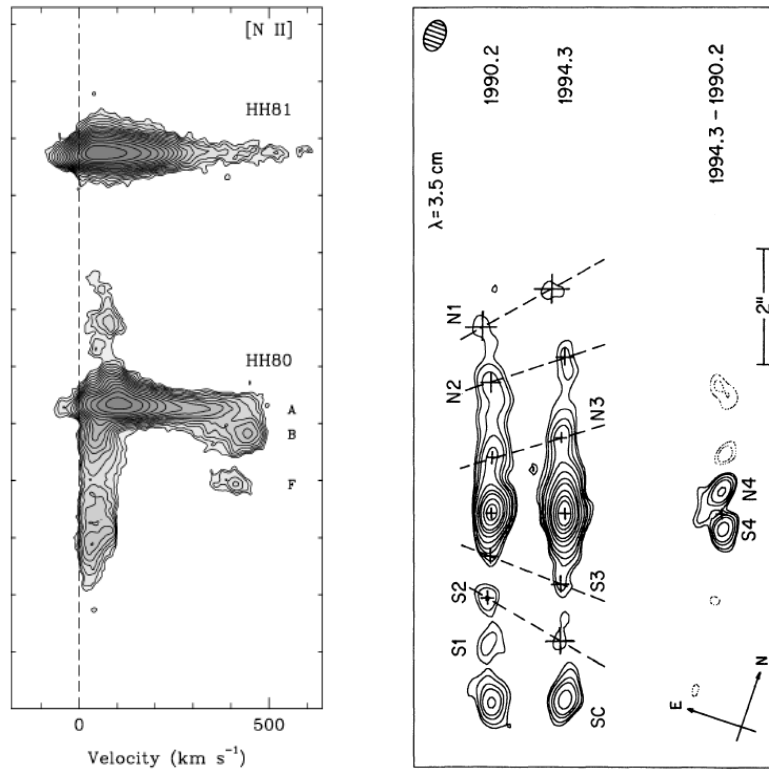
**Figura 2.5:** *Izquierda:* Mosaico formado por dos imágenes de la línea de emisión de  $H_\alpha$  obtenidas con el telescopio NTT de 3.5 m de la ESO. El campo de visión es de  $9'7 \times 10'6$  aproximadamente. El complejo HH 80–81 se localiza en el borde de la nube L291, que está trazado por una abrupta discontinuidad en el número de estrellas. La posición de IRAS 18162–2048 está señalada por una cruz y la línea punteada marca la dirección del radio jet. Hay un débil filamento en forma de arco hacia el suroeste de HH 80–81 que Heathcote et al. (1998) argumentan que podría corresponder a un choque a proa producido por el radio jet. *Derecha:* Composición a color del complejo HH 80–81 usando imágenes obtenidas por el HST. El rojo corresponde a la emisión de [S II], el verde a la de  $H_\alpha$  y el azul a la de [O III]. Ambas imágenes fueron extraídas de Heathcote et al. (1998) (Figs. 1 y 5).

cual no es algo muy usual (ver Curiel 1995), pero además, su brillo intrínseco es unas 14 veces más intenso que la emisión en radio de los objetos HH 1 y HH 2.

El objeto HH 80N por su parte, se encuentra a unos 3 pc de IRAS 18162–2048 y es unas 50 veces más brillante que HH 1 a 6 cm y unas 20 veces más brillante en  $H_\alpha$  (Girart et al. 1994). Al estar embebido en la nube molecular no se ha detectado su emisión óptica, pero estudios de radio continuo y líneas moleculares en radio (Girart et al. 1998), así como en el infrarrojo (Molinari et al. 2001), han podido determinar inequívocamente la naturaleza de HH 80N como la de un objeto Herbig-Haro. Cabe mencionar que HH 80N es además la fuente iluminadora de una condensación molecular que se encuentra  $\sim 0.4$  pc al noroeste, y que contiene una protoestrella de baja masa con un flujo molecular asociado (Girart et al. 1998; Masqué et al. 2009).

En cuanto a la cinemática del radio jet asociado a IRAS 18162–2048, Heathcote et al. (1998) encontraron anchos de línea de hasta  $700 \text{ km s}^{-1}$  y movimientos propios de las condensaciones que conforman los objetos HH de entre  $0 \text{ km s}^{-1}$  y  $900 \text{ km s}^{-1}$ . Por su parte, Martí et al. (1995, 1998) midieron los movimientos propios de las condensaciones más internas del radio jet, resultando en velocidades en el plano del cielo de entre  $500 \text{ km s}^{-1}$  y  $1400 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 2.6). Estas condensaciones con emisión libre-libre se observan a lo largo del eje del radio jet y parecen estar



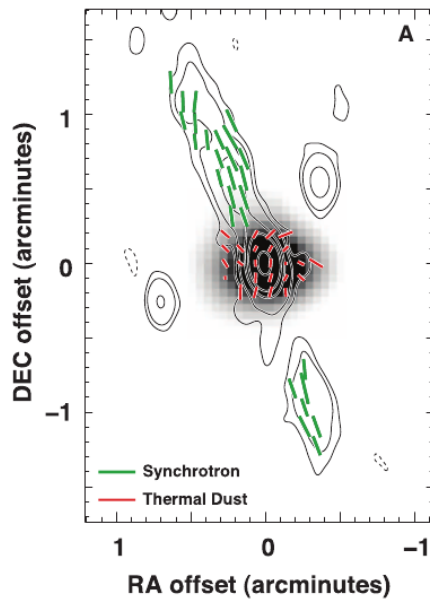


**Figura 2.6:** **Izquierda:** Diagrama posición–velocidad de la emisión de [N II] en los objetos HH 80–81. Los contornos muestran emisión hasta los  $500 \text{ km s}^{-1}$ . Extraída de la Fig. 11 de Heathcote, Reipurth, & Raga (1998). **Derecha:** Mapas de continuo a  $3.5 \text{ cm}$  de la fuente central de IRAS 18162–2048 y varias condensaciones cercanas que emiten en radio en dos épocas distintas. A la derecha se muestra la imagen resultante de restar la imagen de 1990 a la de 1994. Los movimientos propios de las condensaciones son evidentes. Extraída de la Fig. 1 de Martí et al. (1995).

dispuestas de manera que parecen indicar una posible precesión del radio jet (Martí et al. 1993).

Recientemente (Carrasco-González et al. 2010) se ha descubierto la existencia de emisión sincrotrón polarizada en la parte norte del radio jet, lo que se ha tratado de explicar como la existencia de un posible campo magnético helicoidal, paralelo al eje del jet (Fig. 2.7).

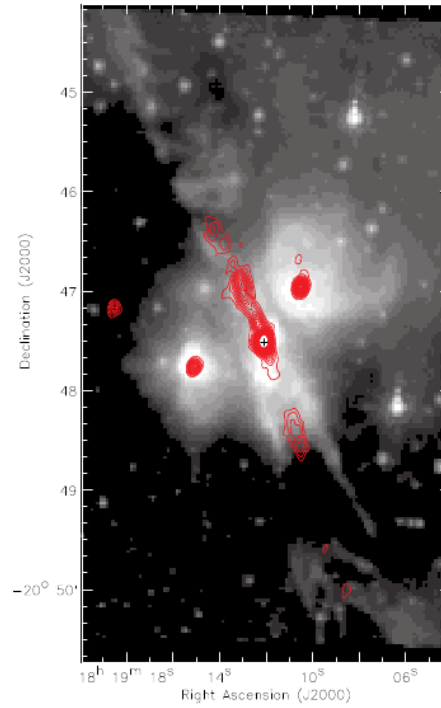
Yamashita et al. (1989) llevaron a cabo observaciones de CO descubriendo un flujo molecular con dirección casi norte–sur. Este flujo está asociado con el radio jet que emerge desde la posición de IRAS 18162–2048. Su lóbulo norte parece estar desplazado hacia el azul, mientras que el lóbulo sur lo hace hacia el rojo. Esto está de acuerdo con la velocidad radial de los objetos HH 80–81, que es positiva (es decir, que están desplazados al rojo). El flujo molecular tiene unas  $400\text{--}500 M_{\odot}$  (Ridge & Moore 2001), una energía cinética de unos  $10^{46}$  erg (Benedettini et al. 2004) y su edad se estima entre los  $10^4$  y  $10^6$  años. Mediante observaciones a 8 micras se han podido detectar lo que parecen ser las paredes de la cavidad excavada por el flujo molecular (Fig. 2.8; Qiu et al. 2008). Por otro lado, en la parte más cercana a IRAS 18162–2048, el flujo molecular está asociado



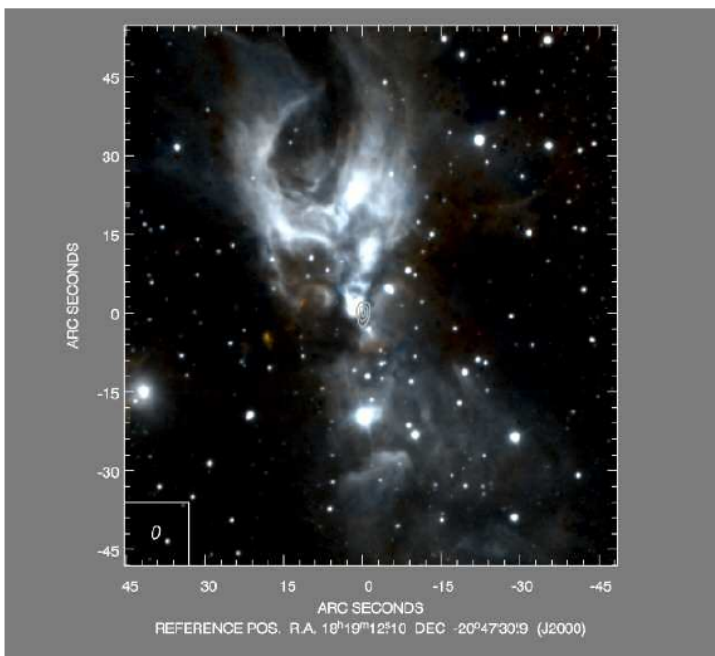
**Figura 2.7:** Imagen de la emisión de continuo a 6 cm del radio jet (contornos) superpuesta con la emisión de continuo a 850 micras (escala de grises). Las barras verdes indican la dirección del campo magnético inferido por la polarización de la emisión sincrotrón (observaciones del VLA). Las barras rojas señalan la dirección del campo magnético inferido de la polarización de la emisión de polvo (observaciones del JCMT). Extraída de la Fig. 2 de Carrasco-González et al. (2010).

también con una nebulosa de reflexión detectada en infrarrojo (Fig. 2.9; Yamashita et al. 1987), que se supone está iluminada fundamentalmente por la radiación procedente de IRAS 18162–2048 a través de la cavidad excavada por el flujo emergente (Aspin et al. 1991; Aspin & Geballe 1992).

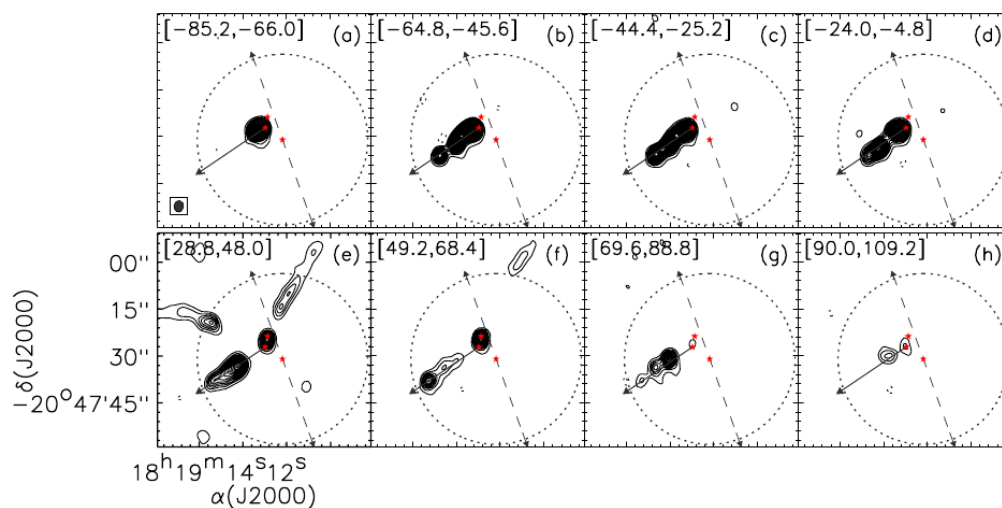
Además del radio jet térmico y su flujo molecular asociado originados en la posición de IRAS 18162–2048, se han descubierto también al menos otros dos flujos moleculares en CO en la región (Fig. 2.10; Qiu & Zhang 2009), si bien todavía no se han caracterizado de forma adecuada e incluso se desconoce cuál es la fuente que los origina con exactitud. Uno de estos flujos está desplazado al rojo con dirección noroeste y otro, de muy alta velocidad, se observa tanto al azul como al rojo corriendo hacia el sureste. La interpretación de este último flujo molecular es un tanto compleja, ya que la información cinemática no parece ser consistente con un solo flujo con una inclinación pequeña con respecto al plano del cielo, como sugieren Qiu & Zhang (2009). El hecho de tener condensaciones de gas de alta velocidad al rojo y al azul casi coincidentes espacialmente, podría ser interpretado de forma más convincente como dos flujos moleculares distintos. Por otro lado, el hecho de que el flujo con dirección noroeste no tenga un lóbulo hacia el azul con un ángulo de posición similar, podría deberse a que su contrapartida azul se corresponda con el flujo sureste, aunque habiendo sufrido un evento de deflexión a su paso por la zona central de la región, donde se encuentra el flujo molecular asociado a IRAS 18162–2048 y una posible protoestrella asociada a un posible hot corino (ver capítulo 4).



**Figura 2.8:** Mapa que muestra la emisión de la banda de 8 micras (escala de grises) y la emisión de radio continuo a 6 cm. Extraída de la Fig. 10 de Qiu et al. (2008).



**Figura 2.9:** Composición de colores de la nebulosa de reflexión infrarroja vista en emisión de H<sub>2</sub> a 2.12 micras (rojo) y emisión de Br<sub>γ</sub> (azul). Los contornos muestran el pico de emisión a 7 mm (observaciones con el VLA), que coincide con la posición de IRAS 18162–2048. Imagen obtenida con la cámara ISAAC montada en el VLT. Extraída de la Fig. 3 de Linz et al. (2003).



**Figura 2.10:** Emisión de CO (2-1) integrada en canales de unos  $20 \text{ km s}^{-1}$  (exceptuando los canales con velocidades entre  $-5$  y  $30 \text{ km s}^{-1}$ ) obtenida con el SMA en configuración sub-compacta. Las estrellas rojas indican la posición de las tres posibles protoestrellas de la parte central. En los mapas de canales también se indica la dirección del radio jet (línea discontinua). Uno o dos flujos moleculares con alta velocidad radial corren hacia el sureste de IRAS 18162–2048. En el canal con velocidades comprendidas entre  $30$  y  $50 \text{ km s}^{-1}$  se percibe que al menos hay otro flujo molecular adicional en dirección noroeste. Extraída de la Fig. 2 de Qiu & Zhang (2009).

## 2.4. Formación de estrellas en la región

La región central del sistema HH 80–81 y HH 80N, ha sido estudiada en un amplio rango de longitudes de onda desde el comienzo de la década de los 80. Hartigan & Lada (1985) estudiando las placas de Palomar, determinaron la existencia de varias estrellas muy embebidas en (o cerca de) GGD 27 y GGD 28. Estudios en los distintos rangos infrarrojos han llevado a la conclusión de que en las cercanías de IRAS 18162–2048 hay un cúmulo de protoestrellas (Aspin et al. 1991; Aspin & Geballe 1992; Stecklum et al. 1997). De forma análoga, Pravdo et al. (2004, 2009) descubrieron varias fuentes con emisión en rayos X, que podrían también estar asociadas con protoestrellas. Las observaciones en radio de Martí et al. (1993) mostraron que algunas de las fuentes ópticas e infrarrojas también tenían contrapartida en radio. Finalmente, los estudios en ondas milimétricas, como se verá en los siguientes capítulos, han mostrado dos fuentes compactas (Gómez et al. 2003) con contrapartida en radio continuo: MM1 y MM2. Una de ellas es la fuente de la que emerge el radio jet térmico, mientras que la otra se encuentra a unos  $0.04 \text{ pc}$  al noreste. Estas dos fuentes milimétricas indican la posición de las dos protoestrellas dominantes en el rango (sub)milimétrico.

El hecho de que estas fuentes sean consideradas protoestrellas procede precisamente de su importante emisión milimétrica, pero también hay evidencias adicionales, como la presencia de emisión máser de moléculas como  $\text{H}_2\text{O}$  (Gómez et al. 1995; Martí et al. 1999; Kurtz & Hofner 2005) o  $\text{CH}_3\text{OH}$  (Walsh et al. 1998; Val'tts et al. 2000; Qiu & Zhang 2009) en varios puntos de la

región, y emisión de trazadores moleculares de gas denso como CS (Yamashita et al. 1989, 1991), y NH<sub>3</sub> (Gómez et al. 2003). En esta línea, las evidencias de que IRAS 18162–2048 podría albergar protoestrellas de alta masa son su gran luminosidad bolométrica ( $2 \times 10^4 L_{\odot}$ ), y las características del jet (velocidad, extensión, brillo de los objetos HH) y el flujo molecular (gran masa arrastrada, momento y energía cinética).

## 2.5. Observaciones con el SMA

El trabajo realizado durante estos años se ha basado en las observaciones obtenidas a 220 GHz y 650 GHz con el interferómetro SMA. En particular, el trabajo se ha centrado en observaciones de muy alta resolución angular (con líneas de base de medio kilómetro) a 220 GHz y en observaciones de resolución angular moderada tanto a 220 GHz como a 650 GHz.

Uno de los mayores problemas a los que se enfrenta la astronomía en la banda submilimétrica son las fluctuaciones que produce el vapor de agua de la atmósfera en el camino óptico que atraviesa la radiación (ver Apéndice). Existen unas cuantas radioantenas simples con capacidad de trabajar a longitudes de onda (sub)milimétricas (CSO, JCMT, APEX, etc), pero hasta el momento, sólo un interferómetro ha producido imágenes a longitudes de onda por debajo de 1 mm (o lo que es lo mismo, frecuencias por encima de los 300 GHz): el SMA. Este interferómetro consta de 8 antenas de 6 metros de diámetro, que pueden disponerse en varias configuraciones, con líneas de base que van desde los 8 metros a los 509 metros, y puede trabajar en un rango de frecuencias que abarca desde 190 GHz a 690 GHz (los detalles técnicos del instrumento se resumieron en Ho et al. 2004). El SMA tiene dos bandas de frecuencia (conocidas como sidebands) con un ancho de 2 GHz cada una, y separadas por unos 10 GHz. Además ofrece la posibilidad de observar con dos receptores a la misma frecuencia o bien a dos frecuencias separadas (en los rangos 190-240 GHz, 270-350 GHz, 320-420 GHz y 635-690 GHz) de forma simultánea.

En el año 2004 se publicaron los primeros resultados científicos (Young et al. 2004) obtenidos con el SMA a 635–690 GHz. En estas primeras observaciones interferométricas a 650 GHz se observó IRC+10216, una estrella evolucionada de la rama asintótica de las gigantes. Desde entonces, son menos de diez los artículos que han presentado datos interferométricos a altas frecuencias (sin tener en cuenta las observaciones interferométricas en infrarrojo desarrolladas por el VLTI, o Telescopio infrarrojo muy grande. Ver Tabla 2.1). La escasa aportación del SMA a altas frecuencias, se debe muy probablemente a las dificultades de calibración que presentan este tipo de observaciones. Los mayores obstáculos a la hora de calibrar las observaciones interferométricas a frecuencias en torno a 650 GHz, son: i) Las fluctuaciones en el camino de la radiación debidas a variaciones en la cantidad de vapor de agua en la atmósfera. Estas fluctuaciones son mayores conforme la frecuencia de observación aumenta, empeorando la resolución angular y la sensibili-

dad del telescopio. ii) La sensibilidad de los telescopios, que se degrada a altas frecuencias. Por ejemplo, la temperatura de sistema del SMA a 210 GHz puede oscilar entre 50 K y 400 K, mientras que a 650 GHz, la temperatura de sistema se incrementa a 1000 K–5000 K. iii) La escasez de calibradores intensos con estructura espacial conocida, cruciales a la hora de determinar las ganancias complejas de cada línea de base. Este paso es vital para eliminar las derivas de la fase producidas por las fluctuaciones atmosféricas y efectos introducidos por el instrumento. Para este cometido, a frecuencias menores (200 ó 400 GHz) se utilizan habitualmente cuasares, que se ven como intensas fuentes puntuales. Sin embargo, los cuasares presentan espectros (SEDs) con pendientes negativas en este rango de frecuencias (es decir, que su flujo disminuye conforme aumenta la frecuencia), lo que hace que a 650 GHz, el SMA no tenga sensibilidad suficiente para detectarlos con unos pocos minutos de integración.

En la Tabla 2.1 se exponen todas las observaciones interferométricas llevadas a cabo con el SMA en la banda de 650 GHz. Como se puede observar en la tabla, este tipo de observaciones requiere de muy buenas condiciones atmosféricas (la opacidad promedio a 225 GHz en Mauna Kea,  $\tau_{225\text{GHz}}$ , es de 1.2, mientras que las observaciones presentadas en la tabla se desarrollaron en condiciones con  $\tau_{225\text{GHz}} < 0.8$ ). Además la separación entre las antenas tampoco puede ser muy grande, puesto que se reduciría la coherencia del interferómetro (las condiciones atmosféricas de dos antenas muy separadas pueden ser bien diferentes). La Tabla 2.1 muestra las particularidades en el proceso de reducción de todas las observaciones. En la mayor parte de las observaciones se utilizaron lunas y planetas como calibradores de bandpass y amplitud, pero también como calibradores de fase. En alguna ocasión, las lunas observadas aparecieron resueltas a alta frecuencia, siendo necesaria la utilización de modelos de la emisión de estas lunas para poder llevar a cabo la calibración. En muchas de estas calibraciones la separación entre la fuente y el calibrador es superior a  $10^\circ$ , lo que hace que aumenten las incertidumbres en los procesos de calibración de amplitud y fase (sin embargo, ver Matsushita et al. 2009, donde se obtiene un rms para la fase de  $21^\circ$ , a pesar de que el calibrador está separado por unos  $40^\circ$ ). En dos ocasiones se obtuvo la calibración de fase usando como calibradores los máseres de agua de estrellas evolucionadas. Los problemas con los cuasares y lunas como calibradores, indica nuevamente las dificultades que entraña el conseguir una manera estándar para realizar la calibración a altas frecuencias.

Por último, cabe añadir que en el Apéndice se incluye una relación más detallada de la problemática que suponen las observaciones submilimétricas, así como el detalle de los experimentos que hicimos en la calibración de nuestros datos interferométricos a 658 GHz.

Tabla 2.1. Observaciones en la banda 620-700 GHz con el SMA

Fuente	Frecuencia (GHz)	# Antenas	$\tau_{225GHz}$	$T_{sistema}$ K	Línea de base (m)	Bandpass	Calibradores			Referencia
							Amplitud <sup>(1)</sup>	Fase	Separación <sup>(2)</sup>	
IRC+10216	680	3	0.035	1200-2200	...	Calisto	Calisto	Calisto	7°	Young et al. (2004)
Orión KL	685	6	0.03-0.04	900-3500	16-68	Calisto	Titán (25 %)	Titán <sup>(5)</sup>	40°	Beuther et al. (2006)
TW Hya	690	6	0.03-0.05	...	16-156	...	Calisto (10 %)	Calisto <sup>(6)</sup>	40°	Qi et al. (2006)
G240.31	654	6	10-69	...	2000	Calisto	Calisto (30 %)	VY CMa <sup>(7)</sup>	2°	Chen et al. (2007)
CRL618	685	6	0.05	2000-3000	10-70	...	Ganímedes (15 %)	Titán <sup>(8)</sup>	...	Nakashima et al. (2007)
IRAS05358+3543	690	...	0.03-0.05	1350-10000	13-220	...	...	...	...	Beuther et al. (2007)
IRC+10216	690	6	0.05	2000-8000	17-68	PP&MM <sup>(3)</sup>	Calisto (30 %)	Calisto y Ganímedes	...	Schöier et al. (2007)
Arp 220	690	6	0.03-0.04	2000-2500	14-68	PP&MM <sup>(4)</sup>	Calisto (30 %)	Calisto y Ceres <sup>(9)</sup>	50° y 40°	Matsushita et al. (2009)
GGD27	658	6	0.05-0.08	2000-4000	13-68	3c454.3	Ceres (20 %)	VxSgr <sup>(10)</sup>	3°	Fernandez-Lopez et al. 2010

<sup>(1)</sup>Entre paréntesis aparece la incertidumbre de la calibración de flujo.

<sup>(2)</sup>Separación entre fuente y calibrador de fase.

<sup>(3)</sup>Varias lunas y planetas: Calisto, Ganímedes, Saturno y Urano.

<sup>(4)</sup>Varias lunas y planetas: Calisto, Ganímedes y Marte.

<sup>(5)</sup>Observaciones frecuentes de Titán, que estaba separado unos 40° de Orión KL.

<sup>(6)</sup>El ciclo de observaciones fue de 20' y Calisto estaba unos 40° separado de TW Hya. Después de calibrar la fase con Calisto se efectuó una autocalibración.

<sup>(7)</sup>VY CMa es una supergigante roja con emisión máser de agua a 658 GHz. Se utilizó la técnica de referencia de fase con el máser para calibrar la fase y luego se calibraron las visibilidades complejas usando el intenso continuo de la estrella.

<sup>(8)</sup>Titán aparecía casi resuelto en las observaciones, por lo que se recurrió aun modelo de esta luna para poder usarla como calibrador de fase.

<sup>(9)</sup>Calisto se usó para calibrar el upper sideband y Ceres para calibrar el lower sideband.

<sup>(10)</sup>Referencia de fase con el máser de agua de VxSgr.





## Capítulo 3

# Emisión de continuo en IRAS 18162–2048

Este capítulo se centra principalmente en el estudio de la radiación milimétrica y submilimétrica de continuo en la región central del sistema HH 80–81, que alberga a la fuente IRAS 18162–2048. En concreto se presentan observaciones realizadas con el SMA en dos temporadas, a dos longitudes de onda distintas (1.36 mm y 456 micras), y con el interferómetro dispuesto en dos configuraciones diferentes (compacta y muy extendida). El objetivo de estas observaciones era investigar con la mejor resolución angular al alcance del SMA la emisión de continuo de polvo y de algunas transiciones moleculares (ver capítulo 4) de un hipotético disco de acreción en torno a la protoestrella de alta masa IRAS 18162–2048. Se esperaba que el experimento permitiera entre otras cosas: (i) detectar la emisión de polvo procedente de un disco de acreción con una resolución angular suficiente para poder resolverlo, (ii) estimar la densidad, masa, tamaño y orientación de este hipotético disco, (iii) estimar su índice espectral a longitudes de onda milimétricas y (iv) detectar la emisión milimétrica procedente de otras protoestrellas brillantes de la región. Asimismo, haciendo uso de la capacidad del SMA para observar simultáneamente a dos frecuencias, se pretendía comparar tres técnicas de calibración diferentes para los datos a 456 micras: (i) la técnica estándar usando como calibrador un cuasar, (ii) calibrando la fase con el máser de H<sub>2</sub>O de una estrella evolucionada y (iii) probando una transferencia de fase entre la banda a baja y a alta frecuencia. En el momento en el que se realizaron las observaciones, esta comparación entre las distintas técnicas de calibración era algo muy interesante, y de hecho, la escasez de observaciones interferométricas a 450 micras, hace que el aporte de esta parte del trabajo tenga un valor en sí misma.

En cuanto a los resultados obtenidos, (1) se detectó la emisión de continuo de polvo procedente de dos núcleos compactos, MM1 y MM2, en las dos longitudes de onda observadas. La posición

de MM1 coincide con la posición central del radio jet y la posición de la fuente IRAS 18162–2048, mientras que MM2 está unas 12000 AU al noreste de MM1. En el trabajo que se expone a continuación se pudieron estimar algunas de las características físicas de estos objetos. En él aparecen los tamaños, índices espectrales, densidades y masas de ambas fuentes. También se logró hacer un ajuste a la distribución espectral de energía de MM1 usando datos de alta resolución angular recopilados en la literatura. A partir de este ajuste estimamos una temperatura de 109 K para MM1 y un límite inferior para su luminosidad de  $3300 L_{\odot}$  (que correspondería a una estrella ZAMS tipo B1). Las características de ambas fuentes son diferentes, lo que nos llevó a especular que tal vez pudieran encontrarse en diferentes etapas evolutivas. El resultado más relevante fue la detección de emisión de polvo muy compacta en MM1. El análisis de esta emisión nos condujo a que esta fuente tiene un radio de menos de 150 AU y  $4 M_{\odot}$ . Esto sugiere que MM1 podría ser un disco de acreción en torno a una protoestrella de alta masa.

Trabajo publicado en:

■ Fernández-López, M., Curiel, S., Girart, J. M., Ho, P. T. P., Patel, N. y Gómez, Y. 2011, AJ, 141, 72.

## MILLIMETER AND SUBMILLIMETER HIGH ANGULAR RESOLUTION INTERFEROMETRIC OBSERVATIONS: DUST IN THE HEART OF IRAS 18162–2048

M. FERNÁNDEZ-LÓPEZ<sup>1</sup>, S. CURIEL<sup>1</sup>, J. M. GIRART<sup>2</sup>, P. T. P. HO<sup>3,4</sup>, N. PATEL<sup>4</sup>, AND Y. GÓMEZ<sup>5</sup><sup>1</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), Apartado Postal 70-264, 04510 México, DF, Mexico; manferna@gmail.com, scuriel@astroscu.unam.mx<sup>2</sup> Institut de Ciències de l'Espai (CSIC-IEEC), Campus UAB, Facultat de Ciències, Torre C5-parell 2, 08193 Bellaterra, Catalunya, Spain; girart@ieec.cat<sup>3</sup> Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, P.O. Box 23-141, Taipei 10617, Taiwan<sup>4</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA<sup>5</sup> Centro de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM, Apartado Postal 3-72, Morelia, Michoacán 58089, Mexico; y.gomez@astrosmo.unam.mx

Received 2010 September 3; accepted 2010 October 31; published 2011 January 31

## ABSTRACT

The GGD27 complex includes the HH 80-81-80N system, which is one of the most powerful molecular outflows associated with a high-mass star-forming region observed to date. This outflow is powered by the star associated with the source IRAS 18162–2048. Here, we report on the detection of continuum emission at subarcsec/arcsec resolution with the Submillimeter Array (SMA) at 1.36 mm and 456  $\mu\text{m}$ , respectively. We detected dust emission arising from two compact cores, MM1 and MM2, separated by about  $7''$  ( $\sim 12,000$  AU in projected distance). MM1 spatially coincides with the powerful thermal radio continuum jet that powers the very extended molecular outflow, while MM2 is associated with the protostar that drives the compact molecular outflow recently found in this region. High angular resolution observations at 1.36 mm show that MM1 is unresolved and that MM2 splits into two subcomponents separated by  $\sim 1''$ . The mass of MM1 is about  $4 M_{\odot}$  and it has a size of  $\lesssim 300$  AU. This is consistent with MM1 being associated with a massive and dense ( $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ) circumstellar dusty disk surrounding a high-mass protostar, which has not yet developed a compact H II region. On the other hand, the masses of the two separate components of MM2 are about  $2 M_{\odot}$  each. One of these components is a compact core with an intermediate-mass young protostar inside and the other component is probably a prestellar core. MM1 is the brightest source at 1.36 mm, while MM2 dominates the emission at 456  $\mu\text{m}$ . These are the only (sub)millimeter sources detected in the SMA observations. Hence, it seems that both sources may contribute significantly to the bolometric luminosity of the region. Finally, we argue that the characteristics of these two sources indicate that MM2 is probably in an earlier evolutionary stage than MM1.

*Key words:* circumstellar matter – ISM: individual objects (GGD27, HH 80-81, IRAS 18162–2048) – stars: early-type – stars: formation – submillimeter: ISM

*Online-only material:* color figures

## 1. INTRODUCTION

It is well known that low-mass stars form by accretion via circumstellar disks. In addition, collimated outflows are believed to remove excess angular momentum from the system. However, the formation process of high-mass stars ( $> 8 M_{\odot}$ ) is yet unclear (see Zinnecker & Yorke 2007 for a recent review). When a protostar accretes enough mass to ignite hydrogen, it starts emitting a large amount of ionizing photons. This radiation ionizes the surrounding gas thereby forming an H II region. At first glance, the pressure from the stellar radiation and the ionized gas could prevent further accretion (see, e.g., Larson & Starrfield 1971; Kahn 1974). However, accretion through disks may circumvent these problems, allowing protostars to grow up to 60–100  $M_{\odot}$  (Nakano 1989; Jijina & Adams 1996; Yorke & Bodenheimer 1999). Several theoretical models have been proposed to explain the formation of high-mass stars (see Zinnecker & Yorke 2007). Models based on accretion require high accretion rates (e.g., McKee & Tan 2003) and/or accretion of ionized material after the hydrogen burning has started in the star (Keto & Wood 2006). More dynamical models are based on the interaction between the collapsing fragments of the parental cloud (i.e., competitive accretion; Bonnell et al. 2001), or coalescence of less massive protostars (Bonnell et al. 1998). At present, the ob-

servational data do not allow us to distinguish between these models.

Because of their short lifetimes, high-mass protostars remain embedded in their natal envelopes. This situation hampers the detection and characterization of disks, since disk emission is usually mixed with that of its own envelope. In addition, high-mass protostars are located typically a few kiloparsecs away and they usually form in clusters, which makes them difficult to resolve without sufficient angular resolution. Hence, currently there are only a handful of appropriate candidates for detailed studies.

There is some observational evidence of disks around B-type protostars (with stellar masses  $\lesssim 20 M_{\odot}$ , see, e.g., Cesaroni et al. 2007; Zhang 2005). Disks around O-type protostars are elusive. Instead of disks, O-type protostars (with masses  $\gtrsim 20 M_{\odot}$ ) are surrounded by  $\sim 10,000$  AU rotating molecular structures, which seem to be dynamically unstable or collapsing (e.g., Beltrán et al. 2006; Zapata et al. 2009).

In the Sagittarius region, at a distance of 1.7 kpc (Rodríguez et al. 1980), one of the most powerful radio continuum jets has been associated with high-mass star formation. The HH 80-81-80N system, as part of the GGD27 complex, has several remarkable characteristics: (1) the length of the thermal jet,  $\sim 5.3$  pc, is one of the largest found so far (Martí et al. 1993). Multiwavelength Very Large Array (VLA) studies (Martí et al.

**Table 1**  
Continuum Observations

Continuum Map	Frequency (GHz)	Date	Synthesized Beam		Primary Beam ( $''$ )	rms (mJy beam $^{-1}$ )
			HPBW ( $''$ )	P.A. ( $^{\circ}$ )		
Lower sideband	215	2005 Aug 24	$8.3 \times 3.1$	34.2	50	11
Upper sideband	225	2005 Aug 24	$7.9 \times 3.0$	34.1	50	10
LSB + USB	220	2005 Aug 24	$8.1 \times 3.0$	34.1	50	10
Lower sideband	215	2007 May 29	$0.70 \times 0.39$	13.2	50	4.3
Upper sideband	225	2007 May 29	$0.67 \times 0.36$	12.8	50	4.1
LSB + USB	220	2007 May 29	$0.68 \times 0.38$	13.0	50	3.0
Upper sideband <sup>a</sup>	658	2005 Aug 24	$2.4 \times 1.1$	37.1	17	678

**Note.** <sup>a</sup> Primary beam corrected image.

1993, 1995, 1998, 1999) show that this radio jet ends at two Herbig–Haro (HH) objects to the south (HH80 and 81; Reipurth & Graham 1988) and at a radio source to the north (HH 80 North; Martí et al. 1993; Girart et al. 1994, 2001; Masqué et al. 2009). (2) The HH 80-81 objects are very bright in the optical (Heathcote et al. 1998) and radio wavelengths (Rodríguez & Reipurth 1989),  $\sim 10$  times brighter than those of classical HH objects (Curiel 1995). (3) The motions found in these HH objects and related ejections are very large (optical line widths up to  $700 \text{ km s}^{-1}$ , Reipurth & Graham 1988; proper motions up to  $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ , Martí et al. 1998).

This radio jet may be driving a molecular outflow detected by single-dish CO observations (Yamashita et al. 1989; Ridge & Moore 2001; Benedettini et al. 2004). The northern lobe of the outflow is approaching us (blue lobe) while the southern one is moving away from us (red lobe). Recent *Spitzer* observations show a V-shaped biconical structure at  $8 \mu\text{m}$ , roughly coincident with the center of the molecular outflow (Qiu et al. 2008). The vertex of this biconical structure coincides with the radio jet.

The powering source of the radio jet and the CO outflow coincides with the *IRAS* source 18162–2048, which has been observed at 20 cm (Martí et al. 1993) and at  $5.8 \mu\text{m}$  (Qiu et al. 2008). Based on its *IRAS* fluxes, the bolometric luminosity of this source is  $\sim 1.9 \times 10^4 L_{\odot}$ , corresponding to a B0 zero-age main-sequence (ZAMS) star. Other typical tracers of young massive stars have been found in this region, such as compact CS emission (Yamashita et al. 1991) and bright  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{CH}_3\text{OH}$  masers (Rodríguez et al. 1978, 1980; Gómez et al. 1995; Val'tts et al. 2000; Kurtz et al. 2004). Ground-based infrared observations have identified this source as part of a cluster of intermediate-to-high-mass young stars (Aspin & Geballe 1992; Aspin et al. 1994; Stecklum et al. 1997) and at the same time responsible for illuminating the reflection nebula seen at these wavelengths (Aspin et al. 1991; Aspin & Geballe 1992).

BIMA (Berkeley Illinois Maryland Association) observations at 1.4 and 3.5 mm show compact dust emission ( $< 3''$  in size), as well as compact  $\text{SO}(5_5-4_4)$  line emission ( $< 5''$  in size) toward the driving source of the outflow (Gómez et al. 2003). These observations also show that there is a second millimeter source about  $7''$  to the northeast from the center of the radio jet, with weak continuum emission at 1.4 mm, coinciding with warm  $\text{NH}_3(1,1)$  and  $\text{HCN}(1-0)$  emission. This source nearly coincides with a weak radio continuum compact source detected at 3.5 cm and a strong water maser spot (named VLA3 in Gómez et al. 1995). It is also associated with a very young one-side molecular outflow observed at high velocity toward the southeast (Qiu & Zhang 2009).

In this paper, we report Submillimeter Array<sup>6</sup> (SMA; Ho et al. 2004) observations of the GGD27 system at 1.36 mm and  $456 \mu\text{m}$ . Pushing at longer wavelengths allows the study of colder (10–100 K) regions. The SMA has the ability to observe at two frequencies simultaneously, sampling the (sub)millimeter spectrum of the sources in a single experiment. The SMA also allows higher angular resolution ( $< 1''$ ), which is crucial for defining structures and resolving the multicomponent systems. The SMA also has a very wide spectral band and can detect many spectral lines simultaneously. We have applied different phase calibration techniques to the submillimeter data. We also obtained spectral-line data which we will publish elsewhere. The observations are described in Section 2 and the results are presented in Section 3. A discussion on the analyzed data is presented in Section 4 and a summary with the main conclusions is presented in Section 5.

## 2. OBSERVATIONS

The observations were conducted in two epochs separated by two years (2005–2007). The details of the observations are shown in Table 1. During the first epoch we observed with the SMA in its compact configuration while using the dual frequency mode (220/658 GHz). During the second epoch we observed only at 220 GHz with the SMA in its very extended configuration. The phase center was R.A.(J2000.0) =  $18^{\text{h}}19^{\text{m}}12^{\text{s}}.099$  and decl.(J2000.0) =  $-20^{\circ}47'30''.00$ , near the position of the source at the center of the thermal radio continuum jet of the GGD27 system.

On 2005 August 24, the two SMA receiver bands were tuned simultaneously at 215/225 GHz and 648/658 GHz (each receiver band has two sidebands, each with a bandwidth of 1.968 GHz and separated by 10 GHz; they are labeled the lower and the upper sideband, respectively, LSB/USB). The interferometer was in its compact configuration and the projected baselines ranged from 13 to 68 m. This configuration produced a synthesized beam size of  $8''.1 \times 3''.0$  at 220 GHz and of  $2''.4 \times 1''.1$  at 658 GHz. The SMA primary beam has a size of about  $50''$  and  $17''$  at 220 GHz and 658 GHz, respectively. Weather was good during the observations, with a relative humidity of 7% and a zenith opacity ranging between  $\tau_{225} = 0.05$  and  $0.08$  ( $\tau_{690} \sim 0.9-1.5$ , following Masson 1994), measured with the radiometer of the nearby Caltech Submillimeter Observatory, at 225 GHz. The recorded data were edited, calibrated, imaged,

<sup>6</sup> The Submillimeter Array is a joint project between the Smithsonian Astrophysical Observatory and the Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics and is funded by the Smithsonian Institution and the Academia Sinica.

**Table 2**  
Flux Calibration

Source	Frequency (GHz)	Measured Flux <sup>a</sup> (Jy)	Expected Flux <sup>b</sup> (Jy)	Deviation (%)	Offset <sup>c</sup> (")	Observing Date
J1911–201	215	2.13	... <sup>d</sup>	...	0.024,–0.011	2005 Aug 24
J1911–201	225	2.18	2.37	8.0	0.020,–0.008	2005 Aug 24
3C454.3	215	12.87	... <sup>d</sup>	...	0.010,0.045	2005 Aug 24
3C454.3	225	28.27	27.85	1.5	0.003,0.030	2005 Aug 24
Ganymede	215	3.06	3.52	12.9	0.022,0.015	2005 Aug 24
Ganymede	225	3.29	3.84	14.3	0.010,0.013	2005 Aug 24
Callisto <sup>e</sup>	215	3.34	3.57	6.2	–0.003,–0.010	2005 Aug 24
Callisto <sup>e</sup>	225	3.63	3.90	6.7	0.005,0.014	2005 Aug 24
Neptune	215	13.80	13.41	3.0	–0.019,–0.001	2005 Aug 24
Neptune	225	14.21	13.93	2.4	0.014,0.003	2005 Aug 24
Ceres	215	0.83	0.99	15.9	0.030,0.016	2005 Aug 24
Ceres	225	0.83	1.08	23.0	0.005,0.012	2005 Aug 24
J1911–201	658	... <sup>f</sup>	< 1.5	...	...	2005 Aug 24
3C454.3	658	13.50	... <sup>d</sup>	...	–0.004,0.013	2005 Aug 24
Ganymede	658	25.82	29.40	12.4	–0.057,–0.057	2005 Aug 24
Callisto	658	32.38	30.38	6.4	0.028,0.054	2005 Aug 24
Neptune	658	46.30	68.84	32.8	–0.008,0.056	2005 Aug 24
Ceres <sup>e</sup>	658	9.03	8.67	3.9	0.032,0.009	2005 Aug 24
J1911–201 <sup>e</sup>	215	1.37	1.24	10.5	0.004,–0.004	2007 May 29
J1911–201 <sup>e</sup>	225	1.29	1.16	11.2	0.004,–0.002	2007 May 29
3C454.3 <sup>g</sup>	220	7.69	7.41	3.8	0.000,0.002	2007 May 29
mwc349	215	1.44	... <sup>d</sup>	...	0.002,–0.003	2007 May 29
mwc349	225	1.92	1.73	11.0	–0.000,–0.000	2007 May 29

**Notes.** Planets, moons, and other calibrators.

<sup>a</sup> Flux density within a box surrounding the emission from the calibrator.

<sup>b</sup> Data interpolated from the SMA monitoring program of calibrators and from the planetary visibility function calculator of the SMA Web site (M. Gurwell).

<sup>c</sup> Peak position from a fit performed with the MAXFIT task of Miriad. The offsets are relative to the phase center of each source.

<sup>d</sup> Data not available from the SMA monitoring program of calibrators.

<sup>e</sup> Flux calibrator.

<sup>f</sup> Undetected at this frequency.

<sup>g</sup>The observed data at 220 GHz are an average from data at 215 and 225 GHz (7.69 and 9.27 Jy, respectively). This value is compared with that measured by the SMA monitoring program at 219.8 GHz on the same day of our observations.

and analyzed using the Miriad (Sault et al. 1995) and AIPS (developed by NRAO) packages.

On 2007 May 29, we observed with the low-frequency receiver tuned at the same frequency as in the previous observation (215/225 GHz). The array was in its very extended configuration with projected baselines ranging between 50 and 514 m, yielding an angular resolution of  $0''.7 \times 0''.4$ . At this time, the zenith opacity during the observations was  $\tau_{225} = 0.19$  on average. This second set of data was also edited, calibrated, imaged, and analyzed using the Miriad and AIPS packages.

To image the data we applied a  $u-v$  weighting during the Fourier transformation stage. The robust parameter (Briggs 1995; Briggs et al. 1999) controls this weighting, relating the weight of a  $u-v$  cell to the number of visibilities within it. The robust parameter ranges between  $-2$  and  $2$  in Miriad. A robust of  $2$  corresponds to a natural weighting and a robust of  $-2$  corresponds to a uniform weighting. While the natural weighting gives a lower rms noise level, the uniform weighting minimizes the sidelobe levels and gives a better spatial resolution. Values of the Miriad's robust parameter between  $-2$  and  $2$  provide a compromise between these two extrema.

### 2.1. SMA 220 GHz Observations

#### 2.1.1. Compact Configuration

At 220 GHz the system temperature was between 70 and 150 K, mainly depending on the elevation of each source along

the  $\sim 9$  hr observing track (about 3 hr of which were on the target source). The quasar 3C454.3 was used to correct the bandpass and Callisto was used to do the absolute flux calibration. The observations were carried out in cycles of 25 minutes, observing VX Sgr for 10 minutes (in order to attempt a phase-transfer calibration), then moving to GGD27 for 10 minutes and finally observing the quasar J1911–201 for 5 minutes in each cycle. The gain solutions obtained for the quasar J1911–201 (with flux densities of 2.13 and 2.18 Jy at 215 and 225 GHz, respectively) were applied to GGD27 and VX Sgr. The flux calibration was performed with the visibility amplitudes from Callisto and its uncertainty was estimated to be less than 20% by comparing measured and expected fluxes for several observed planets and moons (Ganymede, Neptune, Ceres, and Callisto; see Table 2). Dirty maps were obtained after discarding one of the seven initial antennas because it was unable to follow the atmospheric-phase behavior properly (probably due to instrumental problems). The channels with line emission were removed from the bandwidth before making a continuum channel for each sideband. Then, both sidebands (with similar rms noise levels) were combined and self-calibration applied with an averaging time of 3 minutes. An image of the region was then cleaned and restored, applying natural weighting. The resultant image had a synthesized beam size of  $8''.1 \times 3''.0$  (P.A. =  $34^\circ 1$ ) and an rms of  $\sim 10$  mJy beam $^{-1}$ , which appeared to be limited by the dynamic range. The astrometric accuracy was  $0''.1$ . In addition, nine molecular lines (five SO<sub>2</sub> transitions, two lines of SO, one of C<sup>17</sup>O, and another

of  $\text{H}_2\text{CO}$ ) were detected through both sidebands. The results of the analysis of these lines will be published in a subsequent paper.

### 2.1.2. Very Extended Configuration

During the 2007 May 29 observations, the system temperature ranged between 150 and 400 K. 3C454.3 was used for bandpass calibration. The frequency setup was identical to the compact configuration and seven of the SMA antennas were used on this occasion. The phase and amplitude calibrator was also J1911–201, with a measured flux density of 1.24 Jy at 215 GHz and 1.16 Jy at 225 GHz. The fluxes at 225 GHz of 3C454.3 and MWC349 (which was also included as a flux calibrator) were 8.57 and 1.97 Jy, respectively. Thus, comparing these values with those found for these calibrators in the SMA data base, the uncertainty in the flux scale was estimated to be less than 15%. After the visibilities were calibrated and channels with line emission were removed, dirty maps of the continuum emission were constructed. Then the two sidebands were combined and self-calibrated with an averaging time of 3 minutes. An image was cleaned and restored applying natural weighting. The synthesized beam of the resulting image had a size of  $0''.68 \times 0''.38$  (P.A. =  $13^\circ 0'$ ) and the rms of the image was  $\sim 3.0$  mJy beam $^{-1}$ . The accuracy on the position of the sources based on phase noise was  $\sim 0''.02$ , which coincides with the absolute positional accuracies of the calibrators observed. At least seven of the nine molecular lines observed in the compact configuration were also detected at this epoch.

### 2.2. SMA 658 GHz Observation

On 2005 August 24 we observed simultaneously with two receiver bands tuned at 215/225 GHz and 648/658 GHz. At 658 GHz, the system temperature varied between 2000 and 4000 K, more than one order of magnitude higher than that at 220 GHz due to the higher atmospheric emission at 658 GHz. The bandpass was calibrated finding a solution for each baseline of the quasar 3C454.3 (with the Miriad task UVGAINS), which had a flux density of 13.5 Jy at this frequency, while the amplitude gains were obtained with visibility data from Ceres, which had the best signal-to-noise ratio (S/N) among all calibrators observed at this frequency. The estimated flux uncertainty is less than 15%. Astrometric accuracy is estimated to be  $0''.2$ . Given that interferometric observations at high frequencies, such as 650 GHz, are still very difficult, observations were planned to be able to phase-calibrate the data: (1) using the standard procedure (using the quasar J1911–201 as the phase calibrator), (2) using the water maser at 658 GHz associated with a nearby evolved star (VX Sgr) to phase-calibrate the data, and (3) applying a phase transfer from the simultaneous observations at 220 GHz.

#### 2.2.1. Standard Calibration

One of the main problems concerning submillimeter calibrations is the lack of strong calibrators at high frequencies. At the time of observations, the quasar J1911–201, used without problems as phase calibrator at 220 GHz, was too weak ( $< 1.5$  Jy) to be detected at 658 GHz. Thus, the standard procedure of phase calibration at high frequency was not possible.

#### 2.2.2. Calibration Using a Nearby $\text{H}_2\text{O}$ Maser

The strong 658.007 GHz  $\text{H}_2\text{O}$   $1_{1,0}-1_{0,1}$  maser line of VX Sgr (a red supergiant) was used as phase calibrator for the USB

high-frequency sideband. VX Sgr is  $\sim 3^\circ$  away from GGD27 and this fact together with the fairly good weather made the calibration cycle time of 25 minutes good enough to remove the slow instrumental and atmospheric drifts. To find the best gain solutions, only the strongest channels with a stable phase were used (averaging the line channels into a continuum channel). The visibilities from six antennas were used to self-calibrate the water maser (one of the antennas did not follow the phase calibration properly, probably due to instrumental problems). Then, the phase-solutions were applied to the GGD27 upper sideband data. A cleaned image of the upper sideband shows emission consistent with the sources detected at 220 GHz. Then, the continuum emission was self-calibrated to correct for the rapid tropospheric fluctuations, improving the S/N by a factor of  $\sim 4$ . No spectral lines were detected at this frequency. The image was naturally weighted, giving a synthesized beam of  $2''.41 \times 1''.14$  with a P.A. =  $37^\circ 1'$  (see Figure 2).

Two compact continuum sources were clearly detected at this frequency. In order to properly determine the flux of the sources (see Table 3), a correction for the attenuation of the primary beam was applied to the final image. The rms (measured into the primary beam and out of the sources) before and after the primary beam correction was 457 and 678 mJy beam $^{-1}$ .

#### 2.2.3. Phase Transfer from Low Frequencies

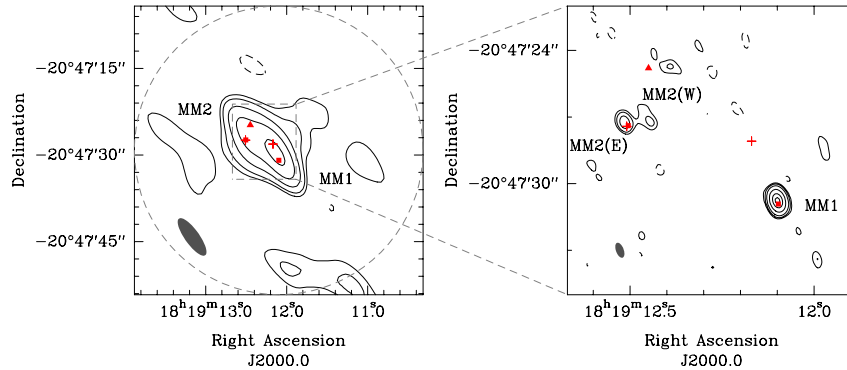
A different way to apply phase calibration was tried by transferring the phase solutions from 215 to 658 GHz. This method requires very good quality data and the stability of the response of the detectors. The phase calibration was tried using two strong masers of VX Sgr (the water maser at 658 GHz and a SiO maser at 215 GHz), but a high rms noise level of the phase at high frequency on GGD 27 prevented the success of the calibration of this source. However, we report the success of this calibration technique on the strong water maser of VX Sgr. The details of this calibration are presented in the Appendix.

#### 2.2.4. Positional Corrections

Comparing the continuum images of GGD27, obtained at 220 and 658 GHz, we found that the peak positions of the two observed sources in the high-frequency image were offset about  $0''.7$  to the NW with respect to their positions found in the low-frequency image. In addition, the coordinates of the VX Sgr evolved star and its phase center did not match, showing a similar trend as the offset in the GGD27 image. Since we used the water maser at 658 GHz associated with VX Sgr for the phase calibration of GGD27, an artificial offset was transferred to the GGD27 image.

In order to correct this positional offset, we obtained the peak position of the centroid of the 215 GHz SiO maser of VX Sgr and compared it with the coordinates of the phase center used to observe this evolved star. This comparison indicates that the SiO maser is located about  $0''.80$  to the north and  $0''.01$  to the west from the coordinates used during the observations. A similar shift is found when comparing the coordinates of this star from the SIMBAD database and the coordinates of the phase center for VX Sgr ( $0''.69$  to the north and  $0''.01$  to the west). Since the spatial distribution of the SiO and  $\text{H}_2\text{O}$  maser spots is small ( $\lesssim 0''.4$ ) compared with the synthesized beam size of the observations, we assume that the centroid of both types of masers coincides spatially. We applied the estimated positional offset of the centroid of the SiO maser to the calibrated water maser position at 658 GHz, obtaining that the new position of the  $\text{H}_2\text{O}$  maser coincides with the SiO





**Figure 1.** 1.36 mm (220 GHz) continuum images of the region. The left panel shows the low angular resolution image and the right panel shows the high angular resolution image, both obtained with natural weighting. Contours are  $-5, -3, 3, 5, 10, 20, \text{ and } 40 \times 10.0 \text{ mJy beam}^{-1}$ , the rms noise of the low angular resolution data and  $-5, -3, 3, 5, 10, 30, 75, \text{ and } 120 \times 3.0 \text{ mJy beam}^{-1}$ , the rms noise of the high angular resolution data, respectively. The filled squares mark the positions of the sources detected at 3.5 cm (Gómez et al. 1995), the crosses mark two water masers (Gómez et al. 1995; Kurtz & Hofner 2005), and the triangle marks the position of a  $\text{CH}_3\text{OH}$  class I maser (Kurtz et al. 2004). The positional accuracy of these sources is  $0''.1$ , except for the water maser located to the north of MM1, on the radio jet tip at 3.5 cm (see Figure 2), which is  $0''.01$  (Kurtz & Hofner 2005). The synthesized beams are shown as a gray solid ellipse at the bottom-left corner of each image. The dashed circle shows the FWHM contour of the primary beam (which has a radius of  $25''$ ).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

maser position within the pixel size ( $0''.18$ ) at 658 GHz. Then, we applied the same correction to the GGD27 data. The coordinates of the two submillimeter sources in the corrected high-frequency image spatially coincide with those obtained at 1.36 mm, within  $0''.2$ , the astrometric accuracy of the 658 GHz image. The high-frequency image presented here (see Figure 2) was corrected as described above.

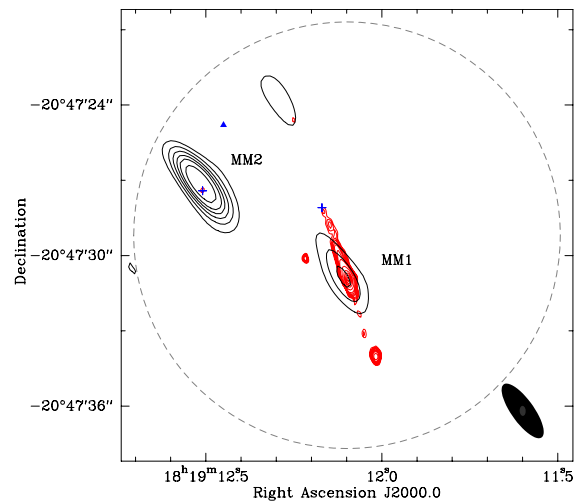
### 2.3. Notes on Flux Calibration

Table 2 shows the measured and expected flux densities for all the calibrators used during these observations. We find that in all epochs, the obtained flux densities coincide with those expected within a 15% error. The exceptions are Ceres for the 2005 August observations at 220 GHz, and Neptune for the 2005 August observations at 658 GHz (the latter was partially resolved by the interferometer). For the 2007 May observations toward 3C454.3 (the strongest calibrator), we obtain an exceptional 3.8% accuracy at 220 GHz, compared to the interpolated data measured between 215 and 225 GHz from the SMA quasar monitoring. Finally, positional accuracy of the calibrators is better than  $0''.1$ .

## 3. RESULTS AND ANALYSIS

### 3.1. Continuum Emission

Figure 1 presents the 1.36 mm (220 GHz) continuum emission images toward GGD27 obtained with the SMA in its compact and very extended configurations. The low angular resolution image shows a strong and elongated source, with a main peak and a possible second peak toward the NE. The high angular resolution image clearly separates the continuum emission into two sources, a strong and compact one, MM1, located near the phase center and a weak and extended one, MM2, located about  $7''$  to the NE from MM1. The  $456 \mu\text{m}$  (658 GHz) image (see Figure 2) also shows two compact sources spatially coincident with MM1 and MM2 (see Table 3). MM1 dominates the emission at 1.36 mm and coincides spatially with the powerful radio continuum jet found in this region (Martí et al. 1993, 1995; Gómez et al. 1995). MM2 spatially coincides (within  $0''.1$ ) with



**Figure 2.** Overlay of our  $456 \mu\text{m}$  (658 GHz) continuum image (black contours) with the 3.5 cm continuum VLA image (gray contours) obtained by Gómez et al. (1995) toward the central region of GGD27. Contour levels are  $-6, -3, 3, 6, 9, 12, 15, 20, 30, 40 \times 457 \text{ mJy beam}^{-1}$ , the rms noise of the  $456 \mu\text{m}$  image and  $-5, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 15, 20, 40, 80, 120, 160, 200 \times 9.1 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ , the rms noise of the 3.5 cm image (the latter as appeared in the original article). The  $456 \mu\text{m}$  image is presented without primary beam correction. The synthesized beams are shown at the bottom-right corner and the primary beam is indicated by a dashed circle with radius  $8''.5$  centered on the phase center. Symbols are the same as in Figure 1. The dust emission toward MM1 coincides with the radio continuum jet, the suspected powering source of the HH80-81 bipolar system. Likewise, the dust emission in MM2 coincides with a very weak radio continuum source (the smallest contour around the cross shows the  $5\sigma$  emission at 3.5 cm). The weak source to the north, near the primary beam edge is an artifact of the cleaning process.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

a weak radio continuum source and a water maser (Gómez et al. 1995; Martí et al. 1999; Kurtz & Hofner 2005).

Table 3 shows the results of the Gaussian fits (position, peak flux, flux density, and deconvolved size) carried out with the

**Table 3**  
Source Parameters

Frequency (GHz)	Beam	Source	R.A. <sup>a</sup> 18 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup>	Decl. <sup>a</sup> −20° 47′	$S_{\text{peak}}$ (mJy beam <sup>−1</sup> )	$S_{\text{int}}$ (mJy)	Size <sup>b</sup> ( $''$ )	P.A. ( $^{\circ}$ )
220	8 $''$ .1 × 3 $''$ .0; 34 $^{\circ}$ .1	MM1 <sup>c</sup>	12 $^{\circ}$ .114	30 $''$ .61	455 ± 4	610 ± 8	3.5 ± 0.1 × 1.3 ± 0.2	176 ± 3
220	8 $''$ .1 × 3 $''$ .0; 34 $^{\circ}$ .1	MM2 <sup>c</sup>	12 $^{\circ}$ .488	27 $''$ .30	260 ± 4	443 ± 9	4.9 ± 0.2 × 1.5 ± 0.5	164 ± 3
658	2 $''$ .4 × 1 $''$ .1; 37 $^{\circ}$ .1	MM1	12 $^{\circ}$ .105	30 $''$ .90	4900 ± 900	5300 ± 1700	≲ 1.17	...
658	2 $''$ .4 × 1 $''$ .1; 37 $^{\circ}$ .1	MM2	12 $^{\circ}$ .517	27 $''$ .09	18600 ± 900	19000 ± 1500	≳ 1.17	...
220	0 $''$ .68 × 0 $''$ .38; 13 $^{\circ}$ .0	MM1 <sup>d</sup>	12 $^{\circ}$ .099	30 $''$ .77	409 ± 3	441 ± 6	≲ 0.16 <sup>e</sup>	...
220	0 $''$ .68 × 0 $''$ .38; 13 $^{\circ}$ .0	MM2(E) <sup>d</sup>	12 $^{\circ}$ .515	27 $''$ .23	47 ± 3	57 ± 6	≳ 0.36	...
220	0 $''$ .68 × 0 $''$ .38; 13 $^{\circ}$ .0	MM2(W) <sup>d</sup>	12 $^{\circ}$ .456	27 $''$ .00	17 ± 3	50 ± 10	1.1 ± 0.2 × 0.5 ± 0.1	34 ± 11

**Notes.** Natural weighting was applied in all the images. Fits were carried out with the IMFIT routine of AIPS. The errors are obtained from the fits and do not include 20% of the calibration uncertainties. The fluxes from the image at 456  $\mu\text{m}$  are primary beam corrected.

<sup>a</sup> J2000.

<sup>b</sup> Deconvolved sizes. When deconvolution fails we use half the synthesized beam size area ( $(1/2) \cdot (\pi b_{\text{maj}} \cdot b_{\text{min}}/4)$ ) as an upper limit for the size of the region and calculate its diameter as  $\sqrt{2 \cdot \text{Beam area}/\pi}$ . This could be a useful effective diameter for elliptical synthesized beams with high eccentricity.

<sup>c</sup> In the low angular resolution image, the fit was carried out with two Gaussians simultaneously, because MM1 and MM2 share part of their emission. The uncertainties on the flux density and the sizes could be higher than the given by the fitting algorithm because the two sources are not well resolved.

<sup>d</sup> In the high angular resolution image, the fit was carried out with one Gaussian for MM1 and independently, two Gaussians for MM2.

<sup>e</sup> See Section 4 for the explanation of this upper limit.

IMFIT task of AIPS in the three images, for MM1 and MM2. The image at 1.36 mm obtained with the compact configuration (left panel of Figure 1) shows a single extended source, which was fitted simultaneously with two Gaussians. This fit gives fluxes of  $610 \pm 8$  mJy and  $443 \pm 9$  mJy for MM1 and MM2, respectively and deconvolved sizes of  $3\mathring{.}5 \pm 0\mathring{.}1 \times 1\mathring{.}3 \pm 0\mathring{.}2$ ; P.A. =  $176^{\circ} \pm 3^{\circ}$  for MM1 and  $4\mathring{.}9 \pm 0\mathring{.}2 \times 1\mathring{.}5 \pm 0\mathring{.}5$ ; P.A. =  $164^{\circ} \pm 3^{\circ}$  for MM2. In the very extended configuration image (right panel of Figure 1), MM1 has a flux density of  $441 \pm 6$  mJy and appears unresolved with an upper limit to its diameter of  $0\mathring{.}36$  (see Table 3 and Section 4 for the derivation of a more stringent upper limit). MM2 splits into two main components separated by  $\sim 1''$ . The eastern component, MM2(E), is compact and has a flux density of  $57 \pm 6$  mJy, with an upper limit to its diameter of  $0\mathring{.}36$ . The western component, MM2(W), is slightly weaker ( $50 \pm 10$  mJy) and extended, with a deconvolved size of  $1\mathring{.}1 \pm 0\mathring{.}2 \times 0\mathring{.}5 \pm 0\mathring{.}1$ ; P.A. =  $34^{\circ} \pm 11^{\circ}$ . In the 456  $\mu\text{m}$  image (Figure 2) the detected sources are unresolved (diameter smaller than  $1\mathring{.}7$ ), with fluxes of  $5.3 \pm 1.7$  Jy for MM1 and  $19 \pm 1.5$  Jy for MM2.

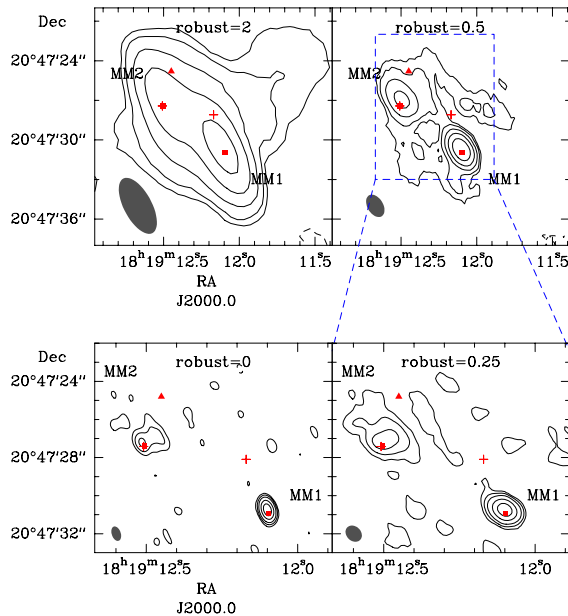
The total flux measured in the low angular resolution image at 1.36 mm (1.20 Jy) is slightly greater (by  $\sim 0.15$  Jy) than the sum of the fluxes of MM1 and MM2 obtained by fitting two Gaussians. This could suggest the existence of a weak extended component surrounding both sources. In addition, the total flux is greater than that measured in the high angular resolution image (550 mJy), which indicates that the extended emission in the low angular resolution image is resolved out in the high angular resolution image. In order to analyze the nature of this extended emission, the data at 1.36 mm of both configurations were combined (Figure 3). The low and high angular resolution data overlap in a  $uv$ -plane region between 18 and 52  $k\lambda$ , in which their fluxes coincide to within 3%. This allowed a straightforward combination of the data, using the INVERT routine of Miriad; the resultant images were obtained using several robust parameters (2, 0.5, 0.25, and 0) to sample intermediate angular resolutions between the images of compact and very extended configurations. In the robust = 2 image (see Figure 3), the emissions from MM1 and MM2 are blended due to the synthesized beam size. However, when angular resolution improves, the emission from each source is clearly distinguished. Comparing the different

angular resolution images, the flux and size of MM1 and MM2 decrease when angular resolution increases. In the images with robust  $\leq 0.5$  (synthesized beam size of about  $1''$ ), MM1 is unresolved and MM2 appears elongated in an east–west direction joining MM2(E) and MM2(W). A two-Gaussian fit on MM2 in the images with robust  $\leq 0.25$  shows MM2(E) marginally resolved ( $\lesssim 0\mathring{.}8$ ) with a P.A. near to  $50^{\circ} \pm 15^{\circ}$ , while in the robust = 0 image it appears unresolved. On the other hand, MM2(W) appears spatially resolved in both images (robust = 0.25 and robust = 0 images), with sizes and orientations similar to those observed in the very extended configuration image (see Table 3). The two components of MM2 are only well resolved in the highest angular resolution image (image with robust = 0).

The fluxes of MM1 and MM2 decrease in a different way with the angular resolution of the images. We note here that the area of the synthesized beam changes approximately a factor of 4 between the images with robust = 2 and robust = 0.5, and a factor of 8 between the images with robust = 0.5 and robust = 0 (see the caption of Figure 3). The flux of MM1 decreases by 22% between the robust = 2 and the robust = 0.5 images, and by only 6% between the robust = 0.5 and the robust = 0 images. Thus, the MM1 flux decreases by 28% (170 mJy) in all, with respect to the flux obtained with the robust = 2 image. In the case of MM2, the flux decreases by 37% between the images with robust = 2 and robust = 0.5, by 27% between those with robust = 0.5 and robust = 0.25, and by 12% between those with robust = 0.25 and robust = 0. Considering the flux of MM2(E) and MM2(W) altogether (each one contributes about half of the total flux measured in MM2), the total decrease of the MM2 flux is of about 76% (340 mJy). Finally, these images also show about 135 mJy of extended emission, which is seen as weak emission bridges between MM1 and MM2 (see, for instance, the image with robust = 0.5, Figure 3), and as a weak filamentary structure toward the west of MM2 (Figure 3, image with robust = 0.25).

The flux variations with resolution observed in MM1 and MM2 indicate the existence of extended emission associated with these sources. These results also indicate that the emission of MM1 comes mainly from a compact component embedded in a weak extended envelope. In the case of MM2, most of the emission is extended and elongated in an east–west direction;





**Figure 3.** Combined images of the extended and compact configuration at 1.36 mm (220 GHz) obtained with different values of the robust parameter. The value of the robust weighting is indicated within each panel. Contours are  $-5, -3, 3, 5, 10, 20$  and  $40 \times 8.1, \times 5.3$  mJy beam $^{-1}$ , the rms noise of the images with robust = 2 and robust = 0.5 (top panels), and  $-6, -3, 3, 6, 12, 30$  and  $60 \times 4.2$  and  $\times 3.9$  mJy beam $^{-1}$ , the rms noise of the images with robust = 0.25 and robust = 0 (bottom panels), respectively. Symbols are the same as in Figure 1. Synthesized beams are  $5''.0 \times 2''.4$  (36:3),  $2''.0 \times 1''.3$  (45:0),  $0''.9 \times 0''.7$  (31:0), and  $0''.8 \times 0''.4$  (15:1) for the images with robust = 2, 0.5, 0.25, and 0, respectively, and are shown as gray solid ellipses at the bottom-left corner of each image.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

the extended envelope surrounds the compact MM2(E), and the resolved source MM2(W). In Section 5, we discuss the morphology and the flux variations of the sources with the angular resolution as possible evidence of MM1 and MM2 being in different evolutionary stages.

GGD27 has been previously observed at 1.4 mm with the BIMA and at 1.33 mm with the SMA interferometers (Gómez et al. 2003; Qiu & Zhang 2009) and at  $450 \mu\text{m}$  with the James Clerk Maxwell telescope (JCMT; Jenness et al. 1995; McCutcheon et al. 1995; Thompson et al. 2006). From BIMA maps (using a similar angular resolution as our compact configuration image), Gómez et al. (2003) reported a total flux of 1.18 Jy, in good agreement with the flux measured here in the compact configuration image. Qiu & Zhang (2009) reported a total flux of 2 Jy measured with the SMA at 1.33 mm, which is a factor of 2 greater than that reported here. The data used by Qiu & Zhang (2009) included SMA observations with compact and subcompact configurations, and obtained a better  $uv$ -coverage and a greater sensitivity to extended structures. The different JCMT observations at  $450 \mu\text{m}$  showed a dusty core of  $\sim 40''$  of diameter nearly centered on MM1 and MM2. The flux obtained by the JCMT observations is of  $97 \pm 30$  Jy (Thompson et al. 2006), while the total flux recovered in our SMA  $456 \mu\text{m}$  image is 24.3 Jy, which is 25% of the flux measured with the JCMT. Since the SMA in its compact configuration is sensitive to structures smaller than  $22''$  at 1.36 mm and  $7''$  at  $456 \mu\text{m}$ , the

**Table 4**  
MM1 SED Data

Wavelength (mm)	Integrated Flux (Jy)	Error (Jy)	Aperture (")	Reference
60	0.00272	0.00002	$0.8 \times 0.5$	1
36	0.00296	0.00002	$0.5 \times 0.3$	1
35	0.00395	0.00005	$0.4 \times 0.24$	2
13	0.0048	0.00002	$0.1 \times 0.1$	3
13	0.006	0.001	$4 \times 4$	4
7	0.014	0.002	$0.4 \times 0.4$	4
1.36 <sup>a</sup>	0.425	0.085	$1.8 \times 1.3$	5
0.46	5.3	1.8	$2.4 \times 1.1$	5
0.0195	109.6	21.9 <sup>b</sup>	$2.3 \times 2.3$	6
0.0117	5.86	1.17 <sup>b</sup>	$2.3 \times 2.3$	6
0.0080 <sup>b</sup>	3.9	0.3 <sup>c</sup>	$2.4 \times 2.4$	7
0.0058 <sup>b</sup>	2.63	0.1 <sup>c</sup>	$2.4 \times 2.4$	7
0.0047 <sup>b</sup>	1.8	0.36 <sup>c</sup>	$2.3 \times 2.3$	6

**References.** (1) Martí et al. 1993; (2) Gómez et al. 1995; (3) Martí et al. 1999; (4) Gómez et al. 2003; (5) This work; (6) Aspin et al. 1994; (7) Qiu et al. 2008.

<sup>a</sup> The data at this wavelength were obtained by combining our high and low angular resolution data and applying the weighting factor, robust = 0.5. This image yields a beam area similar to that for the image at  $456 \mu\text{m}$ .

<sup>b</sup> Points not included in the fit of the SED of MM1.

<sup>c</sup> The errors were estimated to be 20%.

detected sources at both wavelengths correspond to the emission of compact structures located inside the core detected with the JCMT.

The SMA observations that we present here show that at 1.36 mm the continuum flux of MM1 is higher than that obtained for MM2, while at  $456 \mu\text{m}$ , MM2 is the strongest source in the region. The spectral indices of MM1 and MM2, using a power-law model between 1.36 mm and  $456 \mu\text{m}$ , are  $2.3 \pm 0.5$  and  $3.6 \pm 0.4$ , respectively. We find that the free-free contribution based on 3.6 cm emission extrapolated to 1.36 mm is negligible ( $\lesssim 5$  mJy for MM1 and  $\lesssim 0.5$  mJy for MM2 at 1.36 mm, assuming free-free spectral indices of 0.2 and 0.6, respectively; see Section 3.2 below). Up to now, MM1 has been considered as the main source in the region and thus the one that contributes most of the bolometric luminosity, obtained from *IRAS* and low angular resolution (mostly single-dish) observations (see Figure 5). However, the  $456 \mu\text{m}$  SMA observations suggest that MM2 contributes substantially to the total luminosity of the region.

### 3.2. Spectral Energy Distributions

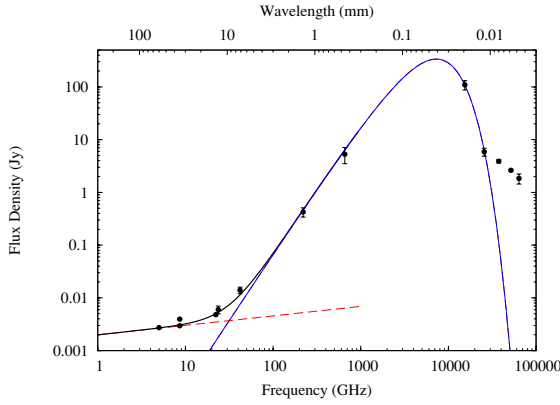
The high angular resolution data obtained with the SMA toward GGD27, presented in this paper, allow the extension of the spectral energy distribution (SED) of the sources MM1 and MM2. MM1 has been observed with high angular resolution in a very wide range of wavelengths (from radio to NIR; see Table 4). MM2, on the other hand, has only been detected at three different wavelengths: the two reported here and at 3.5 cm by Gómez et al. (1995). In this section, we analyze the nature of both sources by fitting the SED of MM1 and deriving the spectral index of MM2 in the (sub)millimeter range.

The SED of MM1 was constructed using the data from radio (VLA) and (sub)millimeter (BIMA and SMA) interferometric observations, and from infrared observations with good angular resolution (see Table 4). The selected data have an angular resolution comparable to our  $456 \mu\text{m}$  observations (i.e., about  $2''$ ). In this way, the measured emission comes from the vicinity of MM1, avoiding the contamination due to emission from other

**Table 5**  
MM1 SED Fit

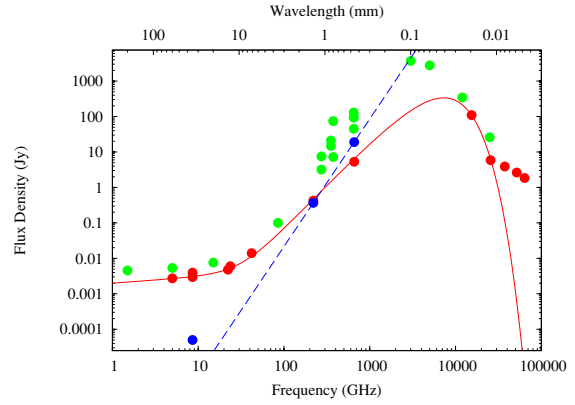
Source	$\Omega_s$ ( $''^2$ )	$\tau_{456\mu\text{m}}$	$\beta$	$T_{\text{dust}}$ (K)	$a_{456\mu\text{m}}^a$ (Jy)	$\alpha$	Luminosity ( $L_\odot$ )
MM1	$1.1 \pm 0.4$	$0.22 \pm 0.08$	$0.53 \pm 0.05$	$109 \pm 3$	$0.0064 \pm 0.0004$	$0.18 \pm 0.01$	$3300 \pm 500$

**Note.** <sup>a</sup> Free-free emission contribution at  $456\mu\text{m}$  in Jy.



**Figure 4.** Spectral energy distribution (SED) from radio to NIR wavelengths for MM1 (filled circles with error bars). The point-dashed curves are the free-free and the modified blackbody fit of MM1's SED (see the text). The three NIR points taken from Table 4, with wavelengths below  $10\mu\text{m}$ , are not included in the fit due to the uncertainty on the  $\beta$  parameter of an additional modified blackbody.

(A color version of this figure is available in the online journal.)



**Figure 5.** Spectral energy distribution (SED) from radio to NIR wavelengths for MM1 (empty circles) and for MM2 (filled circles). The solid curve accounts for the fit of MM1's SED (see the text and Figure 4). The dashed curve is a power law adjusted to the mm and submm points of MM2 with spectral index 3.6, corresponding to a  $\beta$  of 1.6 (see Section 3.2). The crosses correspond to the low resolution data taken from the literature (single-dish and *IRAS* measurements). Most of the error bars are smaller than the size of each symbol.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

sources. Figure 4 shows the SED of MM1 and a fit to these points. The fit minimizes  $\chi^2$  following the algorithms described in Cantó et al. (2009). The function fitted consists of a modified blackbody plus free-free emission model:

$$S_\nu = B_\nu(T_{\text{dust}})(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega_s + a_\nu\nu^\alpha,$$

where  $B_\nu$  is the Planck function with a temperature  $T_{\text{dust}}$ ,  $\Omega_s$  is the solid angle subtended by MM1,  $\tau_\nu$  is the opacity which depends on frequency as  $\tau_\nu = \tau_0 \cdot (\nu/\nu_0)^\beta$ ,  $\beta$  being the dust opacity index and  $\nu_0$  an arbitrary reference frequency, and  $a_\nu = a_0/\nu_0^\alpha$ . Since this model includes a single modified blackbody, the points with  $\lambda < 10\mu\text{m}$  shown in Figure 4 were not taken into account in the fit. We could fit these NIR data with an additional modified blackbody, but the uncertainty on the  $\beta$  parameter prevents us from using a second component. However, these NIR data points seem to be associated with dust emission at high temperatures. Table 5 shows the results of the best fit with six independent parameters ( $T_{\text{dust}}$ ,  $\tau_0$ ,  $\beta$ ,  $\Omega_s$ ,  $a_0$ , and  $\alpha$ ), as well as the uncertainties provided by the algorithm. The obtained spectral index of the free-free emission ( $\alpha = 0.18 \pm 0.01$ ) is consistent with the value of  $\alpha = 0.2$  obtained by Martí et al. (1993) and by Gómez et al. (2003) independently, implying a negligible free-free contribution in the (sub)millimeter range. The obtained dust opacity index ( $\beta = 0.53 \pm 0.05$ ) agrees well with the value reported by Gómez et al. (2003) ( $\beta = 0.6$ ) obtained from a power-law fit from the flux densities obtained at 7, 3.5 and 1.4 mm. The low value of the dust opacity index

suggests the presence of processed dust grains in MM1 (Draine 2006 and references therein). In addition, the dust temperature obtained for MM1 is  $109 \pm 3$  K and the estimated size of the source is  $1.1 \pm 0.4$  arcsec<sup>2</sup>, consistent with the compact nature of this source. Finally, the bolometric luminosity of MM1 was estimated as  $3300 L_\odot$ . This luminosity is smaller than the luminosity obtained from low angular resolution data ( $\sim 2 \times 10^4 L_\odot$ ; see Figure 5), and it could be considered as a lower limit, since the high angular resolution observations used in this fit do not include the outer parts of the main core (only the dense structure surrounding MM1), which are also heated by this source (see also the discussion in Section 4).

In the case of MM2, there are only three high angular resolution ( $< 1''$ ) flux estimates (Figure 5): the fluxes at 1.36 mm and  $456\mu\text{m}$  (this paper), and the flux at 3.5 cm (Gómez et al. 1995). The spectral index between 1.36 mm and  $456\mu\text{m}$  ( $\alpha = 3.60 \pm 0.4$ ) corresponds to a dust opacity index  $\beta$  between 1.2 and 2.0 (accounting for the error bars) which is similar to the averaged opacity index found in the interstellar medium ( $\beta = 1.6$ ; Draine 2006). This could indicate that the dust in MM2 contains mainly small particles, such as those found in the interstellar medium, which suggests that MM2 could be a very young source. In addition, the 3.5 cm emission is consistent with free-free emission, since the expected dust emission at this wavelength (using a spectral index of 3.6) is only 6% of the measured radio continuum flux. This free-free emission could be arising from an ionized outflow associated with a young intermediate/high-mass protostar.

**Table 6**  
Estimated Masses and Column Densities

Source	Beam	Frequency (GHz)	$k_\nu$ ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ )	$T_{\text{dust}}$ (K)	Diameter ( $''$ )	$M$ ( $M_\odot$ )	$N_{\text{H}_2}^a$ ( $\times 10^{23} \text{cm}^{-2}$ )	$n^b$ ( $\times 10^7 \text{cm}^{-3}$ )
MM1	$0''.68 \times 0''.38; 13^\circ 0$	220	0.97	109	0.36	$4.1 \pm 0.2$	113	185
MM1	$8''.1 \times 3''.0; 34^\circ 1$	220	0.97	109	2.1	$5.6 \pm 0.2$	$4.7 \pm 0.3$	1.33
MM1	$2''.4 \times 1''.1; 37^\circ 1$	658	1.74	109	1.17	$3 \pm 1$	9	5
MM2(E)	$0''.68 \times 0''.38; 13^\circ 0$	220	0.93	35	0.36	$1.9 \pm 0.2$	55.0	90
MM2(W)	$0''.68 \times 0''.38; 13^\circ 0$	220	0.93	35	0.7	$1.7 \pm 0.3$	$13 \pm 1$	11
MM2	$8''.1 \times 3''.0; 34^\circ 1$	220	0.93	35	2.7	$14.9 \pm 0.4$	$7.6 \pm 0.4$	1.7
MM2	$2''.4 \times 1''.1; 37^\circ 1$	658	5.35	35	1.17	$17 \pm 2$	46.7	24

**Notes.**

<sup>a</sup> Some column densities are lower limits because of the unresolved nature of the sources and do not include uncertainties (the same applies for number densities).

<sup>b</sup> A spherical shape of the sources for the number density estimations is assumed.

### 3.3. Masses and Column Densities

The equations used to estimate the mass and the  $\text{H}_2$  column density from the continuum dust emission, expressed in appropriate units, are (Hildebrand 1983)

$$M(M_\odot) = 3.2643 \times 10^6 \cdot R \cdot \frac{(e^{0.048 \frac{\nu}{T_d}} - 1) \cdot D^2 \cdot S_\nu}{\nu^3 \cdot k_{1.3 \text{ mm}} \cdot \nu^\beta} \quad (1)$$

$$N_{\text{H}_2}(\text{cm}^{-2}) = 8.4208 \times 10^{23} \cdot \frac{M(M_\odot)}{D^2 \cdot \Omega}, \quad (2)$$

where  $R$ ,  $T_d$ ,  $D$ ,  $S_\nu$ ,  $k_\nu$ , and  $\Omega$  are the gas-to-dust ratio (which is assumed to be 100), the dust temperature in kelvin, the distance to the source in kpc (adopted as 1.7 kpc), the measured flux density in Jy, the dust opacity in  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ , and the angular size in  $\text{arcsec}^2$ . The frequency  $\nu$  is in GHz. In order to obtain the dust opacity,  $k_{1.3 \text{ mm}} = 1.0 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$  was assumed for thin ice mantles (Ossenkopf & Henning 1994), scaling this value with frequency as  $\nu^\beta$ , where  $\beta$  is the dust opacity index derived in Section 3.2 for MM1 and MM2. The hypothesis of thin ice mantles toward GGD27 is suggested by the detection of absorption features of water ices at 3 and  $6 \mu\text{m}$ , and  $\text{CO}_2$  ices at  $4.3$  and  $15.2 \mu\text{m}$  (Peeters et al. 2002; van Diedenhoven et al. 2004). The mass, column density, and number density were obtained for each source (see Table 6) from the measured flux densities at 1.36 mm (high and low angular resolution images) and at  $456 \mu\text{m}$ . For MM1, we use  $T_{\text{dust}} = 109$  K and  $\beta = 0.53$  derived from the SED fit in Section 3.2, while for MM2 we adopt  $\beta = 1.6$  (see Section 3.2) and  $T_{\text{dust}} = 35$  K as derived from observations of several  $\text{CH}_3\text{CN}$  (12–11) transitions associated with this source (Qiu & Zhang 2009). The uncertainties were estimated from the errors in  $T_{\text{dust}}$ ,  $\beta$  and the flux densities. These uncertainties do not take into account the effects introduced by the opacity, which could increase the value of the derived masses.

Using the flux densities obtained with the two-Gaussian fit in the low angular resolution image at 1.36 mm, the masses estimated for MM1 and MM2 are  $5.6 \pm 0.2 M_\odot$  and  $14.9 \pm 0.4 M_\odot$ , respectively. As expected, these values are similar to those obtained using the  $456 \mu\text{m}$  flux densities ( $3 \pm 1 M_\odot$  for MM1 and  $17 \pm 2 M_\odot$  for MM2). On the other hand, from the high angular resolution data at 1.36 mm, we estimate that the mass of MM1 is  $4.1 \pm 0.2 M_\odot$  and the masses of MM2(E) and MM2(W) are  $1.9 \pm 0.2 M_\odot$  and  $1.7 \pm 0.3 M_\odot$ , respectively. Thus, the extended dust emission surrounding MM1 and MM2 contains about  $14 M_\odot$ , most of which ( $\sim 12 M_\odot$ ) seems to be associated with MM2. The protostars in MM2 still have a huge

reservoir of gas and dust to accrete, while the gas and dust supply for the protostar in MM1 is almost an order of magnitude smaller (see discussion in Section 4).

The total mass obtained from the fluxes in the low angular resolution image ( $\sim 20 M_\odot$ ) is, approximately, 5% of the total mass obtained for the  $\sim$ arcmin dusty core detected by single-dish observations (e.g., Hunter et al. 2000), within which MM1 and MM2 are embedded. Thus, only a small fraction of the material in the large-scale core is associated with the compact structures. This suggests that the main core still has enough material to form a cluster of intermediate/high-mass protostars or to contribute with more accretion into MM1 and MM2.

Finally, based on the high angular resolution observations at 1.36 mm, we obtain a lower limit for the column density of MM1 ( $1.13 \times 10^{25} \text{cm}^{-2}$ ), MM2(E) ( $5.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ ), and MM2(W) ( $8.9 \times 10^{23} \text{cm}^{-2}$ ). In addition, we also estimate lower limits for the volume number densities:  $1.85 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$  for MM1,  $9.0 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$  for MM2(E), and  $1.1 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$  for MM2(W). Hence, the volume number density toward MM1 and MM2(E) could be one order of magnitude greater than in MM2(W). Such high densities ( $\gtrsim 10^8 \text{cm}^{-3}$ ) have also been found in other high-mass star formation regions (e.g., IRAS 20126, Cesaroni et al. 2005; Cep A, Jiménez-Serra et al. 2007; W51 North, Zapata et al. 2009), around circumstellar structures (possible accretion disks).

## 4. DISCUSSION

The high angular resolution observations at 1.36 mm toward GGD27 show that MM1 is a compact source, which spatially coincides with the powerful radio continuum jet observed in this region (Martí et al. 1993, 1995; Gómez et al. 1995). MM1 appears unresolved after applying a uniform weighting to the very extended configuration data at 1.36 mm. The S/N of MM1 in this image is  $\sim 100$  (see image with robust 0 in Figure 3), so taking into account some additional considerations, it is possible to obtain a more restrictive upper limit for the diameter of this source than the  $0''.36$  (i.e., about 600 AU at 1.7 kpc) given in Section 3.1. To make this new estimation, the dust emission from MM1 is assumed to arise from a flat envelope in the shape of an accretion disk. This hypothesis is based on the presence of a radio jet and a molecular outflow associated with MM1. Such a disk should be oriented perpendicular to the jet's axis, whose P.A. is  $21^\circ$  (Martí et al. 1993). On the other hand, the uniform-weighted image obtained with the extended configuration data has a synthesized beam of  $0''.72 \times 0''.31$ , with the major axis of the synthesized beam (P.A. =  $19^\circ 4$ ) oriented almost

**Table 7**  
Properties of the Millimeter Sources

Source	$\beta^a$	$R$ (AU)	$N_{\text{H}_2}$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$M_{500}^b$ ( $M_\odot$ )	$M_{2500}^c$ ( $M_\odot$ )	$T$ (K)	$L$ ( $L_\odot$ )	$t_{\text{dyn}}^d$ (yr)
MM1	0.5	<136	$1.1 \times 10^{25}$	4.1	5.6	110	$\geq 3.3 \times 10^3$	$10^5$
MM2(E)	1.6	<300	$5.5 \times 10^{24}$	1.9	14.9	35 <sup>e</sup>	...	$2 \times 10^3$
MM2(W)	<sup>f</sup>	600	$1.3 \times 10^{24}$	1.7	<sup>f</sup>	<sup>f</sup>	...	...

**Notes.**

<sup>a</sup> Dust opacity index.

<sup>b</sup> Mass of the dust inside a radius of 500 AU (from the high angular resolution observations).

<sup>c</sup> Mass of the dust inside a radius of 2500 AU (from the low angular resolution observations).

<sup>d</sup> The dynamical time of the outflows associated with MM1 and MM2(E) (Qiu & Zhang 2009).

<sup>e</sup> Temperature given in Qiu & Zhang (2009).

<sup>f</sup> These quantities are estimated for MM2(E) and MM2(W) together.

in the same direction as the radio jet. Thus, the major axis of the synthesized beam follows the direction of the radio jet, while the minor axis of the synthesized beam follows the orientation of the putative accretion disk. Therefore, given the high S/N in MM1 and assuming that the compact dust emission comes from an accretion disk, a reasonable upper limit for the diameter of this disk would be half the minor axis of the synthesized beam, which is 0'.16 or 272 AU at the assumed distance. If the disk hypothesis is right, this is one of the smallest disks found around a high-mass protostar. Some of the disks detected around protostars with  $10^3$ – $10^5 L_\odot$  have a radius ranging between 70–1000 AU and a mass between 1 and  $20 M_\odot$  (Cesaroni et al. 2007; Patel et al. 2005; Shepherd et al. 2001; Rodríguez et al. 2007; Franco-Hernández et al. 2009; Galván-Madrid et al. 2010).

In addition, although the diameter of the disk in MM1 is similar to (perhaps somewhat greater than) that of disks around low-mass protostars, its mass ( $\sim 4 M_\odot$ ) is about two orders of magnitude larger than those found in low-mass protostars ( $\sim 0.03 M_\odot$ ; e.g., Palau et al. 2006). These massive disks have been reported in other sources. The existence of a disk around MM1 would imply a star formation mechanism based on the accretion of circumstellar material.

The morphology of the northern source (MM2) varies with the angular resolution of the 1.36 mm images (Figure 3). These images show that MM2 contains a compact core, MM2(E), and an extended structure, MM2(W), both surrounded by an extended and massive envelope. MM2(E) is probably a compact core with a central protostar as indicated by the presence of a weak radio continuum source and a water maser (Gómez et al. 1995; Martí et al. 1999; Kurtz & Hofner 2005). MM2(W) is probably a prestellar core with enough mass to form an intermediate–high-mass protostar (probably an early-B type). Spectral line observations with high angular resolution may show whether MM2(W) is collapsing or not. In addition, given the small projected distance between MM2(E) and MM2(W) (about 1600 AU), the two sources might be gravitationally bound. There is enough mass to allow orbital motions of  $\lesssim 1.5 \text{ km s}^{-1}$ . Finally, MM2 is characterized by strong submillimeter emission (19 Jy at  $456 \mu\text{m}$ ), low temperature ( $T \sim 35 \text{ K}$ , Qiu & Zhang 2009), high density ( $\gtrsim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ), a dust opacity index close to that of the interstellar medium ( $\beta \sim 1.6$ ), non-detection in the MIR and NIR, association with a young molecular outflow (Qiu & Zhang 2009) and a massive dusty envelope ( $11 M_\odot$ ). These properties are similar to the characteristics of the Class 0 low-mass protostars (André et al. 1993; André & Montmerle 1994). However, MM2 seems to be embedded in an envelope with a mass four times

greater than the envelopes of Class 0 low-mass protostars (which have  $1$ – $4 M_\odot$ ; e.g., NGC 1333 IRAS4A, Girart et al. 2006; L723, Girart et al. 2009; IRAS 16293A, Rao et al. 2009). The higher mass of the envelope could also be explained by multiple protostars within it.

MM1 and MM2 show different characteristics (Table 7). MM2 has a  $\beta \sim 1.6$  similar to the interstellar medium (Draine 2006 and references therein), while MM1 has a  $\beta \approx 0.5$  which suggests more processed dust (Beckwith et al. 2000; Draine 2006; Natta et al. 2007). The temperature of MM1 is greater than that of MM2 and the free–free emission of MM1 is two orders of magnitude greater than that of MM2. In addition, the outflow associated with MM1 has a mass of  $407$ – $460 M_\odot$  and a dynamic time scale of  $\sim 10^5 \text{ yr}$  (Yamashita et al. 1989; Ridge & Moore 2001), while the outflow associated with MM2 has a mass of  $0.22 M_\odot$  and a dynamic time scale of  $\sim 2 \times 10^3 \text{ yr}$  (Qiu & Zhang 2009). Finally, the mass of the envelope of MM1 is almost an order of magnitude smaller than that of MM2, which could indicate that the protostars in MM2 are at an earlier stage of accretion from the envelope as compared to MM1. All these characteristics are consistent with MM2 being in a younger evolutionary stage than MM1.

MM1 is the stronger source at 1.36 mm, while MM2 dominates the emission at  $456 \mu\text{m}$ . Therefore the present SMA data indicate that both sources significantly contribute to the total luminosity of the region, unlike previous publications (e.g., Rodríguez & Reipurth 1989; Martí et al. 1999; Molinari et al. 2001; Qiu et al. 2008), which pointed at MM1 as the source responsible for all the bolometric luminosity in the region. With the available data, it is unclear which is the more luminous source, but their SEDs (Figure 5) suggest a comparable contribution to the total bolometric luminosity (estimated as  $\sim 2 \times 10^4 L_\odot$  from IRAS, JCMT, and CSO data; see Figure 5). According to Table 5 of Molinari et al. (1998), a luminosity of  $10^4 L_\odot$  would suggest a  $13$ – $18 M_\odot$  protostar.

The luminosity of MM1 estimated from the fit to its SED is  $3300 L_\odot$ , which is smaller than half the bolometric luminosity of the region. However, it has been shown (e.g., Yorke & Bodenheimer 1999) that the inclination of a disk–protostar system is an important parameter for the estimation of the luminosity from the SED. In this case, the radio jet associated with MM1 is almost in the plane of the sky (Aspin et al. 1991; Martí et al. 1995), which implies that the circumstellar disk-like structure is approximately edge-on. The large column density derived in the disk-like structure yields a visual extinction of at least  $1.4 \times 10^4$ . This implies that along the line of sight most of the mid-IR radiation is effectively absorbed by the disk. In terms of total luminosity, this suggests that a significant fraction



of the radiation escapes through the outflow cavity (Yorke & Bodenheimer 1999; Krumholz et al. 2009). Therefore, the bolometric luminosity of the young star in MM1 is likely larger than the measured  $3300 L_{\odot}$ , and it would likely correspond to a B1 ZAMS star. However, the presence of the massive disk and of the powerful outflow indicates that it is still in a very active accretion phase, so the protostar could become a B0 ZAMS star, or even a more massive star.

Finally, assuming that MM1 is excited by a B1-type protostar, it should exhibit a compact H II region. Free-free emission at several wavelengths has been reported toward this source, but the spectral index ( $0.18 \pm 0.01$ , Section 3.2) clearly corresponds to that expected for an ionized wind. This suggests that the protostar in MM1 has not yet developed an H II region and therefore it could be considered as a *true* high-mass protostar.

## 5. CONCLUSIONS

The present paper presents a study of the GGD27 high-mass star formation region based on SMA observations of the continuum emission at 1.36 mm (compact and very extended configurations) and  $456 \mu\text{m}$  (compact configuration). These observations show compact dust emission in two regions, MM1 and MM2. Using these new observations together with previously published results, we analyze the SEDs of MM1 and MM2. The masses and densities of these two sources are also estimated. The main conclusions of this paper are as follows.

1. The dust continuum emission at 1.36 mm and  $456 \mu\text{m}$  comes from two compact structures (MM1 and MM2), separated  $7''$  (about 12,000 AU in projected distance) and embedded in an  $\sim 40''$  core, that was detected by single-dish observations. The high angular resolution observations at 1.36 mm show that MM1 is unresolved (with an estimated radius of less than 150 AU), with an estimated mass of  $4.1 M_{\odot}$ . MM1 spatially coincides with an *IRAS* source of  $2 \times 10^4 L_{\odot}$  and it is associated with a powerful molecular outflow and a radio continuum jet. These results suggest that the dust emission in MM1 probably arises from a massive accretion disk. At subarcsecond angular scales, MM2 splits into two main components, MM2(E) and MM2(W), that are separated by  $1''$  (1700 AU in projected distance), each with an estimated mass of  $\sim 2 M_{\odot}$ . MM2(E) is probably a compact core with a young protostar inside (indicated by a weak radio continuum source and a water maser) and MM2(W) is probably a prestellar core. Both sources are embedded in a massive envelope of at least  $11 M_{\odot}$ .
2. The characteristics of MM1 and MM2 are very different: (1) MM2 has a steeper spectral index at (sub)mm wavelengths, suggesting less processed dust than in MM1, (2) MM1 has a higher temperature, suggesting that there is a higher mass protostar inside MM1 than in MM2, (3) the molecular outflow associated with MM2 is younger and less massive than that associated with MM1, (4) MM1 is unresolved even at subarcsecond scales, while MM2 appears extended with two main components and faint emission surrounding them. These characteristics suggest that MM1 and MM2 are in different evolutionary stages, with MM2 younger than MM1.
3. The SMA observations show that both MM1 and MM2 contribute significantly to the bolometric luminosity of the whole region ( $\sim 2 \times 10^4 L_{\odot}$ ). A fit to the SED of MM1 indicates that a lower limit to the luminosity of this source

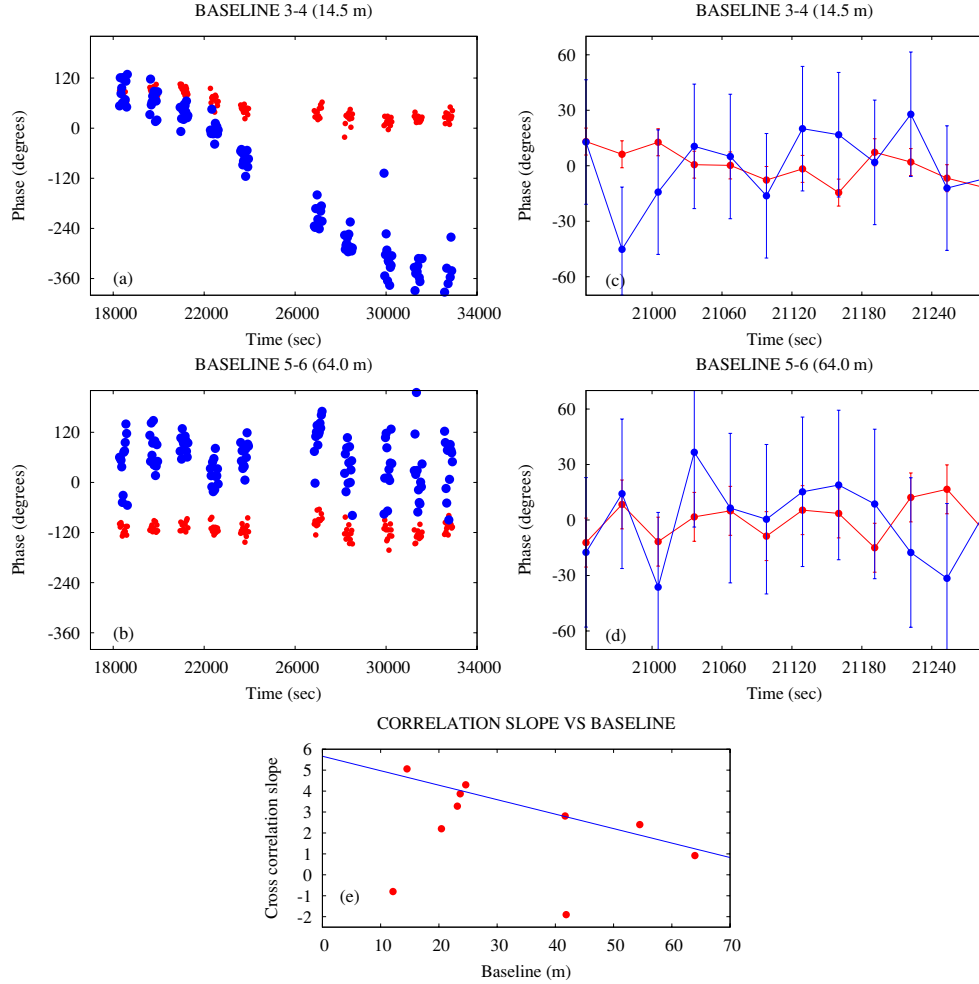
is  $3300 L_{\odot}$ , which implies that MM1 is at least a B1 ZAMS protostar. However, the likely continued accretion in MM1 indicates that this source will accrete several solar masses. At present it is not clear what kind of protostar is inside MM2. However, these SMA observations suggest that MM2 contributes an important fraction of the bolometric luminosity of this region.

We thank all members of the SMA staff that made these observations possible. The authors are very grateful to Todd Hunter and Jun-Hui Zhao for assistance in the calibration of the data. M.F.L. acknowledges financial support from DGAP-UNAM, México. S.C. and M.F.L. acknowledge support from CONACyT grant 60581, México. S.C. and M.F.L. thank the hospitality of the Institut de Ciències de l'Espai (CSIC-IEEC), Bellaterra, Catalunya, Spain. J.M.G. is supported by Spanish MICINN grant AYA2008-06189-C03 and Catalan AGAUR grant 2009 SGR1172. Y.G. acknowledges support from CONACyT grants 80769 and 49947-F.

## APPENDIX

The phase-transfer calibration method relies on the fact that phase variations at high frequencies may be correlated in some manner to those at low frequencies, where the SMA is more stable and more sensitive (the phase noise from the system and the sky are much better when working at such low frequencies). Since the atmosphere is almost non-dispersive (i.e., its refraction index does not depend strongly on frequency, away from resonant lines), to first order, the ratio of phases at two different frequencies is expected to be linear with the frequency ratio (i.e.,  $\propto \nu_1/\nu_2$ , see, e.g., Hunter et al. 2005). Phase transfer is expected to be useful with submillimeter interferometers such as the SMA, due to the lack of strong calibrators at high frequencies, which could make the standard techniques of phase calibration unavailable.

VX Sgr, the evolved star included in the observing cycle, has maser emission from SiO at 215.596 GHz and from H<sub>2</sub>O at 658.007 GHz. Both masers were detected simultaneously by the SMA, so we analyzed their phase behavior in order to check the phase transfer procedure. In first place, the beginning and the end of the track were flagged due to poor quality (when elevation of GGD27 and VX Sgr were below  $30^\circ$ ). The data were corrected for variations in system temperature and bandpass, and as in Section 2.2.2 we made a pseudo-continuum channel for each maser. The phases of the masers showed in general good linear correlations (above an 80%). These correlations gave different values for the slope and the abscissa offset depending on the baseline lengths (panels (a), (b), and (e) of Figure 6). The linear dependence of the slopes of the correlation with the length of each baseline suggests that there are instrumental effects between the antennas and the correlator. On the other hand, the phase drifts seem to be almost linear for long periods of time. Hence, after self-calibrating each set of maser data with a time averaging of 10 minutes, we removed these slow drifts. We then tried to cross-correlate the phases of both masers again, but now they were uncorrelated. The panels (c) and (d) of Figure 6 show the behavior of the phases of both masers for the two baselines. Ideally, we expect the phases to be linearly related by the ratio between frequencies, but in this case, the rms of the phase at 658 GHz (about  $40^\circ$ ), is probably masking the theoretical behavior. This would occur at high frequencies because of the higher rms of the phases.



**Figure 6.** (a) 215 GHz (filled circles) and (b) 658 GHz (crosses) uncalibrated phase of the masers of VX Sgr from two baselines with very different separations (the 3–4 baseline with 14.5 m and the 5–6 baseline with 64.0 m). Each point represents the average value of a 30 s integration. (c and d) 5 minutes of the phase behavior at 215 GHz (filled circles) and 658 GHz (crosses) for both baselines, after subtracting a first-order polynomial fitted to the raw data. Error bars are derived from the rms noise of this 5 minutes data. (e) Cross-correlation slope vs. the baseline separation. The straight line is a fit to most of the measurements (filled circles) but the correlations of baselines 2–3, 3–5, and 4–6 (which are located well below the general trend).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

Despite the high rms of the phase at high frequency we tested the phase transfer technique. We scaled up the 215 GHz phase gain solutions to that of the 658 GHz uncalibrated data of VX Sgr, using the Miriad task PHATRANS. PHATRANS extrapolated the phase corrections from the phase gains determined at 215 GHz with the SiO maser, to the phase corrections at 658 GHz of the VX Sgr uncalibrated data, using the linear relation between the phase gains of the SiO and water pseudo-continuum channels at both frequencies. Then, we performed the flux calibration using Ceres. After continuum subtraction, the output cleaned and restored velocity cube image of the water maser at 658 GHz (spectral resolution of  $0.37 \text{ km s}^{-1}$ ) had an rms of  $18 \text{ Jy beam}^{-1}$ , and an S/N of 22. Five iterations of self-calibration on this velocity cube, improved its S/N. The final velocity cube has an rms of  $16 \text{ Jy beam}^{-1}$  and an S/N of 36.

To check the validity of the phase transfer calibration, we also performed a similar calibration of the data of VX Sgr

at 658 GHz applying directly the phase gain solutions of the pseudo-continuum channel of the water maser. We refer to this calibration technique as phase referencing. The only difference with the phase transfer procedure was the phase calibration step. In this case, the final velocity cube image of the maser had an rms of  $16 \text{ Jy beam}^{-1}$  and an S/N of 38. Self-calibration did not improve this image substantially (less than 0.5 in S/N). The phase transfer calibration of the water maser of VX Sgr shows similar output data to the phase referencing calibration: (1) the S/N of the velocity cubes obtained with phase transfer and phase referencing are similar (36 and 38, respectively). (2) Both velocity cubes have the same qualitative information (i.e., the same channels show emission over  $3\sigma$ ). (3) The spectra obtained with the two calibration techniques have a qualitatively similar shape (same width and peak position). The difference between both spectra is smaller than  $3\sigma$  for practically all the spectral channels. (4) The moment 0 images are qualitatively similar,

showing an unresolved source at the phase center. (5) The total flux measured in the moment 0 images is only 5% smaller in the phase transfer image. The S/N of the phase transfer and the phase referencing images are 19 and 20, respectively. Thus, the analysis indicates that in this case, phase transfer could give similar output data (images and spectrum) to the phase referencing, taking into account the rms of the images and the calibration uncertainties.

We also tried to apply the phase transfer procedure to the GGD 27 data. However, in this case, the source was undetected, preventing initial self-calibration. Therefore, our attempt to apply the phase transfer technique seemed to be quite successful when calibrating the bright water maser of VX Sgr, but it failed with a fainter source such as the continuum emission of GGD 27. We can conclude that the phase transfer technique described here works, at least in this case, for a source strong enough to apply further self-calibration.

## REFERENCES

- André, P., & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, **420**, 837
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, **406**, 122
- Aspin, C., Casali, M. M., Geballe, T. R., & McCaughrean, M. J. 1991, *A&A*, **252**, 299
- Aspin, C., & Geballe, T. R. 1992, *A&A*, **266**, 219
- Aspin, C., et al. 1994, *A&A*, **292**, L9
- Beckwith, S. V. W., Henning, T., & Nakagawa, Y. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 533
- Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Codella, C., Testi, L., Furuya, R. S., & Olmi, L. 2006, *Nature*, **443**, 427
- Benedettini, M., Molinari, S., Testi, L., & Noriega-Crespo, A. 2004, *MNRAS*, **347**, 295
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, *MNRAS*, **323**, 785
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, **298**, 93
- Briggs, D. S. 1995, *BAAS*, **27**, 1444
- Briggs, D. S., Schwab, F. R., & Sramek, R. A. 1999, in *ASP Conf. Ser. 180, Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley (San Francisco, CA: ASP), 127
- Cant , J., Curiel, S., & Martín-Gómez, E. 2009, *A&A*, **501**, 1259
- Cesaroni, R., Galli, D., Lodato, G., Walmsley, C. M., & Zhang, Q. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 197
- Cesaroni, R., Neri, R., Olmi, L., Testi, L., Walmsley, C. M., & Hofner, P. 2005, *A&A*, **434**, 1039
- Curiel, S. 1995, in *RevMexAA Conf. Ser.*, **1**, 59
- Draine, B. T. 2006, *ApJ*, **636**, 1114
- Franco-Hernández, R., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Garay, G. 2009, *ApJ*, **701**, 974
- Galván-Madrid, R., Zhang, Q., Keto, E., Ho, P. T. P., Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., Pineda, J. E., & Vázquez-Semadeni, E. 2010, *ApJ*, **725**, 17
- Girart, J. M., Estalella, R., Viti, S., Williams, D. A., & Ho, P. T. P. 2001, *ApJ*, **562**, L91
- Girart, J. M., Rao, R., & Estalella, R. 2009, *ApJ*, **694**, 56
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, **313**, 812
- Girart, J. M., et al. 1994, *ApJ*, **435**, L145
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., Girart, J. M., Garay, G., & Martí, J. 2003, *ApJ*, **597**, 414
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., & Martí, J. 1995, *ApJ*, **453**, 268
- Heathcote, S., Reipurth, B., & Raga, A. C. 1998, *AJ*, **116**, 1940
- Hildebrand, R. H. 1983, *QJRAS*, **24**, 267
- Ho, P. T. P., Moran, J. M., & Lo, K. Y. 2004, *ApJ*, **616**, L1
- Hunter, T. R., Churchwell, E., Watson, C., Cox, P., Benford, D. J., & Roelfsema, P. R. 2000, *AJ*, **119**, 2711
- Hunter, T. R., et al. 2005, in *16th Int. Symp. on Space Terahertz Technology*, 2005 May 2–4, ed. M. Ingverson, J. Stake, & H. Merkel (Göteborg: Chalmers Univ. Technology), 58
- Jenness, T., Scott, P. F., & Padman, R. 1995, *MNRAS*, **276**, 1024
- Jijina, J., & Adams, F. C. 1996, *ApJ*, **462**, 874
- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., Chandler, C., Comito, C., & Schilke, P. 2007, *ApJ*, **661**, L187
- Kahn, F. D. 1974, *A&A*, **37**, 149
- Keto, E., & Wood, K. 2006, *ApJ*, **637**, 850
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., & Cunningham, A. J. 2009, *Science*, **323**, 754
- Kurtz, S., & Hofner, P. 2005, *AJ*, **130**, 711
- Kurtz, S., Hofner, P., & Alvarez, C. V. 2004, *ApJS*, **155**, 149
- Larson, R. B., & Starrfield, S. 1971, *A&A*, **13**, 190
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, *ApJ*, **416**, 208
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1995, *ApJ*, **449**, 184
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1998, *ApJ*, **502**, 337
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Torrelles, J. M. 1999, *A&A*, **345**, L5
- Masqué, J. M., Girart, J. M., Beltrán, M. T., Estalella, R., & Viti, S. 2009, *ApJ*, **695**, 1505
- Masson, C. R. 1994, in *ASP Conf. Ser. 59, IAU Colloq. 140: Astronomy with Millimeter and Submillimeter Wave Interferometry*, ed. M. Ishiguro & J. Welch (San Francisco, CA: ASP), 87
- McCutcheon, W. H., Sato, T., Purton, C. R., Matthews, H. E., & Dewdney, P. E. 1995, *AJ*, **110**, 1762
- McKee, C. F., & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, **585**, 850
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F., & Palumbo, G. G. C. 1998, *A&A*, **336**, 339
- Molinari, S., Noriega-Crespo, A., & Spinoglio, L. 2001, *ApJ*, **547**, 292
- Nakano, T. 1989, *ApJ*, **345**, 464
- Natta, A., Testi, L., Calvet, N., Henning, T., Waters, R., & Wilner, D. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 767
- Ossenkopf, V., & Henning, T. 1994, *A&A*, **291**, 943
- Palau, A., et al. 2006, *ApJ*, **636**, L137
- Patel, N. A., et al. 2005, *Nature*, **437**, 109
- Peeters, E., et al. 2002, *A&A*, **381**, 571
- Qiu, K., & Zhang, Q. 2009, *ApJ*, **702**, L66
- Qiu, K., et al. 2008, *ApJ*, **685**, 1005
- Rao, R., Girart, J. M., Marrone, D. P., Lai, S., & Schnee, S. 2009, *ApJ*, **707**, 921
- Reipurth, B., & Graham, J. A. 1988, *A&A*, **202**, 219
- Ridge, N. A., & Moore, T. J. T. 2001, *A&A*, **378**, 495
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Dickinson, D. F., & Giulbudagian, A. L. 1978, *ApJ*, **226**, 115
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Ho, P. T. P., & Gottlieb, E. W. 1980, *ApJ*, **235**, 845
- Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1989, *RevMexAA*, **17**, 59
- Rodríguez, L. F., Zapata, L. A., & Ho, P. T. P. 2007, *ApJ*, **654**, L143
- Sault, R. J., Teuben, P. J., & Wright, M. C. H. 1995, in *ASP Conf. Ser. 77, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes (San Francisco, CA: ASP), 433
- Shepherd, D. S., Claussen, M. J., & Kurtz, S. E. 2001, *Science*, **292**, 1513
- Stecklum, B., Feldt, M., Richichi, A., Calamai, G., & Lagage, P. O. 1997, *ApJ*, **479**, 339
- Thompson, M. A., Hatchell, J., Walsh, A. J., MacDonald, G. H., & Millar, T. J. 2006, *A&A*, **453**, 1003
- Val'ts, I. E., Ellingsen, S. P., Slysh, V. I., Kalenskii, S. V., Otrupcek, R., & Larionov, G. M. 2000, *MNRAS*, **317**, 315
- van Dienenhoven, B., Peeters, E., Van Kerckhoven, C., Hony, S., Hudgins, D. M., Allamandola, L. J., & Tielens, A. G. G. M. 2004, *ApJ*, **611**, 928
- Yamashita, T., Murata, Y., Kawabe, R., Kaifu, N., & Tamura, M. 1991, *ApJ*, **373**, 560
- Yamashita, T., Suzuki, H., Kaifu, N., Tamura, M., Mountain, C. M., & Moore, T. J. T. 1989, *ApJ*, **347**, 894
- Yorke, H. W., & Bodenheimer, P. 1999, *ApJ*, **525**, 330
- Zapata, L. A., Ho, P. T. P., Schilke, P., Rodríguez, L. F., Menten, K., Palau, A., & Garrod, R. T. 2009, *ApJ*, **698**, 1422
- Zhang, Q. 2005, in *IAU Symp., Vol. 227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 135
- Zinnecker, H., & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, **45**, 481





## Capítulo 4

# Emisión espectral en IRAS 18162–2048

En el capítulo anterior se analizaron los datos de la emisión de continuo tomados con el SMA en IRAS 18162–2048. Se caracterizaron los núcleos densos encontrados y se especuló con la posibilidad de que la emisión de MM1 proceda de un disco de polvo muy compacto y masivo. En este capítulo se analiza la emisión de varias líneas moleculares encontradas en la región. Mediante el análisis de la emisión molecular se pueden restringir la temperatura y densidad del gas, pero el aporte fundamental de este tipo de estudios reside en la información cinemática que proporcionan los interferómetros, con una resolución espectral tan fina como se quiera. La información cinemática es muy relevante a la hora de probar la existencia de un disco de acreción, ya que se espera que los discos estén girando en torno a la protoestrella central. En este caso se detectaron cinco transiciones de  $\text{SO}_2$ , dos transiciones de  $\text{SO}$  y una transición de  $\text{C}^{17}\text{O}$  y  $\text{H}_2\text{CO}$  en la región. Se obtuvieron de nuevo datos de configuración compacta y configuración muy extendida. Los datos de alta resolución angular ( $\sim 0''.4$ ) permitieron detectar un claro gradiente de velocidad en una estructura trazada por varias transiciones de  $\text{SO}_2$ . Dicho gradiente, en dirección perpendicular al eje del radio jet, se interpretó como una clara evidencia del movimiento de rotación de un disco (o un anillo) circunestelar que gira alrededor de la protoestrella IRAS 18162–2048. Se pudo estimar así un límite inferior para la masa dinámica del sistema (entre 11 y 15  $M_\odot$ ), lo que permitió estimar a su vez la masa de la protoestrella central (entre 7 y 11  $M_\odot$ ). Gracias a las transiciones de  $\text{SO}_2$  se pudo restringir la temperatura y densidad del gas del disco (120–160 K y  $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ), ajustando un modelo de transferencia radiativa no-ETL (RADEX).

Se detectó también emisión de  $\text{C}^{17}\text{O}$ , que traza probablemente la parte más densa del núcleo denso en el que está inmerso el sistema HH 80–81 y HH 80N. La región trazada por este isótopo del CO es alargada y tiene unas dimensiones de  $0.2 \times 0.1 \text{ pc}$ . Por último, las transiciones de  $\text{H}_2\text{CO}$  y  $\text{SO}$ , muestran emisión intensa en MM1 y en la posición de MC. MC es un núcleo molecular, unos 2000 AU al norte de MM2. MC muestra perfiles de línea con un ala que cae progresivamente

hacia el rojo, lo que podría indicar la existencia de gas arrastrado por los flujos de la región. En las siguientes páginas se reportan con más detalle estos hallazgos.

Trabajo enviado:

■ Fernández-López, M., Girart, J.M., Curiel, S., Gómez, Y., Ho, P.T.P., Patel, N. 2011, enviado al AJ.

DRAFT VERSION MARCH 11, 2011  
 Preprint typeset using L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X style emulateapj v. 08/13/06

### A ROTATING MOLECULAR DISK TOWARD IRAS 18162–2048, THE EXCITING SOURCE OF HH 80–81

M. FERNÁNDEZ-LÓPEZ<sup>1</sup>, J.M. GIRART<sup>2</sup>, S. CURIEL<sup>1</sup>, Y. GÓMEZ<sup>3</sup>, P.T.P. HO<sup>4,5</sup>, AND N. PATEL<sup>5</sup>

*Subject headings:*

#### ABSTRACT

We present several molecular line emission arcsec and subarcsec observations obtained with the Submillimeter Array (SMA) toward the massive protostar IRAS 18162–2048, the exciting source of HH 80–81.

The data clearly indicates the presence of a compact (radius  $\approx 425$ –850 AU) SO<sub>2</sub> structure, enveloping the more compact (radius  $\lesssim 150$  AU) 1.4 millimeter dust emission (reported in a previous paper). The emission spatially coincides with the position of the prominent thermal radio jet which ends at the HH 80–81 and HH 80N Herbig–Haro objects. Furthermore, the molecular emission is elongated in the direction perpendicular to the axis of the thermal radio jet, suggesting a disk-like structure. We derive a total dynamic mass (disk-like structure and protostar) of 11–15 M<sub>⊙</sub>. The SO<sub>2</sub> spectral line data also allow us to constrain the structure temperature to be between 120–160 K and the volume density to be  $\gtrsim 2 \times 10^9$  cm<sup>-3</sup>. We also find that such a rotating flattened system could be unstable due to gravitational disturbances.

The data from C<sup>17</sup>O line emission show the dense core within this star forming region. Additionally, the H<sub>2</sub>CO and the SO emission appear clumpy and trace the disk-like structure, a possible interaction between a molecular core and the outflows, and in part, the cavity walls dug by the thermal radio jet.

#### 1. INTRODUCTION

The powerful radiation from high-mass protostars was the main obstacle to understand the formation of massive stars (see e.g. Larson & Starrfield 1971; Kahn 1974; Yorke & Kruegel 1977; Beech & Mitalas 1994; see also the recent review of Zinnecker & Yorke 2007). It was thought that the strong radiation pressure from the protostar would stop the accretion, thereby preventing the formation of stars with masses over  $\sim 10$  M<sub>⊙</sub>. Although this theoretical problem appears to be surmountable (e.g., Wolfire & Cassinelli 1987; Nakano 1989; Jijina & Adams 1996; Yorke & Sonnhalter 2002; Norberg & Maeder 2000;

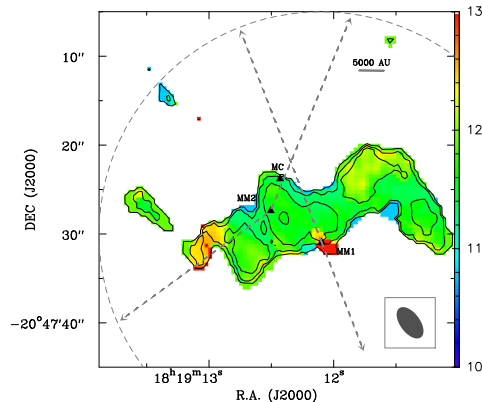


FIG. 1.— Contour image of the zero order moment overlaid with the first order moment colour image of the C<sup>17</sup>O 2–1 line emission (combined compact and extended configuration data with a Gaussian uv taper) toward IRAS 18162–2048. Contour levels are -9, -4, 4, 9, 15, 30, 45, 60, 75 and 90 times 0.10 Jy beam<sup>-1</sup> km s<sup>-1</sup>, the rms of the image. The units of the scale bar is in km s<sup>-1</sup>. The molecular emission is integrated over velocities between 9 and 18 km s<sup>-1</sup>. The triangles mark the position of the millimeter sources MM1 and MM2, and the position of the molecular core, MC. The dashed arrows show the directions of the NW and SE outflows which appear to originate at MM2 position and also the NE-SW thermal radio jet, launched from MM1. The synthesized beams size is shown at the bottom right corner and the primary beam is indicated by the dashed circle.

McKee & Tan 2003; Krumholz et al. 2005), it still remains unclear how these stars actually form. There are several hypothesis for the formation process. Perhaps the most important ones are: (1) large accretion rates (3 or 4 orders of magnitude greater than those observed in low-mass protostars) through circumstellar disks (Walmisley 1995; Jijina & Adams 1996; Zhang 2005; Banerjee & Pudritz 2007), (2) competitive accretion between small protostars of the same cluster, which could result in eventual mergers (Bonnell et al. 1998), and (3) accretion of ionized material, even after the formation of a compact HII region generated by the protostar (Keto 2002; Keto & Wood 2006).

In recent years, several works have provided evidence of the presence of collimated jets (HH 80-81, Martí et al. 1993; Cep A, Curiel et al. 2006; IRAS 23139, Trinidad et al. 2006; IRAS 16547, Rodríguez et al. 2008), molecular outflows (see a summary in Zhang 2005), and flattened structures of dust and gas (some with rotation and some with infall signposts; e.g., Cep A, Patel et al. 2005; IRAS 20126, Cesaroni 2005; AFGL 2591, van der Tak et al. 2006; W51 North, Zapata et al. 2008; IRAS 16547, Franco-Hernández et al. 2009; W33A-MM1, Galván-Madrid et al. 2010), surrounding high-mass pro-

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), Apartado Postal 70-264, 04510 México, DF, México; manferna@gmail.com, scuriel@astrocu.unam.mx

<sup>2</sup> Institut de Ciències de l’Espai, (CSIC-IEEC), Campus UAB, Facultat de Ciències, Torre C5-parell 2, 08193 Bellaterra, Catalunya, Spain; girart@ieec.cat

<sup>3</sup> Centro de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM, Apartado Postal 3-72, Morelia, Michoacán 58089, México; y.gomez@astrosmo.unam.mx

<sup>4</sup> Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, P.O. Box 23-141, Taipei 10617, Taiwan

<sup>5</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

TABLE 1  
SPECTRAL OBSERVATIONS

Transition	$\nu_{line}$ (GHz)	$E_u$ (K)	Data	Synthesized " × "	Beam "	RMS (Jy beam <sup>-1</sup> )	Figures
SO <sub>2</sub> 16 <sub>3,13</sub> –16 <sub>2,14</sub>	214.689380	147.9	LR	8''3 × 3''1	34.2	0.065	10
			ROB	1''3 × 0''9	59	0.085	8
			HR	0''7 × 0''4	13.2	0.085	9
SO <sub>2</sub> 17 <sub>6,12</sub> –18 <sub>5,13</sub>	214.728330	229.1	LR	8''3 × 3''1	34.2	0.065	10
SO <sub>2</sub> 6 <sub>4,2</sub> –7 <sub>3,5</sub>	223.883569	58.6	LR	7''9 × 3''0	34.2	0.065	10
SO <sub>2</sub> 20 <sub>2,18</sub> –19 <sub>3,17</sub>	224.264811	207.9	LR	7''9 × 3''0	34.2	0.065	10
SO <sub>2</sub> 13 <sub>2,12</sub> –13 <sub>1,13</sub>	225.153702	93.1	LR	7''9 × 2''9	34.2	0.065	10
			ROB	1''2 × 0''9	58	0.070	8
			HR	0''7 × 0''4	12.9	0.080	9
SO 7 <sub>8</sub> –7 <sub>7</sub>	214.357004	81.3	LR	8''3 × 3''1	34.2	0.065	10
SO 5 <sub>5</sub> –4 <sub>4</sub>	215.220653	44.1	LR	8''2 × 3''1	34.2	0.070	10
			ROB	1''2 × 0''9	58	0.080	8
			TAP	4''0 × 2''2	36.7	0.080	3,2,4
C <sup>17</sup> O 2–1	224.714385	16.2	LR	7''9 × 2''9	34.2	0.075	(a)
			TAP	4''0 × 2''1	37.8	0.080	1
			LR	7''9 × 2''9	34.2	0.090	10
H <sub>2</sub> CO 3 <sub>1,2</sub> –2 <sub>1,1</sub>	225.697775	33.5	ROB	1''2 × 0''9	58	0.100	8
			TAP	4''0 × 2''1	37.2	0.095	6,5,4

NOTE. — Data extracted from JPL catalogue. The fourth column *Data* is a code giving the resolution of each map. LR means low angular resolution data, HR, high angular resolution data, ROB, combined images with the robust set to 0.3 and TAP, combined images with a taper applied and restricted in the uvplane (see text, section §2).

(a) The compact configuration data of the C<sup>17</sup>O 2–1 is not shown in any figure. However, it is used to obtain the velocity, density and mass of the dense core of IRAS 18162–2048 (see section §3.1).

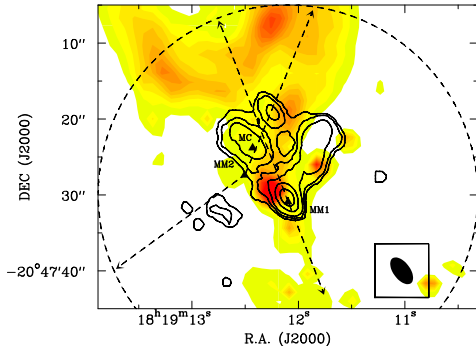


FIG. 2.— Contour image of the zero order moment of the SO 5<sub>5</sub>–4<sub>4</sub> line emission (combined compact and extended configuration data with a Gaussian uv taper) overlaid with a K-band near infrared image of the reflection nebula in the IRAS 18162–2048 region (courtesy of Thomas Geballe; see Aspin & Geballe 1992). The infrared polarimetric study carried out by Yamashita et al. (1987) demonstrated that the scattered light from the infrared reflection nebula occurs only on grains at the walls of a parabolic cavity rather than on grains inside the whole outflow lobe. Contour levels are -9, -4, 4, 9, 15, 30, 45, 60, 75 and 90 times 0.17 Jy beam<sup>-1</sup> km s<sup>-1</sup>, the rms of the image. Symbols are as in Fig. 1.

tostars. The evidence leads to the interpretation that massive star formation is analogous to low-mass star formation, that is, via accretion from a flat rotating disk, with a jet of ionized material, and with an associated molecular outflow. However, the physical characteristics of the possible accretion disks and their associated outflows have not been well characterized yet. Hence, the formation process of massive stars remains an open issue. There are several problems that hamper the analysis of massive star formation regions (MSFRs). First, mas-

sive protostars form in clusters, which together with projection effects, make these regions difficult to interpret. Moreover, the MSFRs are found at larger distances than low-mass star formation regions, with typical distances of 2–5 kpc. Thus the highest angular resolution of the current telescopes is needed to get an insight of the closest regions to the protostars, where accretion disks are expected. Even though, most of the dust and gas structures detected around high-mass protostars are  $\sim 1000$  AU. This is the smallest diameter that an interferometer can resolve with a 1'' angular resolution at those distances. At these scales, such structures could harbour systems of several protostars, which could be forming high mass stars by other mechanisms such as mergers. In fact, the nearest massive protostars (Orion BN/KL and Cepheus A HW2), show complex scenarios, with a possible merger of protostars (Orion BN/KL, Zapata et al. 2009), or close passages between protostars (Cep A HW2, Cunningham et al. 2009). Therefore, with the current interferometers, only a few MSFRs can be studied with adequate high angular resolution.

To demonstrate the existence of a disk around a massive protostar, it is not enough to detect its (sub)millimeter dust continuum emission, but its kinematics must also be measured via the molecular line emission associated with the gas-phase chemistry developed after the evaporation of the molecules from ice mantles (Hatchell et al. 1998; Cesaroni et al. 2007). However, searching for molecular tracers of disks in MSFRs is a complex task. There are molecules that show emission from the envelope and the disk simultaneously. Other molecules show optically thick emission, complicating the kinematic study of the disk. On the other hand, S-bearing species (such as H<sub>2</sub>S, SO, SO<sub>2</sub>, CS, OCS...) could be intimately linked to the evaporation process of

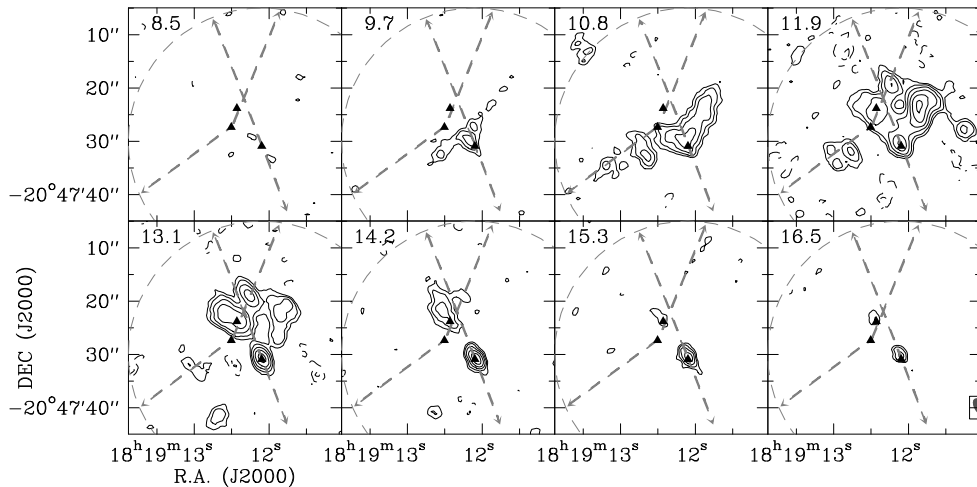


FIG. 3.— Channel velocity image of the SO 55–4 extended emission (combined compact and extended configuration data with a Gaussian uv taper) from the central region of IRAS 18162–2048. The emission is averaged in velocity bins of  $1.14 \text{ km s}^{-1}$ . The velocity of each channel is indicated at the top left corner of each panel in  $\text{km s}^{-1}$  units. The cloud velocity is at about  $11.8 \text{ km s}^{-1}$ . The contour levels are -6, -4, 4, 6, 9, 13, 18, 24, 31, 39, 48 and 58 times  $0.08 \text{ mJy beam}^{-1}$ , the rms of the image. Symbols are as in Fig. 1. The synthesized beam size is shown in the bottom left-hand corner of the most redshifted channel. The blueshifted emission appears to trace mainly the walls of the cavity excavated by the radio jet from MM1. At the position of MM1 the image shows emission probably coming from the rotating disk/ring, absorbed in the bluest channels by the extended emission. The redshifted channels show also compact emission toward the position of MC.

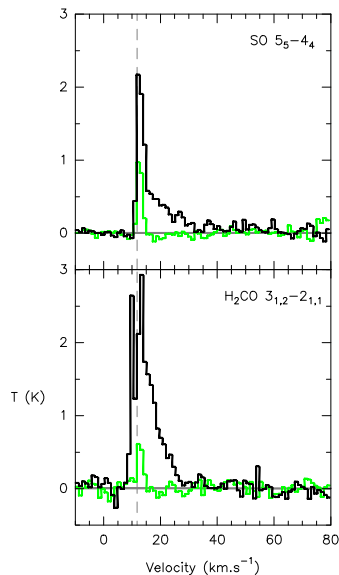


FIG. 4.— SO 55–4 (top panel) and H<sub>2</sub>CO 3<sub>1,2</sub>–2<sub>1,1</sub> (bottom panel) spectra toward the center position of MC (black line). Spectra toward the clump located to the north-west of MC (green line) are included to compare with that of MC. The dotted line marks the systemic velocity ( $11.8 \text{ km s}^{-1}$ ). The intensity is in Kelvin. The spectra are extracted from the combined compact and extended configuration data with a Gaussian uv taper.

the disk surface (Charnley 1997; Hatchell et al. 1998; van der Tak et al. 2003; Martín-Pintado et al. 2005), becoming good tracers of the dynamics of the innermost parts of the high mass protostars. Recently, several papers have been published on the detection of S-bearing species in disks and other warm gas-structures of MS-

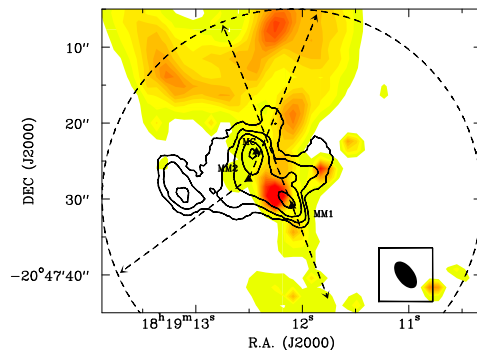


FIG. 5.— Contour image of the zero order moment of the H<sub>2</sub>CO 3<sub>1,2</sub>–2<sub>1,1</sub> line emission (combined compact and extended configuration data with a Gaussian uv taper) overlaid with a K-band near infrared image of the IRAS 18162–2048 region (as shown in Fig. 2). Contour levels are -9, -4, 4, 9, 15, 30, 45, 60, 75 and 90 times  $0.33 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ , the rms of the image. Symbols are as in Fig. 1.

FRs (van der Tak et al. 2006; Jiménez-Serra et al. 2007; Klaassen et al. 2009; Franco-Hernández et al. 2009; Zapata et al. 2009). In particular, SO<sub>2</sub> transitions, which are ubiquitous within the (sub)millimeter range, show a very compact nature, suggesting its close association with circumstellar structures.

The GGD27 complex is an active star forming region located at a distance of 1.7 kpc. It shows a spectacular (5.3 pc long) and highly collimated thermal radio jet (Martí et al. 1993, 1995, 1998), which is embedded within a powerful CO bipolar outflow (Yamashita et al. 1989; Benedettini et al. 2004). The jet has a position angle of  $\sim 21^\circ$  (Martí et al. 1993; Martí et al. 1999) and ends at two southern and very bright Herbig-Haro objects (HH 80 and 81, originally discovered by Reipurth

4

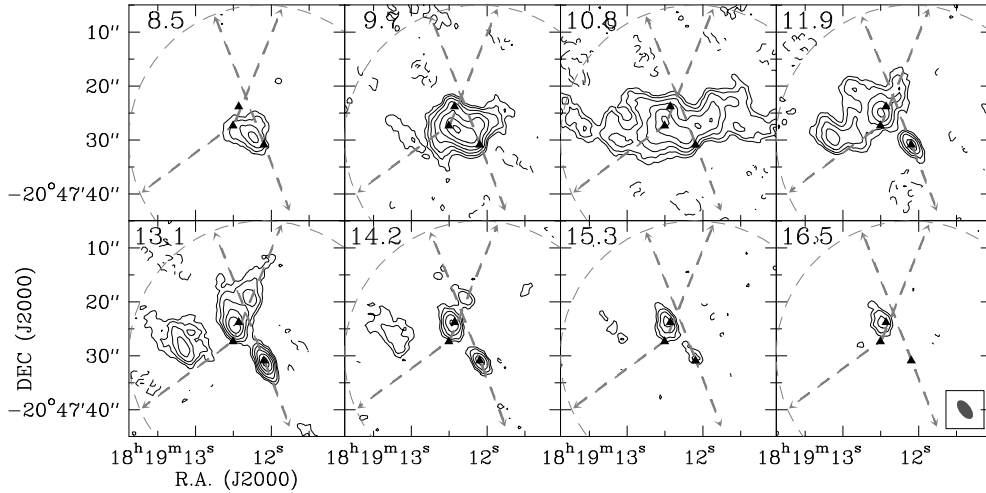


FIG. 6.— Channel velocity image of the  $\text{H}_2\text{CO}$  31,2–21,1 extended emission (combined compact and extended configuration data with a Gaussian uv taper). The emission is averaged in velocity bins of  $1.14 \text{ km s}^{-1}$ . The velocity of each channel is indicated at the top left corner of each panel in  $\text{km s}^{-1}$  units. The cloud velocity is at about  $11.8 \text{ km s}^{-1}$ . The contour levels are -6, -4, 4, 6, 9, 13, 18, 24, 31, 39, 48 and 58 times  $0.095 \text{ mJy beam}^{-1}$ , the rms of the image. Symbols are as in Fig. 1.

& Graham 1988) and at a radio source to the north (HH 80 North, Girart et al. 1994). Linear polarization has been detected in the radio emission from this jet, indicating the presence of a magnetic field coming from the disk (Carrasco-González et al. 2010). The central part of the radio jet has a bright far-infrared counterpart (IRAS 18162–2048), which implies the presence of a luminous young star ( $\sim 2 \times 10^4 L_\odot$ ) or a cluster of stars (Aspin & Geballe 1992; Stecklum et al. 1997).

Submillimeter and millimeter wavelength observations of the central part of the thermal radio jet have revealed two dusty sources, MM1 and MM2, separated by about  $7''$  (Gómez et al. 2003; Qiu & Zhang 2009), which are apparently in very different evolutionary stages (Fernández-López et al. 2011, hereafter Paper I). MM1, the south-western source, coincides with the origin of the thermal radio jet and has a dust temperature of 109 K. It has a weak extended envelope possibly surrounding a very compact ( $R \lesssim 150 \text{ AU}$ ) disk-protostar system. The mass of the disk, derived from the continuum emission is  $\sim 4.1 M_\odot$ . Such a massive disk could have an extremely high accretion rate ( $10^{-3} - 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ). However, the case for an accretion disk in MM1 has not been unambiguously confirmed yet. The bolometric luminosity obtained from fitting the SED of high angular resolution data is  $\geq 3300 L_\odot$ , similar to that of a B1 Zero Age Main Sequence (ZAMS) star. However, the massive disk of MM1 (compared to those of low-mass protostars), the presence of the powerful outflow and the youth of the protostar (it has not developed a compact H II region yet), indicate that MM1 could become a B0 or more massive star. MM1 is also associated with compact emission from several high density tracers, such as CS (Yamashita et al. 1991), SO (Gómez et al. 2003),  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{H}_2^{13}\text{CO}$ , OCS, HNC and  $\text{SO}_2$  (Qiu & Zhang 2009).

The physical characteristics of MM2 are typical of the Class 0 low-mass protostars (see e.g., André et al. 1993), except for its total mass of at least  $11 M_\odot$  (4–5 times more mass than a typical low-mass Class 0 source, see e.g. Gi-

rtart et al. 2006; Rao et al. 2009). MM2 appears as an extended source when observed with low angular resolution at 1.4 mm, but it is separated into two compact sources when observed with high angular resolution (Paper I). The stronger component in MM2 spatially coincides with very weak free-free emission, suggesting that it could be a high/intermediate mass protostar. The weaker component in MM2 could be a pre-protostellar core. Previous CO observations (Qiu & Zhang 2009) have associated the position of MM2 with the origin of a young outflow running to the east. In addition, an additional possible CO outflow, running north-west of MM2 could also have originated from close to this position.

There is also a possible molecular core (hereafter MC, Qiu & Zhang 2009) located about  $4''$  to the north-west of MM2. Although MC is traced by several molecules ( $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{H}_2^{13}\text{CO}$ , OCS y HNC, Qiu & Zhang 2009, and a Class I  $\text{CH}_3\text{OH}$  maser, Kurtz et al. 2004), it is not associated with a bright and compact millimeter source (Paper I). The diverse line emission from MC has been interpreted by Qiu & Zhang (2009) as the emission from a hot core warmed by the radiation of a young and massive protostar.

Here we present an analysis of the molecular emission of several lines (mostly S-bearing species) detected in the central region of IRAS 18162–2048 using the Submillimeter Array<sup>6</sup> (SMA; Ho et al. 2004). The SMA allowed us to detect several transitions simultaneously, some of which seem to trace a circumstellar disk/ring around MM1, with subarcsecond resolution ( $\sim 0''.5$ ), permitting a beam size of  $\sim 850 \text{ AU}$  at the source distance. This resolution is necessary in order to perform a reliable kinematical analysis of the motions of the circumstellar disks at distances greater than about 1–2 kpc.

The continuum emission of the observations was pre-

<sup>6</sup> The Submillimeter Array is a joint project between the Smithsonian Astrophysical Observatory and the Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics and is funded by the Smithsonian Institution and the Academia Sinica.



sented in a recent publication (Paper I). In section 2 we briefly describe the observations, while in section 3 the results of the observations are given. Section 4 contains the analysis of the column density and the temperature of the disk/ring of MM1, followed by a discussion in section 5. Finally, in section 6 we draw our main conclusions.

## 2. OBSERVATIONS

The SMA observations were taken during two epochs: on 2005 August 24 in the compact configuration (giving a synthesized beam of  $8''.1 \times 3''.0$ ) and on 2007 May 27 in the very extended configuration (giving a synthesized beam of  $0''.7 \times 0''.4$ ). During both epochs the receiver was tuned at 215/225 GHz. The phase center of the telescope was RA(J2000.0) =  $18^h 19^m 12^s.1$  and DEC(J2000.0) =  $-20^\circ 47' 30''.0$ , and the correlator provided a spectral resolution of about  $1.14 \text{ km s}^{-1}$  at the observed frequency (with  $0.81 \text{ MHz}$  of channel width). The continuum data were edited and calibrated using Miriad (Sault et al. 1995). The flux uncertainty was estimated to be  $\sim 20\%$ . The detailed description of the observing setup as well as the calibration process of the continuum emission data can be found in Paper I.

Nine emission lines were detected with the compact configuration (Table 1), four of which were also detected with the very extended configuration ( $\text{SO}_2$   $16_{3,13}$ – $16_{2,14}$ ,  $\text{SO}_2$   $13_{2,12}$ – $13_{1,13}$ ,  $\text{SO}$   $5_{5-4_4}$ ,  $\text{H}_2\text{CO}$   $3_{1,2-2_{1,1}}$ ). The solutions of the self-calibration performed on the continuum data were transferred to the line data, and then the molecular line were imaged, cleaned, restored, and analyzed using the Miriad and AIPS (developed by NRAO) packages. The line data were also corrected for the half-channel error in the SMA velocity labeling discovered in 2007 November. After that, we use a channel separation of  $1.136 \text{ km s}^{-1}$  for all the lines. The calibration was performed in the same manner for the compact and very extended configuration data, except for the flux calibration step (see Paper I). Finally the two data sets (compact and very extended configurations) were combined for all the lines giving maps with an intermediate angular resolution (hereafter combined data). The average rms noise level is  $\sim 70 \text{ mJy beam}^{-1}$  in the line channel maps obtained with the compact configuration data,  $\sim 85 \text{ mJy beam}^{-1}$  in those obtained with the very extended configuration, and  $\sim 85 \text{ mJy beam}^{-1}$  in those obtained with the combined data, all with a natural weighting. Throughout the paper, all the velocities are given in LSR.

We use the high angular resolution data (very extended configuration) to analyze the disk kinematics and the low angular resolution data (compact configuration) to extract the spectra and estimate the disk temperature and column density. In addition, we obtain two different sets of images using the combined data to examine the extended emission with different angular resolutions. First, we set the robust parameter to 0.3. This yields a synthesized beam of about  $1''.2 \times 0''.9$  (Table 1). Second, we apply a taper of  $182 \text{ k}\lambda$  and restrict the visibilities up to  $200 \text{ k}\lambda$ , thus improving the sensitivity to the extended emission. The synthesized beam of the tapered data is about  $4''.0 \times 2''.1$  (see Table 1).

## 3. RESULTS

### 3.1. $\text{C}^{17}\text{O}$ emission

Fig. 1 shows the integrated emission of the  $\text{C}^{17}\text{O}$  2–1 molecular line overlapped with the first order moment. The  $\text{C}^{17}\text{O}$  emission extends mainly along a south–east to north–west lane of  $\sim 23'' \times 10''$  ( $\sim 0.2 \text{ pc} \times 0.1 \text{ pc}$ ) and a position angle of  $\sim 120^\circ$ , approximately perpendicular to the thermal radio jet (position angle of  $21^\circ$ ). The two main peaks of the  $\text{C}^{17}\text{O}$  2–1 emission appear on both sides of the thermal radio jet (see Fig. 1), with the strongest peak at a position between the two dominant (sub)millimeter sources, MM1 and MM2. MM1 (the source from which the radio jet is launched), is located at the bottom center of the  $\text{C}^{17}\text{O}$  2–1 lane emission.

Fig. 1 also shows that the  $v_{\text{LSR}}$  of the line is almost constant along the lane structure. The line is narrow and has a symmetric profile, with a full width at half maximum (FWHM) of  $2.8 \text{ km s}^{-1} \pm 0.03$ . A Gaussian fit to this line profile gives also a central velocity of  $11.8 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ . In what follows we will consider this value as the systemic velocity. This velocity agrees well to within our spectral resolution with that measured by Gómez et al. (2003) ( $12.2 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ ) from the emission of the ammonia core.

The critical density of the  $\text{C}^{17}\text{O}$  2–1 line is relatively low,  $n_{\text{crit}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , so we expect that the emission detected by the SMA is likely thermalized. Assuming LTE conditions will yield a lower limit for the total mass of the extended molecular cloud. We assume a  $\text{C}^{17}\text{O}$  abundance of  $4.7 \times 10^{-8}$  (Frerking et al. 1982) and an excitation temperature of  $24 \text{ K}$ , equal to the  $T_{\text{rot}}$  found by Gómez et al. (2003) using the  $\text{NH}_3$  VLA observations. From equations B1 and B2 of Frau et al. (2010) and for optically thin emission, we obtain an average molecular column density of  $7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Hence, we estimate a lower limit of  $38 M_\odot$  for the total mass.

### 3.2. $\text{SO}$ emission

The SMA correlator setting includes two SO transitions:  $\text{SO}$   $7_{8-7}$  and  $\text{SO}$   $5_{5-4_4}$ . We detect  $\text{SO}$   $7_{8-7}$  only in the compact configuration because of a problem appears with the correlator at the frequency of this line in the very extended configuration. The  $\text{SO}$   $7_{8-7}$  line emission from the compact configuration data appears as an unresolved clump toward MM1. On the other hand, the emission from the  $\text{SO}$   $5_{5-4_4}$  line at the systemic velocity of the dense core shows a clumpy distribution mainly to the north of MM1, having a conical shape which surrounds the north lobe of the thermal radio jet (Figs. 2 and 3). Some of the weaker clumps seem to coincide with the direction of the north–west and south–east outflows observed by Qiu & Zhang (2009). The redshifted emission (with respect to the cloud velocity) is compact and is mainly distributed around MM1 and MC (Fig. 3). The  $\text{SO}$   $5_{5-4_4}$  line profile at the position of MC (top panel of Fig. 4) has associated a clear redshifted wing with emission spreading up to a few tens of  $\text{km s}^{-1}$ .

### 3.3. $\text{H}_2\text{CO}$ emission

The emission of the  $\text{H}_2\text{CO}$   $3_{1,2-2_{1,1}}$  line is more extended than that of the  $\text{SO}$   $5_{5-4_4}$  line, resembling the distribution of the elongated  $\text{C}^{17}\text{O}$  2–1 emission around the systemic velocity (Fig. 5 and 6). Furthermore, at the  $11.9$  and  $13.1 \text{ km s}^{-1}$  velocity channels the emission appears to follow the direction of the two outflows mentioned above. At redshifted velocities ( $v_{\text{LSR}}$

TABLE 2  
GAUSSIAN FITS TO THE LOW ANGULAR RESOLUTION DATA TOWARD MM1.

Line	$S_{\text{peak}}$ K	$V_{\text{LSR}}$ km s $^{-1}$	FWHM <sup>(a)</sup> km s $^{-1}$	Gaussian area <sup>(b)</sup> K km s $^{-1}$	RMS <sup>(c)</sup> K	Zero-to-zero km s $^{-1}$
SO <sub>2</sub> 16 <sub>3,13</sub> –16 <sub>2,14</sub>	1.32 ± 0.03	13.04 ± 0.05	5.9 ± 0.2	8.2 ± 0.4	0.03	5.5–19.0
SO <sub>2</sub> 13 <sub>2,12</sub> –13 <sub>1,13</sub>	1.33 ± 0.05	12.9 ± 0.1	6.0 ± 0.4	8.5 ± 0.4	0.07	6.5–18.0
SO <sub>2</sub> 17 <sub>6,12</sub> –18 <sub>5,13</sub>	0.56 ± 0.05	13.2 ± 0.3	5.7 ± 0.4	3.4 ± 0.8	0.06	8.5–20.0
SO <sub>2</sub> 20 <sub>2,18</sub> –19 <sub>3,17</sub>	0.88 ± 0.05	12.8 ± 0.2	6.6 ± 0.4	6.2 ± 0.7	0.06	6.0–19.0
SO <sub>2</sub> 6 <sub>4,2</sub> –7 <sub>3,5</sub>	0.49 ± 0.05	13.4 ± 0.2	6 ± 0.5	3.3 ± 0.7	0.05	6.5–20.0
SO 5 <sub>5</sub> –4 <sub>4</sub>	2.29 ± 0.04	12.86 ± 0.04	5.65 ± 0.05	13.8 ± 0.5	0.04	6.0–19.0
SO 7 <sub>8</sub> –7 <sub>7</sub> <sup>(d)</sup>	0.5 ± 0.1	9.8 ± 0.3	3 ± 0.5	1.3 ± 0.4	0.07	6.5–18.0
H <sub>2</sub> CO 3 <sub>1,2</sub> –2 <sub>1,1</sub> <sup>(d)</sup>	3.6 ± 0.1	9.72 ± 0.05	2.1 ± 0.1	8.3 ± 0.6	0.10	5.0–17.0
	3.7 ± 0.1	13.10 ± 0.05	2.6 ± 0.2	6.56 ± 0.6		

NOTE. — Spectrums were obtained over a box (–8,–8,7,7) arcsecs. Gaussian fits were carried out with a program based on the algorithm by Cantó et al. 2009.

<sup>(a)</sup>Calculated from  $\sigma_v \cdot 2\sqrt{\ln 2}$ .

<sup>(b)</sup>It is obtained as  $\sqrt{\pi} \cdot S_{\text{peak}} \cdot \sigma_v$ .

<sup>(c)</sup>Estimated from the free-line part of each spectrum.

<sup>(d)</sup>A simultaneous two-gaussian fit was performed for this transition.

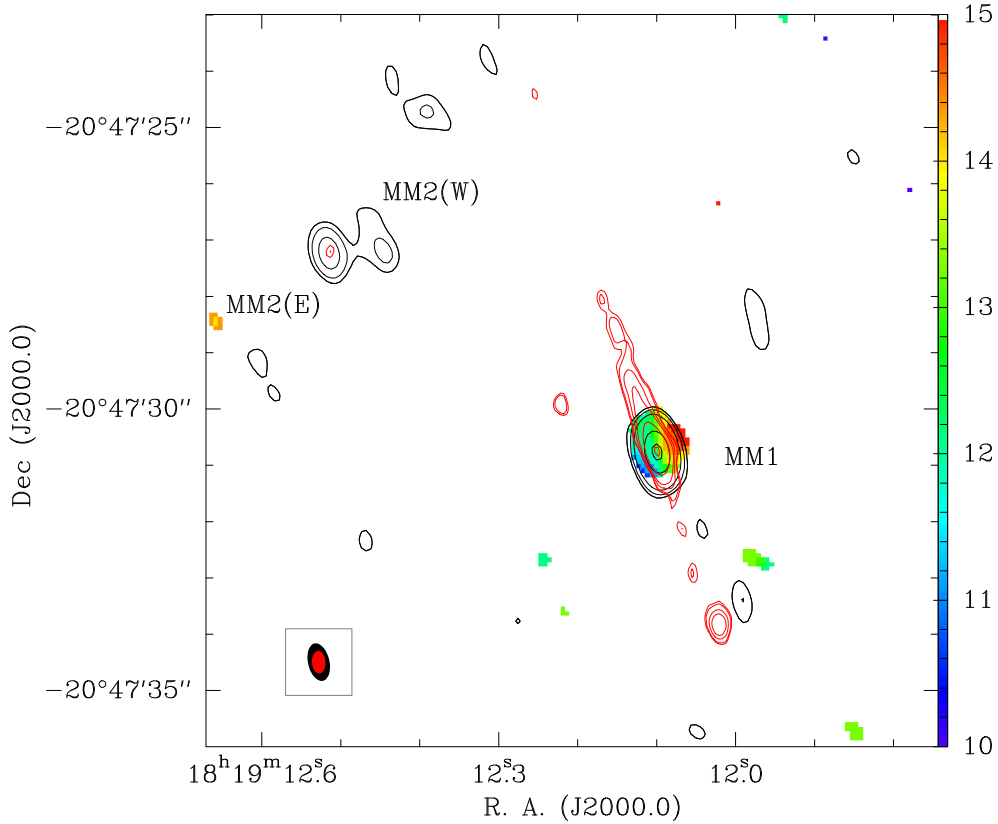


FIG. 7.— Image of the VLA radio continuum emission at 3.5 cm (red contours), SMA 1.4 mm continuum emission (black contours) and the SMA integrated emission of the SO<sub>2</sub> 13<sub>2,12</sub>–13<sub>1,13</sub> line (colour scale). The contour levels of the 3.5 cm map are 5, 6, 10, 15, 40 and 200 times 8.8 mJy beam $^{-1}$ , the rms of this image. The contour levels of the 1.4 mm image are –5, 3, 3, 5, 10, 60 and 120 times 0.003 mJy beam $^{-1}$ , the rms of this image. The SO<sub>2</sub> 13<sub>2,12</sub>–13<sub>1,13</sub> molecular emission is integrated over the velocity range 7–19 km s $^{-1}$ , and the wedge panel in the right shows the colour scale intervals. In the bottom left corner the synthesized beams of the cm image (red ellipse) and the mm images (black ellipse) are shown.



$\gtrsim 13.1 \text{ km s}^{-1}$ ) the emission is mainly distributed around the north lobe of the radio jet, similarly to the emission observed in the SO redshifted emission. Contrary to the SO, the  $\text{H}_2\text{CO } 3_{1,2}-2_{1,1}$  presents emission around MM 2. On the other hand and as occurs with the SO, the  $\text{H}_2\text{CO } 3_{1,2}-2_{1,1}$  emission is enhanced at the positions of MM1 and MC. Toward MC, the  $\text{H}_2\text{CO } 3_{1,2}-2_{1,1}$  line shows a high velocity red wing, more prominent than that observed in SO  $5_5-4_4$  line profile (bottom panel of Fig. 4).

### 3.4. $\text{SO}_2$ emission

Five lines of  $\text{SO}_2$  were detected with the SMA in its compact configuration (Table 2). All of them show unresolved emission at the origin of the thermal radio jet, which coincides with the (sub)millimeter continuum source MM1 (Fig. 7).  $\text{SO}_2 16_{3,13}-16_{2,14}$  and  $\text{SO}_2 13_{2,12}-13_{1,13}$  were also detected by the SMA in its very extended configuration. The other  $\text{SO}_2$  lines were undetected due to their low intensity, their (probably) partially resolved nature and the lower sensitivity of the high angular resolution data. The panels a) and b) of Fig. 8 show the velocity channel cubes of the  $\text{SO}_2 16_{3,13}-16_{2,14}$  and  $\text{SO}_2 13_{2,12}-13_{1,13}$  lines (images of the combined data with robust 0.3). The molecular structure at the position of MM1 appears at the  $8.7 \text{ km s}^{-1}$  to  $15.6 \text{ km s}^{-1}$  velocity channels, while the peak velocity is  $v_{\text{LSR}} \simeq 13.0 \text{ km s}^{-1}$  (see Table 2). The peak velocity of the molecular structure is therefore redshifted with respect to the large scale dense core velocity by  $\sim 1.2 \text{ km s}^{-1}$ . The blueshifted channels ( $8.7$  to  $11.0 \text{ km s}^{-1}$ ) are seen to the east, while the redshifted channels ( $14.4$  and  $15.6 \text{ km s}^{-1}$ ) are seen to the west, with respect to the thermal radio jet and the  $1.4 \text{ mm}$  continuum peak position.

The left panels of Fig. 9 show the zero order moment (i.e., integrated emission) and first order moment (i.e., integrated velocity weighted by the intensity) images built up from the  $\text{SO}_2 16_{3,13}-16_{2,14}$  and  $\text{SO}_2 13_{2,12}-13_{1,13}$  high angular resolution cubes. The molecular structure toward MM1 is compact and its peak coincides with the position of the thermal radio jet within  $0''.2$ . The deconvolved sizes of the zero order moment images of  $\text{SO}_2 16_{3,13}-16_{2,14}$  and  $\text{SO}_2 13_{2,12}-13_{1,13}$ , are presented in Table 3. Assuming a distance of  $1.7 \text{ kpc}$  to IRAS 18162–2048, the equivalent radius of the emission ( $\sqrt{\text{Area}/\pi}$ ) is less than about  $850 \text{ AU}$  for both lines. The first order moment images clearly show the southeast–northwest velocity gradient nearly perpendicular to the radio jet axis. In fact, the position angle between the most redshifted and blueshifted channels are about  $\sim 110^\circ$  and  $\sim 130^\circ$  for the  $\text{SO}_2 16_{3,13}-16_{2,14}$  and  $\text{SO}_2 13_{2,12}-13_{1,13}$  lines, respectively. In section §5.1 we argue that the  $\text{SO}_2$  emission arises from a disk/ring rotating structure.

## 4. ANALYSIS

### 4.1. RADEX

In this section we estimate the physical characteristics of the MM1 disk, such as the volume density and the temperature by means of RADEX modeling. The RADEX code is a non-LTE molecular radiative transfer code which assumes an isothermal homogeneous medium (van der Tak et al. 2007). We used RADEX to simulate the line intensities of the five observed  $\text{SO}_2$  transitions

(Fig. 10). We explored a range of values between  $50$  and  $300 \text{ K}$  in the kinetic temperature, between  $10^7$  and  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  in the volume density,  $n(\text{H}_2)$ , and between  $10^{14}$  and  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  in the  $\text{SO}_2$  column density,  $N(\text{SO}_2)$ . We followed the following scheme to constrain the physical properties of the  $\text{SO}_2$  emitting region:

- We first computed the  $\chi^2$  parameter (which is a measure of how good the model fits the observations) for the line ratio of the  $16_{3,13}-16_{2,14}$ ,  $17_{6,12}-18_{5,13}$ ,  $20_{2,18}-19_{3,17}$  and  $6_{4,2}-7_{3,5}$   $\text{SO}_2$  transitions with respect to the  $13_{2,12}-13_{1,13}$   $\text{SO}_2$  transition. This approach assumes that all the transitions trace the same region (the images from the combined data of these lines give similar deconvolved sizes all with deconvolved major axis  $\lesssim 3''$ ). Figure 11 shows in grey scale the set of best solutions in the  $n(\text{H}_2)-T_{\text{kin}}$  plane for four different values of the  $\text{SO}_2$  column density. The best set of solutions (darkest areas of Fig. 11) indicate that the  $\text{SO}_2$  arises from hot and very dense molecular gas, as expected if it is associated with the MM1 disk. Indeed, the line ratios do not well constrain the physical values of the gas but rather yields lower limits:  $n(\text{H}_2) \gtrsim 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  and  $T_{\text{kin}} \gtrsim 120 \text{ K}$ . In addition, RADEX predicts a very large molecular column density of  $\text{SO}_2$ ,  $N(\text{SO}_2) \gtrsim 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ .
- As additional constraint, we take into account the possible values of the  $\text{SO}_2 13_{2,12}-13_{1,13}$  and  $16_{3,13}-16_{2,14}$  brightness temperatures. As a lower limit we can use the main beam brightness temperature measured in the highest angular resolution maps,  $T_{\text{mb}} = 50 \text{ K}$  (this is shown in Figure 11 as a dashed line). However, this is not enough to further constrain the physical conditions of the gas associated with the  $\text{SO}_2$  emission. As a further constrain, the true brightness temperature of the  $\text{SO}_2$  can be estimated if the source size is known. The high angular resolution maps of the  $13_{2,12}-13_{1,13}$  and  $16_{3,13}-16_{2,14}$  integrated emission yield a size for the  $\text{SO}_2$  of  $\simeq 0''.8-1''.0$  (see Table 3). The size can also be independently obtained by comparing the main beam brightness temperature of the low and high angular resolution maps of these two lines. For a Gaussian distribution of the emission, the ratio of the low to high angular resolution line intensity is  $T_{\text{mb}}^{\text{high}}/T_{\text{mb}}^{\text{low}} = (\theta_{\text{low}}^2 + \Omega^2)/(\theta_{\text{high}}^2 + \Omega^2)$ , where  $\Omega$  is the source size,  $\theta_{\text{high}}$  and  $\theta_{\text{low}}$  are the beam sizes of the high and low angular resolution maps, respectively. Table 4 shows the intensities of the  $13_{2,12}-13_{1,13}$  and  $16_{3,13}-16_{2,14}$  lines for the low and high angular resolution maps. Using this method, the  $\text{SO}_2$  source size is slightly smaller,  $0''.6 \pm 0''.1$  (Table 4). Therefore, we adopt a  $\text{SO}_2$  disk size in the range of  $0''.5-1''.0$  ( $425-850 \text{ AU}$ ). This implies that the brightness temperatures of the  $13_{2,12}-13_{1,13}$  and  $16_{3,13}-16_{2,14}$  lines are  $\simeq 62-84 \text{ K}$  and  $68-94 \text{ K}$ , respectively. The area within the solid lines of Figure 11 show the possible solutions that yield a  $\text{SO}_2 13_{2,12}-13_{1,13}$  brightness temperature within this range.

By combining the two aforementioned criteria, and using the 99% confidence interval of the  $\chi^2$  the possible

TABLE 3  
SIZE AND KINEMATICS OF THE SO<sub>2</sub> DISK. FROM THE HIGH ANGULAR RESOLUTION DATA.

Line	Deconvolved Size			R <sup>(a)</sup>	V <sub>disp</sub> <sup>(b)</sup>	Θ <sub>disp</sub> <sup>(c)</sup>	M <sub>dyn</sub> <sup>(d)</sup>
"	"	"	"	AU	km s <sup>-1</sup>	M <sub>⊙</sub>	M <sub>⊙</sub>
SO <sub>2</sub> 16 <sub>3,13</sub> -16 <sub>2,14</sub>	0.88 ± 0.08	0.81 ± 0.05	130 ± 13	720 ± 50	8.6 ± 0.6	0.87 ± 0.15	15 ± 5
SO <sub>2</sub> 13 <sub>2,12</sub> -13 <sub>1,13</sub>	1.20 ± 0.06	0.81 ± 0.05	165 ± 6	840 ± 50	6.7 ± 0.6	1.03 ± 0.15	11 ± 3

(a) Equivalent radius of the disk. For instance  $R = \sqrt{b_{maj} \cdot b_{min}}/2$ .

(b) Maximum velocity dispersion from the 50% contour of the p-v diagrams. The uncertainty is half the velocity channel.

(c) Maximum spatial offset from the 50% contour of the p-v diagrams. The uncertainty is half the minor synthesized beam axis, which is roughly in the direction of the disk.

(d) Obtained using the expression (see e.g., Patel et al. 2005; Beuther & Walsh 2008; Zapata et al. 2008):  $(M/M_{\odot})/\sin^2(i) = 1.121 \times 10^{-3} \times ((\Delta v/km \text{ s}^{-1})/2)^2 \times (R/AU)$ , where  $i$  is the inclination of the disk with respect to the plane of the sky,  $\Delta v$  is the velocity difference measured at the 50% contour level and R is the radius fitted with the AIPS task IMFIT.

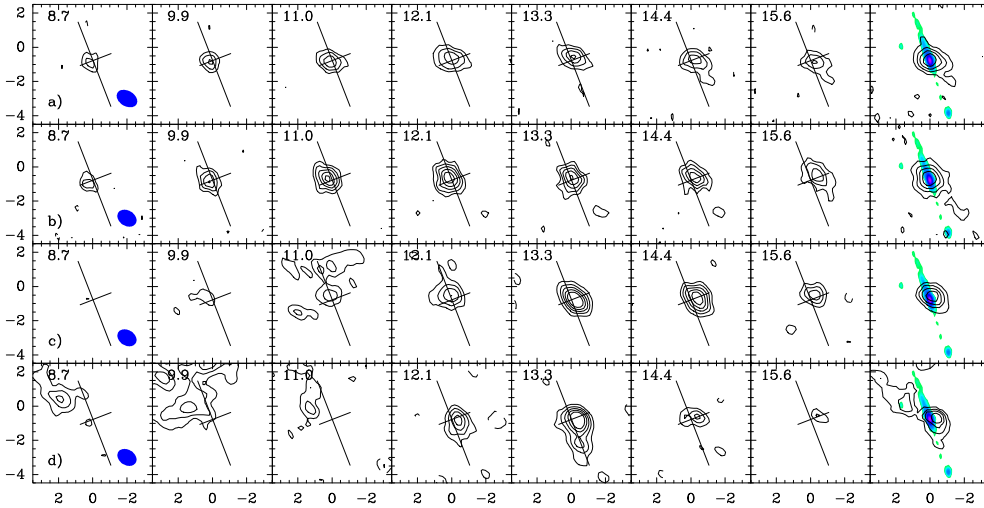


FIG. 8.— SMA channel velocity images (combined data with robust 0.3) of several lines toward the position of MM1, the source from which is originated the thermal radio jet. The lines are presented in the following order: row a) SO<sub>2</sub> 16<sub>3,13</sub>-16<sub>2,14</sub>, row b) SO<sub>2</sub> 13<sub>2,12</sub>-13<sub>1,13</sub>, row c) SO 5<sub>5-4</sub> and row d) H<sub>2</sub>CO 3<sub>1,2</sub>-2<sub>1,1</sub>. The velocity channels are 1.14 km s<sup>-1</sup> wide and the central velocity is indicated in the upper left corner of the channels. The disk velocity center is 13.0 km s<sup>-1</sup> while the dense core velocity is 11.8 km s<sup>-1</sup>. Contours are -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11 and 13 times the rms noise level of each image, given in Table 1. The direction of the radio jet and the direction perpendicular to it are marked by two straight lines in each channel. The last channel of each row show the zero order moment of each line (contours) superimposed with the 3.5 cm continuum radio jet image (grey scale). The synthesized beam sizes appears as a blue ellipse in the first channel of each row. It is evident that the peak of the emission moves from east to west on the SO<sub>2</sub> velocity cubes.

TABLE 4  
SIZE OF THE SO<sub>2</sub> DISK. II. FROM HIGH TO LOW ANGULAR RESOLUTION RATIO

Parameter	SO <sub>2</sub>	
	13 <sub>2,12</sub> -13 <sub>1,13</sub>	16 <sub>3,13</sub> -16 <sub>2,14</sub>
T <sub>mb</sub> <sup>high</sup> (K)	50 ± 8	53 ± 10
T <sub>mb</sub> <sup>low</sup> (K)	1.33 ± 0.05	1.32 ± 0.03
T <sub>mb</sub> <sup>high</sup> /T <sub>mb</sub> <sup>low</sup>	37.6 ± 6.2	40.2 ± 7.6
Ω (arcsec)	0''.62 ± 0''.10	0''.59 ± 0''.11
Ω (AU)	1054 ± 170	1003 ± 187

reasonable solutions get significantly reduced. Thus, for example,  $N(\text{SO}_2) = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  have better  $\chi^2$  solutions than lower values of the SO<sub>2</sub> column density, but

these solutions predict a brightness temperature significantly higher than the expected value. The best solutions are for a kinetic temperature of  $T_{\text{kin}} = 120\text{--}160$  K and a volume density of  $n(\text{H}_2) \gtrsim 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . These values are, approximately, in agreement with those derived from the dust emission associated with MM1 disk (Paper I). The possible SO<sub>2</sub> column densities are in the  $4\text{--}6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  range.

The abundance of the SO<sub>2</sub> emission can be estimated from the derived SO<sub>2</sub> column density taking into account the filling factor of the observations. In Paper I, we used the 1.4 mm dust emission at an angular resolution of  $\simeq 0''.51$  to derive a beam averaged gas column density of  $N(\text{H}_2) \simeq 1.1 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ . For this angular resolution the filling factor of a source with a  $0''.5\text{--}1''.0$  size is 0.49–0.80. Therefore, the SO<sub>2</sub> beam averaged column density

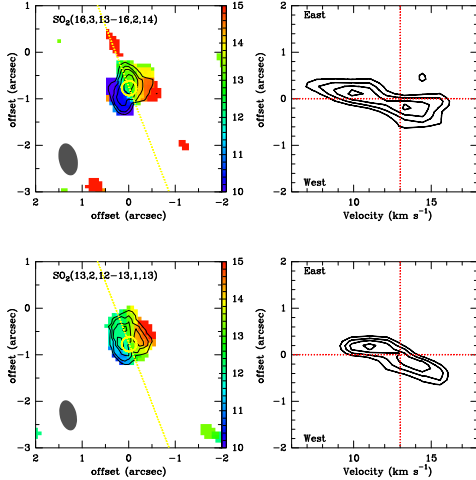


FIG. 9.—  $\text{SO}_2$  163,13–162,14 and  $\text{SO}_2$  132,12–131,13 zero (contours) and first order (colour scales) moment images (left panels) toward MM1. Their corresponding position–velocity diagrams with a perpendicular crosscut through the jet axis (P.A. =  $111^\circ$ ) at the position of MM1 are shown in the panels on the right-hand. The contour levels for the zeroth order moments are -30, 30, 50, 70 and 90% the flux peak, and the colour bar is in  $\text{km s}^{-1}$ . The emission is integrated over the velocity range 7–19  $\text{km s}^{-1}$  for both lines. The yellow dotted line marks the orientation of the radio jet. The yellow circle is centered at the position of the millimeter peak continuum emission of MM1 and has the equivalent radius of the upper limit of the size obtained from the 1.4 mm millimeter image (Paper I). In the position–velocity diagrams (panels on the right) the vertical dotted line marks the disk velocity. East is at the top and west is at the bottom of both position–velocity diagrams. The contours are 50% to 95% with a step of 15% the peak flux.

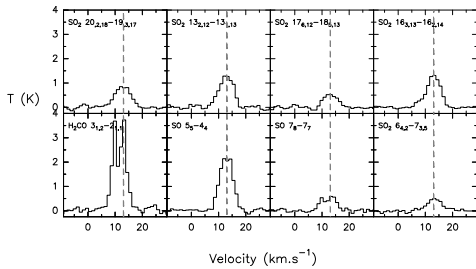


FIG. 10.— Spectra of several transitions toward MM1 from low angular resolution data. The dashed line is placed at the velocity of the disk peak emission (13.0  $\text{km s}^{-1}$  on average). Intensity is in Kelvin.

at this angular resolution is  $2.0\text{--}4.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ , which implies a  $\text{SO}_2$  abundance of  $X[\text{SO}_2] \simeq 1.7\text{--}4.2 \times 10^{-8}$ .

## 5. DISCUSSION

### 5.1. A rotating molecular disk/ring toward MM1

#### 5.1.1. Evidence for a disk

The emission of the  $\text{SO}_2$ ,  $\text{SO}$  and  $\text{H}_2\text{CO}$  at the position of MM1 seems to consist of a compact rotating circumstellar structure, probably a rotating gaseous disk or ring (Figs. 8 and 9). All the species detected with the SMA toward MM1 are expected to be present in a  $\sim 150$  K disk, in which a central protostar is evaporating the gas from the grain mantles (e.g., Charnley 1997; Maret et al.

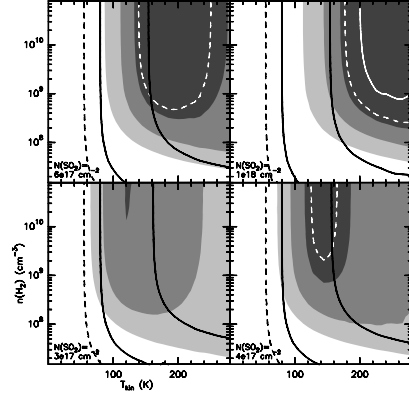


FIG. 11.— Plot of the set of RADEX solutions in the  $n(\text{H}_2)$ - $T_{\text{kin}}$  plane for the emission associated with the MM 1 disk for four different values of the  $\text{SO}_2$  column density (from bottom-left to top-right panels): 3, 4, 6 and  $10 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . The grey image give the values of  $\chi^2$  the solutions for the  $\text{SO}_2$  line ratios (see § 4.1). The increase of the grey tonalities (from lighter to darker) indicated a decrease of the  $\chi^2$  values. The solid and dashed white contours show the 68% and 99% confidence region of the  $\chi^2$ . The dashed black line show the range of solutions for a brightness temperature of the 132,12–131,13 line of 50 K, which is the value measured at the high angular resolution map. The area between the two black solid line shows the range of valid solutions for the 132,12–131,13 brightness temperature if the  $\text{SO}_2$  has an emitting size between  $0''.5$  and  $1''.0$  (see § 4.1).

2004). In addition, the  $\text{SO}_2$  abundance ( $2\text{--}4 \times 10^{-8}$ ) obtained with RADEX is consistent with that found in the innermost parts of the envelopes of the hot cores, where the temperature is greater than 100 K (van der Tak et al. 2003).

The case for a rotating disk surrounding the protostar in MM1 becomes stronger in light of the new results reported here. The velocity gradient within the molecular emission of the  $\text{SO}_2$  lines appears compact, with a radius  $R \simeq 425\text{--}850$  AU, surrounding the compact ( $R < 150$  AU) 1.4 mm dusty disk and the thermal radio jet (Fig. 7). Furthermore, the position angle between the extreme blue and redshifted channels of two  $\text{SO}_2$  lines (see § 3.4), is roughly perpendicular to the radio jet axis, with a position angle  $110\text{--}130^\circ$ .

#### 5.1.2. Dynamical mass

We now estimate the dynamical mass from the 50% contour of the  $\text{SO}_2$  163,13–162,14 and  $\text{SO}_2$  132,12–131,13 position-velocity diagrams in Fig. 9. We assume equilibrium between the centrifugal and gravitational forces and that we see the disk edge on. Thus, we estimate a dynamical mass of about 11–15  $M_\odot$  (Table 3). If the rotating structure is not edge on (i.e.,  $i \neq 90^\circ$ ) the derived total mass is just a lower limit. Nevertheless, the edge on approximation seems to be good for the MM1 disk, because the thermal radio jet is one of the largest jets ( $\sim 5.3$  pc in projected distance) observed up to now and therefore it is expected to be close to the plane of the sky (Martí et al. 1993). Yamashita et al. (1987) estimated an inclination between  $60^\circ$  and  $74^\circ$  by modeling the geometry of the infrared reflection nebula, which would increase the dynamical mass to a range of 14–20  $M_\odot$ .

#### 5.1.3. Stability of the disk

Due to the high mass of the compact dusty disk (about  $4 M_{\odot}$ ), it is reasonable to ask whether the molecular disk is stable against gravitational disturbances. If we take as the disk parameters  $T = 120\text{--}160$  K,  $N = 1 \times 10^{25}$  cm $^{-2}$  (and hence the surface density,  $\Sigma = N \cdot \mu \cdot m_{\text{H}} = 40$  g cm $^{-2}$ , using a mean molecular weight of 2.3 for molecular hydrogen and helium at 10 K), and the disk velocity  $3.4\text{--}4.3$  km s $^{-1}$  at  $876\text{--}740$  AU (Table 3) from the center of the disk, we can approximate the value of the Toomre parameter (Toomre 1964), defined as

$$Q = \frac{c_s \cdot \kappa}{\pi \cdot G \cdot \Sigma} .$$

In the equation above,  $c_s$  is the sound velocity,  $\kappa$  is the epicyclic frequency (which can be approximated as  $\Omega$  for Keplerian motion or as  $2\Omega$  for solid body rotation,  $\Omega$  being the angular velocity),  $G$  is the gravitational constant and  $\Sigma$  is the surface density. If  $Q$  is less than 1 then the disk is unstable. First, we estimate the Toomre parameter using the thin disk assumption (e.g., Kratter & Matzner 2006), and a high epicyclic frequency (that of solid body rotation). The resulting value is  $Q = 0.42\text{--}0.72$ . It appears that the molecular disk would be unstable even in the unlikely case of a rigid body rotation.

However, Cesaroni et al. (2007) (see also Durisen et al. 2001) pointed out that thickness of disks should have a great stabilizing effect on disks. Following their approximation for thick disks by assuming a disk thickness  $H = c_s^2 / (\pi G \Sigma) = 35\text{--}47$  AU, a disk mass of  $M_{\text{d}} = 4 M_{\odot}$ , and a total mass in a wide range of  $M_{\text{tot}} = 10\text{--}20 M_{\odot}$ , we obtain  $Q = \sqrt{2 \cdot (H/R) \cdot (M_{\text{tot}}/M_{\text{d}})} = 0.40\text{--}0.80$ , which is again smaller than unity.

Although the  $Q = 0.8$  case is closer to unity, the MM1 disk-like structure seems therefore probably unstable. In such a case, the gravitational perturbations can lead to the appearance of dense spiral arms, rings, arcuate structures or even dense fragments, which could result in the formation of a clumpy structure (Durisen et al. 2001, 2007).

#### 5.1.4. Mass of the protostar

We can also estimate the mass of the protostar at the position of MM1. Since the gas plus dust mass of the MM1 disk was estimated from the 1.4 mm millimeter continuum emission (see Paper I) to be about  $4 M_{\odot}$ , the mass of the protostar would be about  $7\text{--}11 M_{\odot}$ . This agrees well with the expected mass for a  $> 3300 L_{\odot}$  (Paper I) protostar, which could be related to a  $\sim 10 M_{\odot}$  ZAMS star (Table 5 of Molinari et al. 1998).

#### 5.1.5. Absorption of disk emission by a foreground cloud

The blueshifted emission of the SO  $5_5\text{--}4_4$  and H $_2$ CO  $3_{1,2}\text{--}2_{1,1}$  lines from the disk appears to be missing (Fig. 8). A possibility is that gas from the foreground component of the cloud between  $8.5$  and  $11.8$  km s $^{-1}$  (Figs. 3 and 6) could absorb the blueshifted emission from the disk. First, the extended dense molecular component traced by the C $^{17}$ O and H $_2$ CO appears blueshifted at the same velocity range where the missing velocity disk component is observed in SO  $5_5\text{--}4_4$  and H $_2$ CO  $3_{1,2}\text{--}2_{1,1}$ . And second, the other SO transition, SO  $7_8\text{--}7_7$ , shows only compact emission toward MM1,

as in the other SO $_2$  lines. This SO line and also the SO $_2$  lines, have a higher excitation, so they can only be excited in the hot environment around the disk.

#### 5.2. Emission from the cavity walls

Figs. 2 and 3 show the SO emission extending about  $10''\text{--}15''$  to the north of the position of MM1. The SO emission appears clumpy, with some of the clumps probably associated with the molecular outflows of the region. In particular, the SO  $5_5\text{--}4_4$  line emission, and also in less measure the H $_2$ CO, seems also to surround the thermal radio jet axis, with a geometry reminiscent of a V-shape. A possibility is that part of the emission of these lines is tracing the walls of the outflow cavity excavated by the thermal radio jet originated at the position of MM1 (as that of outflow cavities associated with low-mass protostars; see e.g., Lee et al. 2000; Arce & Sargent 2006; Jørgensen et al. 2007; Santiago-García et al. 2009). This quiescent molecular emission (i.e., showing narrow lines) associated with powerful outflows could be photoilluminated by the UV radiation generated in the shocks within the outflows, as has been observed in several HH objects (Girart et al. 2002, 2005; Viti et al. 2003, 2006). Indeed, in the case of the HH 80–81 and HH 80N system, there is a shock-induced photodissociation region along all the thermal radio jet, reported by Molinari et al. (2001).

#### 5.3. Is the Molecular Core actually a hot core?

The only molecular lines clearly detected toward the molecular core (MC) northwest of MM2 are SO  $5_5\text{--}4_4$  and H $_2$ CO  $3_{1,2}\text{--}2_{1,1}$ . This source has been previously identified as a hot molecular core (Qiu & Zhang 2009). Both lines show a narrow component (e.g., the FWHM of the SO line is  $\sim 2.5$  km s $^{-1}$ ) centered at  $v_{\text{LSR}} \simeq 10\text{--}12$  km s $^{-1}$ , and a redshifted wing spreading up to about  $30$  km s $^{-1}$ . The narrower component is related to the quiescent gas in the molecular core, while the component with the wider velocity range is probably due to shocked gas entrained by the outflows of the region. Herein, we discuss the possible origin of the MC.

It has been proposed that the MC is a hot core surrounding a massive protostar. This is based on the detection of hot core molecular tracers, such as CH $_3$ OH, H $\text{NCO}$ , and OCS (Qiu & Zhang 2009). However, we note that the temperature estimated in the MC is  $\simeq 45$  K (Qiu & Zhang 2009) which is about a factor of 2 lower than the temperature found in hot cores. In addition, the lack of dust emission associated with the MC ( $\lesssim 10$  mJy at 1.4 mm) implies that for the aforementioned temperature the total mass of the MC has an upper limit of  $\sim 0.25 M_{\odot}$  (Qiu & Zhang 2009), which is too small for a hot core. Is it possible that MC is a hot corino such as IRAS 16293–2422 (Rao et al. 2009)? At the distance of IRAS 18162–2048, IRAS 16293–2422 source B would have a flux density of  $10$  mJy at 1.4 mm, below the upper limit of our observations. But, the MC temperature is still lower than that of this hot corino and the intensity of the observed molecular lines in source IRAS 16293–2422 B would be far from being detected with the current sensitivity at the distance of IRAS 18162–2048.

A possible alternative is that MC is tracing the interaction of the dense molecular core with a strong shock produced in a molecular outflow, in a way that the external heating and the radiation of the gas produced a



strong outgassing phase (Viti et al. 2006), exciting many molecular transitions, as it has been observed in other sources, such as Orion (Liu et al. 2002; Zapata et al. 2010; see also Chernin & Wright 1996).

There is a class I CH<sub>3</sub>OH maser (Kurtz et al. 2004; Qiu & Zhang 2009) detected about 1'' south-east of MC. This class of masers are associated with shocked molecular gas (Kurtz et al. 2004). The most likely scenario is that the molecular outflow from MM2 has encountered a molecular core at the MC position. The northwest lobe of this outflow is redshifted and in its path crosses the MC (see Figs. 3 and 6). Therefore it seems possible that the outflow could partially hit the molecular core at MC, producing a stationary bow shock which could entrain the molecular gas, as found in some molecular outflows such as L1157 and IRAS 04166+2706 (Zhang et al. 1995; Santiago-García et al. 2009; Tafalla et al. 2010). Given the location of the MC, it is also possible that it is not an isolated core, but it forms part of the cavity walls associated with the thermal radio jet (section §5.2).

## 6. CONCLUSIONS

We have performed an SMA observational study of the molecular gas toward the central region of IRAS 18162–2048, and we have obtained the following main results.

1. The SO<sub>2</sub> 16<sub>3,13</sub>–16<sub>2,14</sub> and SO<sub>2</sub> 13<sub>2,12</sub>–13<sub>1,13</sub> data show a compact (R $\approx$  425–850 AU) molecular disk-like structure spatially coincident with the position of the compact millimeter dusty source MM1 and the radio jet located at the IRAS 18162–2048 position. The molecular structure is perpendicular to the radio jet axis and it shows a clear velocity gradient that we interpret as rotation. The dynamical mass (11–15 M<sub>⊙</sub>) allowed us to derive the mass of the protostar (7–11 M<sub>⊙</sub>), making use

of the mass that was inferred from the continuum data (Paper I).

The RADEX analysis constrains the disk-like structure temperature between 120 and 160 K and its volume density to be  $\gtrsim 2 \times 10^9$  cm<sup>-3</sup>. We have also found that the rotating system could be unstable due to gravitational disturbances.

2. The C<sup>17</sup>O 2–1 emission shows an elongated structure of about 0.2 pc  $\times$  0.1 pc with an orientation roughly perpendicular to the radio jet. This emission seems to belong to the dense core in which the protostars associated with the MM1, MM2 and MC sources are forming.

3. The H<sub>2</sub>CO and the SO emission appears clumpy and is mainly enhanced toward the position of MM1 and MC. It is possibly tracing in part, the cavity walls excavated by the thermal radio jet. In the position of MC, it shows a line profile with a red wing extending up to tens of km s<sup>-1</sup>. This line profile is probably due to shocked gas entrained by the outflows in the region. We speculate that a possible scenario is the interaction between the outflow associated with MM2 and the dense molecular core at this position.

We thank all members of the SMA staff that made these observations possible. MFL acknowledges financial support from DGAP-UNAM, México. JMG are supported by the Spanish MICINN AYA2008-06189-C03 and the Catalan AGAUR 2009SGR1172 grants. SC and MFL acknowledge support from CONACyT grant 60581, México. SC and MFL thank the hospitality of the Institut de Ciències de l'Espai (CSIC-IEEC), Bellaterra, Catalunya, Spain. YG acknowledges support from CONACyT grants 80769 and 49947-F.

## REFERENCES

- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Arce, H. G. & Sargent, A. I. 2006, *ApJ*, 646, 1070
- Aspin, C. & Geballe, T. R. 1992, *A&A*, 266, 219
- Banerjee, R. & Pudritz, R. E. 2007, *ApJ*, 660, 479
- Beech, M. & Mitalas, R. 1994, *ApJS*, 95, 517
- Benedettini, M., Molinari, S., Testi, L., & Noriega-Crespo, A. 2004, *MNRAS*, 347, 295
- Beuther, H. & Walsh, A. J. 2008, *ApJ*, 673, L55
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Cant , J., Curiel, S., & Martín-Gómez, E. 2009, *A&A*, 501, 1259
- Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Anglada, G., Martí, J., Torrelles, J. M., & Osorio, M. 2010, *Science*, 330, 1209
- Cesaroni, R. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 227, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 59–69
- Cesaroni, R., Galli, D., Lodato, G., Walmsley, C. M., & Zhang, Q. 2007, *Protostars and Planets V*, 197
- Charnley, S. B. 1997, *ApJ*, 481, 396
- Chernin, L. M. & Wright, M. C. H. 1996, *ApJ*, 467, 676
- Cunningham, N. J., Moeckel, N., & Bally, J. 2009, *ApJ*, 692, 943
- Curiel, S., Ho, P. T. P., Patel, N. A., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Trinidad, M. A., Cant , J., Hernández, L., Gómez, J. F., Garay, G., & Anglada, G. 2006, *ApJ*, 638, 878
- Durisen, R. H., Boss, A. P., Mayer, L., Nelson, A. F., Quinn, T., & Rice, W. K. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 607
- Durisen, R. H., Mej a, A. C., Pickett, B. K., & Hartquist, T. W. 2001, *ApJ*, 563, L157
- Fernández-López, M., Curiel, S., Girart, J. M., Ho, P. T. P., Patel, N., & Gómez, Y. 2011, *AJ*, 141, 72
- Franco-Hernández, R., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Garay, G. 2009, *ApJ*, 701, 974
- Frau, P., Girart, J. M., Beltrán, M. T., Morata, O., Masqué, J. M., Busquet, G., Alves, F. O., Sánchez-Monge,  ., Estalella, R., & Franco, G. A. P. 2010, *ApJ*, 723, 1665
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Galván-Madrid, R., Zhang, Q., Keto, E., Ho, P. T. P., Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., Pineda, J. E., & Vázquez-Semadeni, E. 2010, *ApJ*, 725, 17
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, 313, 812
- Girart, J. M., Rodríguez, L. F., Anglada, G., Estalella, R., Torrelles, J. M., Martí, J., Pena, M., Ayala, S., Curiel, S., & Noriega-Crespo, A. 1994, *ApJ*, 435, L145
- Girart, J. M., Viti, S., Estalella, R., & Williams, D. A. 2005, *A&A*, 439, 601
- Girart, J. M., Viti, S., Williams, D. A., Estalella, R., & Ho, P. T. P. 2002, *A&A*, 388, 1004
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., Girart, J. M., Garay, G., & Martí, J. 2003, *ApJ*, 597, 414
- Hatchell, J., Thompson, M. A., Millar, T. J., & MacDonald, G. H. 1998, *A&A*, 338, 713
- Ho, P. T. P., Moran, J. M., & Lo, K. Y. 2004, *ApJ*, 616, L1
- Jijina, J. & Adams, F. C. 1996, *ApJ*, 462, 874
- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., Chandler, C., Comito, C., & Schilke, P. 2007, *ApJ*, 661, L187
- Jørgensen, J. K., Bourke, T. L., Myers, P. C., Di Francesco, J., van Dishoeck, E. F., Lee, C., Ohashi, N., Schöier, F. L., Takakuwa, S., Wilner, D. J., & Zhang, Q. 2007, *ApJ*, 659, 479
- Kahn, F. D. 1974, *A&A*, 37, 149
- Keto, E. 2002, *ApJ*, 568, 754
- Keto, E. & Wood, K. 2006, *ApJ*, 637, 850
- Klaassen, P. D., Wilson, C. D., Keto, E. R., & Zhang, Q. 2009, *ApJ*, 703, 1308
- Kratter, K. M. & Matzner, C. D. 2006, *MNRAS*, 373, 1563
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2005, in *Protostars and Planets V*, 8271
- Kurtz, S., Hofner, P., &  lvarez, C. V. 2004, *ApJS*, 155, 149
- Larson, R. B. & Starrfield, S. 1971, *A&A*, 13, 190
- Lee, C., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, *ApJ*, 542, 925
- Liu, S., Girart, J. M., Remijan, A., & Snyder, L. E. 2002, *ApJ*, 576, 255

- Maret, S., Ceccarelli, C., Caux, E., Tielens, A. G. G. M., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E., Bacmann, A., Castets, A., Lefloch, B., Loinard, L., Parise, B., & Schöier, F. L. 2004, *A&A*, 416, 577
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, *ApJ*, 416, 208
- . 1995, *ApJ*, 449, 184
- . 1998, *ApJ*, 502, 337
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Torrelles, J. M. 1999, *A&A*, 345, L5
- Martín-Pintado, J., Jiménez-Serra, I., Rodríguez-Franco, A., Martín, S., & Thum, C. 2005, *ApJ*, 628, L61
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F., & Palumbo, G. G. C. 1998, *A&A*, 336, 339
- Molinari, S., Noriega-Crespo, A., & Spinoglio, L. 2001, *ApJ*, 547, 292
- Nakano, T. 1989, *ApJ*, 345, 464
- Norberg, P. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 359, 1025
- Patel, N. A., Curiel, S., Sridharan, T. K., Zhang, Q., Hunter, T. R., Ho, P. T. P., Torrelles, J. M., Moran, J. M., Gómez, J. F., & Anglada, G. 2005, *Nature*, 437, 109
- Qiu, K. & Zhang, Q. 2009, *ApJ*, 702, L66
- Rao, R., Girart, J. M., Marrone, D. P., Lai, S., & Schnee, S. 2009, *ApJ*, 707, 921
- Reipurth, B. & Graham, J. A. 1988, *A&A*, 202, 219
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Franco-Hernández, R., Garay, G., Brooks, K. J., & Mardones, D. 2008, *AJ*, 135, 2370
- Santiago-García, J., Tafalla, M., Johnstone, D., & Bachiller, R. 2009, *A&A*, 495, 169
- Sault, R. J., Teuben, P. J., & Wright, M. C. H. 1995, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 77, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes, 433
- Stecklum, B., Feldt, M., Richichi, A., Calamai, G., & Lagage, P. O. 1997, *ApJ*, 479, 339
- Tafalla, M., Santiago-García, J., Hacar, A., & Bachiller, R. 2010, *A&A*, 522, A91
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Trinidad, M. A., Curiel, S., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Migenes, V., & Patel, N. 2006, *AJ*, 132, 1918
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, *A&A*, 468, 627
- van der Tak, F. F. S., Boonman, A. M. S., Braakman, R., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 133
- van der Tak, F. F. S., Walmsley, C. M., Herpin, F., & Ceccarelli, C. 2006, *A&A*, 447, 1011
- Viti, S., Girart, J. M., Garrod, R., Williams, D. A., & Estalella, R. 2003, *A&A*, 399, 187
- Viti, S., Girart, J. M., & Hatchell, J. 2006, *A&A*, 449, 1089
- Walmsley, M. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 1, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. S. Lizano & J. M. Torrelles, 137
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Yamashita, T., Murata, Y., Kawabe, R., Kaifu, N., & Tamura, M. 1991, *ApJ*, 373, 560
- Yamashita, T., Sato, S., Nagata, T., Suzuki, H., Hough, J. H., McLean, I. S., Garden, R., & Gatley, I. 1987, *A&A*, 177, 258
- Yamashita, T., Suzuki, H., Kaifu, N., Tamura, M., Mountain, C. M., & Moore, T. J. T. 1989, *ApJ*, 347, 894
- Yorke, H. W. & Kruegel, E. 1977, *A&A*, 54, 183
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846
- Zapata, L. A., Ho, P. T. P., Schilke, P., Rodríguez, L. F., Menten, K., Palau, A., & Garrod, R. T. 2009, *ApJ*, 698, 1422
- Zapata, L. A., Palau, A., Ho, P. T. P., Schilke, P., Garrod, R. T., Rodríguez, L. F., & Menten, K. 2008, *A&A*, 479, L25
- Zapata, L. A., Schmid-Burgk, J., & Menten, K. M. 2010, *ArXiv e-prints*
- Zhang, Q. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 227, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 135–144
- Zhang, Q., Ho, P. T. P., Wright, M. C. H., & Wilner, D. J. 1995, *ApJ*, 451, L71
- Zinnecker, H. & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, 45, 481

## Capítulo 5

# Discusión general

En este capítulo se hará en primer lugar (sección 5.1), un repaso de los principales resultados obtenidos en el trabajo de investigación realizado en IRAS 18162–2048. En la sección 5.2 se presentará una comparación general entre los resultados obtenidos en IRAS 18162–2048 y los obtenidos en las dos regiones de formación de estrellas de alta masa más cercanas: Orión I y Cefeo A. Esta comparación puede resultar muy pertinente para el estudio de la formación de estrellas masivas, puesto que las tres regiones se han estudiado en detalle (observaciones multifrecuencia y con distinta resolución angular, incluyendo la más alta resolución angular posible) y, al ser regiones cercanas, en las tres regiones los estudios de alta resolución angular han permitido observar estructuras de menos de  $\sim 300$  AU.

### 5.1. Resultados de la investigación en IRAS 18162–2048

Con las observaciones llevadas a cabo en IRAS 18162–2048 se pudo estudiar en detalle un caso muy especial de formación de estrellas masivas. IRAS 18162–2048 es una fuente no muy lejana (1.7 kpc), asociada con un radio jet muy colimado y veloz, de gran extensión. Estas características, junto con la geometría de la región, hacían pensar que usando la resolución angular máxima del SMA se podría resolver la emisión de un hipotético disco visto de canto en torno a una protoestrella masiva. Los resultados obtenidos en este estudio se han presentado en los capítulos 3 y 4. A continuación se resumen los más importantes.

Las observaciones del SMA muestran la región central del núcleo denso número 6 de la nube molecular gigante L 291, en el que se encuentra el sistema HH 80–81 y HH 80N. La emisión de  $C^{17}O$  (2-1) en esta región es alargada, se extiende en dirección casi este–oeste, tiene un tamaño de  $0.2 \text{ pc} \times 0.1 \text{ pc}$ , y parece estar trazando la parte con mayor densidad columnar del núcleo denso

número 6. En la parte central del núcleo denso se está produciendo la formación de varias estrellas de alta masa.

El resultado más importante extraído del análisis de los datos de continuo a 1.36 mm es el hecho de que MM1 (la fuente que coincide con la posición del radio jet) sea compacta, con un límite superior para su radio de unas 150 AU. En primer lugar, encontrar emisión térmica de polvo en esta posición es algo muy significativo, ya que sugiere la existencia de un disco de acreción. Todo el análisis posterior referente a la emisión de polvo de MM1 parece estar en sintonía con esta hipótesis: la temperatura es de unos 109 K, el índice de opacidad del polvo de 0.53 (posible evidencia de la existencia de granos de polvo “grandes”), su densidad de casi  $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  y su masa cercana a las  $4 M_{\odot}$ . ¿Corresponderá entonces la emisión compacta de MM1 a la emisión de un disco circunestelar? Los datos de la emisión de continuo sugieren que un posible escenario sería la presencia de un disco muy compacto ( $R < 150 \text{ AU}$ ) y masivo rodeado de una envolvente ( $R \sim 1800 \text{ AU}$ ) que también emite en (sub)mm.

Sin embargo, la detección de la emisión de polvo en torno a la fuente IRAS 18162–2048, no es una evidencia concluyente para afirmar la existencia de un disco. Más aún cuando esta emisión no está resuelta y no se tiene información de su morfología. En el capítulo 4 se reportaron evidencias adicionales que parecen apoyar la hipótesis del disco. En efecto, el estudio de la emisión de varias transiciones de  $\text{SO}_2$  en la posición de MM1 muestra una estructura molecular elongada en dirección casi perpendicular al eje del radio jet térmico (ángulo de posición de  $21^\circ$ ). Esta estructura molecular tiene un radio de unas 800 AU y un ángulo de posición de entre  $110^\circ$  y  $140^\circ$ . El análisis cinemático de la emisión de  $\text{SO}_2$  muestra un gradiente de velocidad evidente en dirección perpendicular al eje del radio jet. Emisión desplazada al azul hacia el sureste y desplazada hacia el rojo hacia el noroeste. Este comportamiento se corresponde con el patrón esperado para una estructura en rotación con un espín orientado hacia el norte. El análisis de la emisión de las líneas de  $\text{SO}_2$  refuerza la evidencia de la existencia de un disco circunestelar en IRAS 18162–2048.

Por lo que se conoce del estudio de otras protoestrellas de alta masa, es probable que la emisión de  $\text{SO}_2$ , con niveles de energía superiores de entre 90 y 150 K, esté trazando sólo regiones externas de un disco circunestelar. Esto explicaría la inexistencia de comportamiento kepleriano en los diagramas posición–velocidad. Sería deseable pues, investigar la emisión de transiciones moleculares de alta excitación para acceder a las regiones más cercanas a la protoestrella (bajo la suposición razonable de que la temperatura y la densidad decrecen al alejarse de la posición central en la que se encuentran la o las protoestrellas). No obstante, a la luz de estos resultados, es difícil imaginar un escenario distinto al de un disco de acreción de gas y polvo en torno a IRAS 18162–2048.

Además de MM1, se detectó una segunda fuente en continuo (sub)milimétrico. Al hacer observaciones con el SMA en distintas configuraciones, se obtuvieron mapas con distintas resoluciones y estos mapas muestran que tanto MM1 como MM2 están compuestas cada una por una envol-



vente extensa (detectada en los mapas de baja resolución angular) y otra más compacta (detectada en el mapa de alta resolución angular). A partir de los datos se pudo estimar la masa, el tamaño y la densidad de las componentes extensa y compacta en ambas fuentes. En MM1 se observó que la componente compacta domina la emisión, y por tanto es más masiva ( $4 M_{\odot}$ ) que la componente extensa ( $1.5 M_{\odot}$ ). En MM2, por el contrario, es la componente extendida la que presenta mayor emisión, siendo su masa ( $14.9 M_{\odot}$ ) mucho mayor que la masa de las dos fuentes compactas ( $3.6 M_{\odot}$ ) en las que se resuelve la envolvente de esta fuente al observar con alta resolución angular. Este hecho, unido a otras evidencias detalladas en el capítulo 3, sugiere que MM1 y MM2 están en etapas evolutivas diferentes, siendo MM2 más joven que MM1.

Por otro lado, los resultados sugieren que MM2 es posiblemente un sistema muy joven en el que se están formando estrellas de alta masa. La componente este de MM2 está asociada con una débil fuente de radio continuo, un máser de agua y un flujo molecular joven, por lo que es muy probable que en su interior se haya formado ya una protoestrella. La componente oeste, situada a unas 1700 AU, no tiene contrapartida en otras longitudes de onda y es posiblemente un núcleo de gas y polvo en un estadio previo a la formación de una estrella. El estudio molecular expuesto en el capítulo 4 revela que MM2 carece de emisión molecular intensa, por lo que no se pudo analizar la química ni la cinemática asociada a esta fuente.

Además de MM1 y MM2, la región central de IRAS 18162–2048 incluye una posible tercera protoestrella de alta masa: MC. En su posición (unas 5000 AU al noroeste de MM2) se había detectado la emisión de una gran cantidad de moléculas por lo que se pensó que era un núcleo molecular caliente (Qiu & Zhang 2009). Sin embargo, los mapas de la emisión de continuo (sub)mm no muestran emisión asociada con esta fuente, lo que unido a su baja temperatura (45 K), hace difícil que sea un núcleo molecular caliente (*hot core*), o incluso un *hot corino* (que sería el equivalente de baja masa de un *hot core*). La emisión de  $H_2CO$  y  $SO$  en la posición de MC (capítulo 4) muestra un perfil de línea con una componente angosta (de unos  $2\text{--}3 \text{ km s}^{-1}$  de ancho) y un ala extensa que se extiende hasta 30 kms. Estos perfiles indican la presencia de gas chocado. La presencia de un máser de metanol de clase I (asociados a gas molecular chocado) en las inmediaciones de MC, así como la disposición espacial del flujo eyectado desde MM2, sugieren que los perfiles de línea observados podrían originarse en la zona de interacción entre un núcleo molecular denso y un flujo molecular (posiblemente eyectado desde MM2). Se da la circunstancia de que MC está en una posición que coincide con la de la pared este de la cavidad excavada por el radio jet térmico. Esto abre una nueva posibilidad: que el núcleo molecular podría formar parte del gas acumulado en las paredes de dicha cavidad.

Las implicaciones de este trabajo en el ámbito de la formación de estrellas masivas son limitadas desde el momento en el que sólo se ha hecho el estudio de una región. Sin embargo, la proximidad de la protoestrella MM1 ha permitido una caracterización con mucho más detalle, que la que proveen otros estudios realizados en fuentes más alejadas. En primer lugar, en

IRAS 18162–2048 se están formando simultáneamente varias estrellas masivas, asociadas con flujos moleculares. Las protoestrellas se encuentran en diferentes etapas evolutivas, estando en un estadio más avanzado MM1, que se encuentra al borde del núcleo denso trazado por el  $C^{17}O$ , en comparación con MM2, que está más hacia el centro del núcleo denso. Además, MM2 podría contener un sistema múltiple en el que se estarían formando estrellas masivas. En segundo lugar, la protoestrella en MM1 tiene asociados un radio jet muy colimado y un disco de gas y polvo en rotación, que parece estar orientado de forma perpendicular al eje del radio jet. Estas evidencias apoyan definitivamente un escenario en el que esta protoestrella se forma mediante acreción. En el capítulo 4 se estima que la masa de esta protoestrella es  $\geq 10 M_{\odot}$ . Teniendo en cuenta que el reservorio de material cercano en el disco (a menos de 150 AU de la protoestrella) es de  $4 M_{\odot}$ , la tasa de acreción (estimada a partir de la expresión dada en la sección 1.4.3) podría ser de unas  $4 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Esta gran tasa de acreción implicaría el agotamiento de todo el material del disco en unos 100 años. Para acretar el material de toda la envolvente (unas  $5.5 M_{\odot}$ ) la tasa de acreción sería algo más baja ( $\sim 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) y serían necesarios unos 1000 años para agotar todo el reservorio, suponiendo una eficiencia de acreción del 100%. Tras este corto período de acreción, la protoestrella podría incrementar su masa hasta  $\geq 15 M_{\odot}$ . Esta rápida tasa de acreción podría evitar la presión de radiación generada por la protoestrella. Hay que señalar que la emisión de radio continuo en la posición de MM1, indica la presencia de una incipiente región H II, aún no muy extensa (o incluso que toda la emisión libre-libre pueda proceder de los choques producidos en el radio jet). Se espera que el radio en el que está confinado el material ionizado se extienda a medida que la protoestrella sea más masiva y crezca su luminosidad. En este sentido, el hecho de encontrar cada vez menos material en el plano del disco, podría colaborar con la rápida expansión de la región H II. Sin embargo, se puede considerar dudoso que este fenómeno pueda detener el flujo de acreción (como lo atestiguan las observaciones que muestran la existencia de flujos de acreción de material ionizado, ver sección 1.3.5).

## 5.2. Comparación con las regiones de formación de estrellas masivas más cercanas

Las dos protoestrellas de alta masa conocidas más cercanas se encuentran en las regiones de Orión BN/KL (450 pc) y Cefeo A (725 pc). En Orión BN/KL se cree que ocurrió un evento de desintegración de un sistema múltiple hace unos 500 años, originado por la interacción gravitatoria dentro de un pequeño cúmulo de protoestrellas de alta masa o masa intermedia (con luminosidades de entre  $10^3$  y  $10^5 L_{\odot}$ ). Hay tres estrellas (I, BN y n) que se alejan de un centro común a decenas de  $\text{km s}^{-1}$ , en el que podría haber ocurrido la captura gravitatoria de una protoestrella por otra. Los recientes estudios de la emisión de CO en la nebulosa BN/KL, muestran múltiples flujos con trayectorias bien definidas, que parecen emerger del mismo punto que estas tres protoestrellas,

interpretándose de este modo como las evidencias de un evento con un aspecto cualitativo similar al de la eyección producida en una explosión.

Por otra parte, en la región de Cefeo A, la fuente HW2 (luminosidad de unas  $10^4 L_{\odot}$ ) parece estar asociada con un radio jet colimado, que podría formar parte de un complejo flujo molecular precesante (para una descripción más detallada de esta región, ver secciones 1.4.4 y 6.2). La precesión de este flujo podría deberse a la interacción gravitatoria entre las protoestrellas de un hipotético sistema con varias protoestrellas confinadas en un radio de unas 200 AU (Curiel et al. 2002; Martín-Pintado et al. 2005; Cunningham et al. 2009).

En estos casos, la formación estelar parece distanciarse de forma notable de los escenarios que se observan en regiones de formación estelar de baja masa. Se producen eventos muy energéticos producidos por la interacción gravitatoria fuerte de protoestrellas que forman sistemas múltiples. Una diferencia sustancial con respecto a las regiones de formación de estrellas de baja masa es el hecho de que la multiplicidad se da en escalas espaciales mucho menores. Es decir, que en dos regiones con el mismo tamaño, se forma un mayor número de estrellas en la región de formación de estrellas de alta masa, que en la región de estrellas de baja masa. Dando por buenas las hipótesis actuales para cada Orión BN/KL y Cefeo A (es decir, un evento de desintegración de un sistema, debido a la captura gravitatoria de una protoestrella de baja masa por otra de masa intermedia en Orión BN/KL y la existencia de un sistema múltiple en HW2, cuyos miembros interactúan gravitatoriamente, provocando la precesión del flujo de la que podríamos denominar como protoestrella principal) parecería que las estrellas de alta masa se forman en sistemas múltiples, dentro de los cuales pueden ocurrir eventos catastróficos (como en Orión BN/KL) en aquellos sistemas con interacciones fuertes, o bien eventos menos violentos, aunque también notables desde el punto de vista de eyección de materia, como la precesión del jet en Cefeo A.

Por otra parte, los resultados observacionales encontrados en IRAS 18162–2048, sugieren que en este caso se presenta un escenario análogo, pero a mayor escala, al escenario típico de formación de estrellas de baja masa. Hay una protoestrella con un disco circunestelar (posiblemente un disco de acreción) que está rotando en torno a ella, y que tiene una orientación perpendicular al eje de un radio jet muy colimado, acompañado por un flujo molecular, posiblemente arrastrado por el mismo jet. La luminosidad bolométrica de IRAS 18162–2048, la masa del disco, la velocidad y el tamaño del jet, la intensidad en radio continuo tanto del jet como de los objetos HH 80–81 y HH 80N, hacen de éste, un sistema en el que se observa la formación de una protoestrella masiva.

¿Cómo se comparan entonces los casos de Orión BN/KL y Cefeo A con el aparentemente mucho más tranquilo caso de IRAS 18162–2048? En primer lugar, parece que Orión BN/KL y Cefeo A contienen sistemas protoestelares múltiples. IRAS 18162–2048 por su parte, podría también albergar un sistema múltiple, aunque la única evidencia en este punto, es la posible precesión del radio jet (Martí et al. 1993). Segundo, los tres sistemas presentan luminosidades bolométricas de

unas  $10^4 L_{\odot}$ , lo que involucra protoestrellas de unas  $10 M_{\odot}$ . Tercero, tanto Cefeo A HW2 como IRAS 18162–2048 poseen discos en rotación con masas del orden de  $1 M_{\odot}$ , mientras que en Orión BN/KL, el disco de la protoestrella Orión I, parece ser mucho más pequeño y su naturaleza aún no está bien comprendida (sección 1.4.4). En cuanto a los flujos moleculares, las diferencias entre los tres casos son notables: IRAS 18162–2048 tiene un flujo asociado al radio jet, con orientación norte–sur más o menos bien definido. Cefeo A HW2 presenta flujos con diferentes orientaciones que, como se ha dicho, podrían corresponder a la emisión de un único flujo afectado por precesión. Orión BN/KL posee un flujo múltiple, desordenado y al parecer más o menos isotrópico, que podría deberse a una colección de eventos de eyección desordenados a partir de una o varias protoestrellas en interacción gravitatoria, o a la eyección producida por un evento de captura entre dos protoestrellas del sistema. Cuarto, las tres regiones parecen ser núcleos donde se están formando protoestrellas en las cercanías de las protoestrellas principales: MM2 en IRAS 18162–2048, HW3d en Cefeo A y varias fuentes infrarrojas en Orión BN/KL.

¿Se puede, a la luz de esta comparación, derivar alguna conclusión general acerca de los procesos involucrados en la formación de estrellas de alta masa?

A pesar de que los ejercicios especulativos son sólo eso, a la luz de esta comparación entre tres de las protoestrellas de alta masa mejor estudiadas, no es difícil caer en la tentación de sugerir dos posibles alternativas:

1) Podría parecer que las estrellas de alta masa se forman mediante procesos muy diferentes. Unas podrían formarse mediante captura y coalescencia de protoestrellas de menor masa (Orión BN/KL), otras mediante la acreción de material a través de discos (IRAS 18162–2048). Otras protoestrellas podrían formarse de uno u otro modo, dependiendo de la densidad central de protoestrellas (por ejemplo, Cefeo A posee un disco de acreción y un sistema múltiple con al menos tres protoestrellas en una región de  $400 \times 400$  AU, Curiel et al. 2002; Jiménez-Serra et al. 2007, por lo que dependiendo de cómo evolucionen las protoestrellas del sistema se podría estar en uno u otro escenario).

2) Como alternativa, la comparación también podría sugerir un mecanismo de formación común a todas las estrellas de alta masa. Todas ellas (o al menos, la inmensa mayoría) formarían sistemas múltiples, ganarían masa mediante procesos de acreción a través de discos circunestelares, y, dependiendo de qué tan fuertes fueran las interacciones entre los miembros de cada sistema, éste devendría en escenarios “tranquilos” (tipo estrellas de baja masa) o con presencia de eventos más complejos (como precesión de flujos, interacción entre múltiples flujos o eventos de desintegración de sistemas).

Otras preguntas aún abiertas escaparon al marco del presente estudio, pero puede ser oportuno plantearlas en este momento ¿Qué ocurre con las estrellas mucho más masivas que las tres aquí re-

## 5.2. COMPARACIÓN CON LAS REGIONES DE FORMACIÓN DE ESTRELLAS MASIVAS MÁS CERCANAS<sup>91</sup>

feridas? ¿Son sus procesos de formación análogos a los de estas estrellas con masas de en torno a  $10 M_{\odot}$ ? ¿Serán instrumentos como Herschel, EVLA, o ALMA, capaces de aportar datos con suficiente resolución angular y sensibilidad para poder caracterizar este tipo de protoestrellas?



## Capítulo 6

# Trabajos futuros

En este capítulo se da cuenta de algunos proyectos que se espera desarrollar en un futuro, o que, de hecho, ya han empezado a desarrollarse. Dos de estos trabajos, que ya han sido comenzados, se exponen con más detalle, mientras que el resto se presentan en forma resumida.

### 6.1. Estudio de polarización con alta resolución angular en IRAS 18162–2048

- Propuesta elaborada por: Frau, P., Fernández–López, M., Girart, J. M., Rao, R. y Curiel, S.

Detalles de la observación:

- Telescopio: Submillimeter Array, Mauna Kea, Hawaii.
- Fecha de observación: 21/09/2010.
- Configuración: Extendida.
- Tiempo total de observación: 3.25 horas (*filling track*).
- Frecuencia de observación: 346 GHz (*lower sideband*) y 358 GHz (*upper sideband*).
- Ancho de banda total: 8 GHz.
- Resolución espectral: variable, entre 0.2 y 0.7 km s<sup>-1</sup>.
- Resolución angular (*synthesized beam*): 0''73 × 0''73 (haz casi circular).

- Atmósfera:  $\tau = 0.06$  a 225 GHz.

Como se apuntó en la sección 1.2, se cree que los campos magnéticos juegan un papel muy importante en los procesos que regulan la formación estelar. El modelo estándar de formación de estrellas de baja masa propone que el colapso de las nubes moleculares está controlado por la acción de los campos magnéticos en contra del colapso gravitatorio. Por medio del proceso de difusión ambipolar (sección 1.1) se van formando núcleos densos dentro de la nube. El aumento de la masa central de estos núcleos provoca, en algún momento, que el balance de fuerzas se revierta, imponiéndose el colapso gravitatorio al soporte magnético. Es en esta fase, en la que las líneas de campo magnético se curvan y se estiran dentro del núcleo en colapso, adoptando una morfología global en forma de reloj de arena. Este último fenómeno se ha observado en algunas regiones de formación estelar (estudios de la polarización de la emisión milimétrica del polvo de Girart et al. 2006, 2009), y coincide con las predicciones de modelos teóricos (Shu et al. 2006) y semi-analíticos (Allen et al. 2003).

En el caso de la formación de estrellas masivas, la morfología de los campos magnéticos en los núcleos embrionarios se asemeja también a la de un reloj de arena. Sin embargo, el hecho de que todavía no se entiendan bien los procesos físicos que permiten la formación de estrellas muy masivas, hace pensar que, tal vez, el estudio de los campos magnéticos pueda ayudar a su comprensión. Este es el marco general en el que se encuadra el proyecto que se describirá a continuación.

En IRAS 18162–2048, la fuente MM1 parece tener un disco en rotación a partir del cual podría estar acretando la protoestrella central. Si este disco estuviese magnetizado, la rotación y el campo magnético podrían ser una parte fundamental del mecanismo de eyección del radio jet y el flujo molecular observados (ver por ejemplo, Pudritz et al. 2007). Así, se planeó efectuar unas observaciones con el SMA a 345 GHz en el modo de polarización y utilizando el interferómetro en su configuración más extensa (aunque finalmente se concedió tiempo en configuración extensa, por lo que se pretende volver a pedir tiempo para observar con la configuración más extensa del SMA). Los objetivos de las observaciones eran:

- **Resolver el disco de gas y polvo.** Se espera resolver el disco si este tiene un radio de al menos 100 AU, suponiendo un haz de  $\lesssim 0''.30$ .
- **Contrastar la cinemática del disco y tal vez detectar el flujo molecular.** Los nuevos receptores del SMA ofrecen un ancho de banda de 4 GHz, lo que permitirá observar muchas más líneas que antes de manera simultánea. La configuración que seleccionamos incluye varias transiciones de  $\text{SO}_2$  con temperaturas de excitación de entre 40 y 150 K. Esto nos permitirá saber si existe algún tipo de diferencia entre unas y otras transiciones (por ejemplo, si se excitan a diferentes radios). También será posible observar moléculas como SiO, CO y  $\text{HC}^{13}\text{N}$ , que son buenos trazadores de flujos moleculares, aunque la alta resolución podría



ser perjudicial en este caso, a la hora de detectar la emisión extendida. Por eso, además de hacer observaciones en configuración muy extendida, se espera realizar observaciones en configuración compacta en el futuro, lo que también puede aportar evidencias del campo magnético a escalas mayores (de miles de AUs).

- **Determinar algunas características del campo magnético del disco.** Esta será la primera vez que se observe el campo magnético en el disco de una protoestrella de alta masa. Incluso si la fuente es no resuelta, se podrá determinar si el campo magnético total es toroidal (en dicho caso se obtendrá un vector de polarización perpendicular al plano del disco). La detección del campo magnético del disco de una protoestrella tiene una importancia intrínseca, ya que puede servir para confrontar los modelos y las simulaciones de la parte interna de los núcleos en colapso (Shu et al. 1988; Machida et al. 2008). Estos modelos propugnan que los chorros y flujos emergentes en las regiones de formación estelar son eyectados gracias a la existencia de un intenso campo magnético toroidal en el sistema disco–protoestrella.

Como se comentó más arriba, para completar el proyecto se está pensando solicitar más tiempo de observación, a fin de conseguir datos en configuración compacta y muy extendida del SMA y poder reunir información acerca del campo magnético a gran escala del núcleo denso e información con mejor resolución angular del disco en MM1.

## 6.2. Flujos moleculares en Cefeo A

- Propuesta elaborada por: Zapata, L., Curiel, S., Fernández López, M. y Patel, N.
- Detalles de la observación:
  - Telescopio: Submillimeter Array, Mauna Kea, Hawaii.
  - Configuración: Compacta y subcompacta.
  - Frecuencia de observación: 219 GHz (lower sideband) 231 GHz (upper sideband)
  - Ancho de banda total: 8 GHz
  - Resolución espectral:  $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$
  - Resolución angular (*synthesized beam*):  $\sim 4''$
  - Posiciones del mosaico: 42 ( $\sim 15$  minutos por cada una).

El trabajo observacional que pusimos a consideración del equipo del SMA en esta ocasión fue la realización de un extenso mosaico para mapear la emisión de CO (2-1) en la región central de Cefeo A. En esta región hay un flujo molecular de alta masa orientado fundamentalmente en dirección este-oeste (Rodríguez et al. 1980a). Este, que podríamos considerar flujo principal, tiene un gran ángulo de apertura y parece tener varias componentes (como varios flujos mucho más colimados) vistas en CO, que se orientan en dirección noreste-suroeste (Bally & Lane 1991; Torrelles et al. 1993; Narayanan & Walker 1996; Gómez et al. 1999). En esta región central de Cefeo A (de unos  $10' \times 2'$ ) Narayanan & Walker (1996) observaron dos flujos de CO de alta (HV, o *high velocity*, con velocidades radiales  $V_{LSR} = 15-20 \text{ km s}^{-1}$ ) y muy alta velocidad (EHV, o *extremely high velocity*, con  $v_{LSR} = 50-70 \text{ km s}^{-1}$ ). Ambos presentan un lóbulo azul hacia el este y un lóbulo rojo hacia el oeste. El eje del flujo EHV está girado unos  $40^\circ$  en el sentido de las agujas del reloj con respecto al flujo HV, lo que sugiere que ambos flujos podrían haber sido eyectados por la misma fuente sólo que en momentos diferentes. A velocidades bajas (desplazadas tanto al azul como al rojo), hay un flujo trazado por CO cerca de HW2 (que es la fuente de gran luminosidad, de la cual emerge un radio jet, un flujo molecular y está asociada con un disco masivo) que está orientado en dirección noreste-suroeste. También hay en la región multitud de objetos Herbig-Haro, entre los que se encuentran HH 168,  $\sim 3'$  al oeste de HW2, y HH 169  $\sim 3'$  al este de HW2. Aún más hacia el este ( $\sim 10'$ ) se encuentra HH 174, que también podría estar asociado con los flujos de la región. Además de estos objetos se han observado gran cantidad de choques a proa (Hartigan et al. 2000).

En un trabajo más reciente, Cunningham et al. (2009) presentaron observaciones en el infrarrojo cercano de la emisión de  $\text{H}_2$  (ver Fig. 6.1). En este trabajo se sugiere que HW2 está eyectando material en eventos periódicos formando un jet precesante. Según esta hipótesis, el flujo molecular de HW2 sería el responsable de la mayor parte de los choques y flujos moleculares de la región. También estaría asociado con el poderoso radio jet eyectado por HW2 (Curiel et al. 2006). La precesión del flujo, reflejada en cambios de su orientación, sería forzada por la precesión del disco de HW2 (Patel et al. 2005), que a su vez se originaría en la interacción gravitatoria del disco y una protoestrella cercana de masa intermedia. Esta protoestrella atravesaría el plano del disco periódicamente y su interacción con el sistema principal de HW2 produciría períodos de mayor acreción y pérdida de masa. Sin embargo, la presencia de objetos HH débiles y flujos moleculares con distintas orientaciones cerca de HW2 y HH 168, sugieren otras posibles explicaciones. Por ejemplo, cabe la posibilidad de que los múltiples objetos HH sean fruto de un evento explosivo como el que parece haber ocurrido en la región de Orion BN/KL (Zapata et al. 2009). Este evento explosivo se produjo durante la ruptura de un sistema estelar joven y se cree que pudo haber sido provocado por un encuentro cercano entre los miembros de sistema.

A través de las observaciones propuestas, se pretenden conseguir los siguientes objetivos:

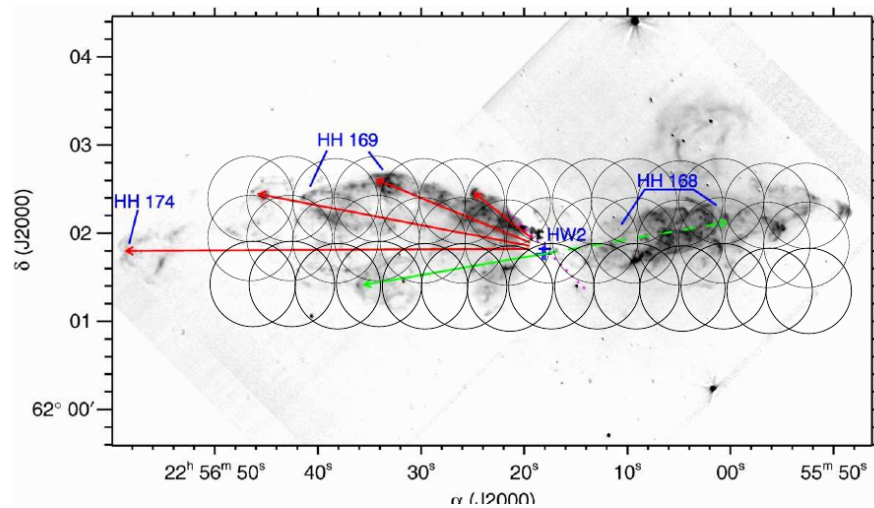
- Estudiar la emisión de CO (2-1) asociada con muchos de los brillantes objetos Herbig–Haro observados en la región, así como con sus respectivos jets. Este estudio podría revelar también la emisión fósil del hipotético jet precesante.
- Confrontar las dos hipótesis antes expuestas con las observaciones (el modelo de jet precesante y la hipótesis de un evento explosivo).
- Estudiar la emisión de otros trazadores moleculares de flujos como SiO(5-4), SO(6<sub>5</sub>-5<sub>4</sub>), H<sub>3</sub>CN, <sup>18</sup>CO(2-1) y <sup>13</sup>CO(2-1). El SiO, por ejemplo, suele delinear muy bien la silueta de los jets colimados, y el SO se ha observado en jets cerca de sus protoestrellas asociadas.
- Estudiar la emisión de los trazadores de alta densidad incluidos en la configuración del correlador. Entre las moléculas que se observan están CH<sub>3</sub>CN, CH<sub>3</sub>OH, H<sub>3</sub>CN, HCN y SO<sub>2</sub>. La emisión de estas moléculas puede ser útil para analizar a gran escala la envoltura y el disco circunestelar asociados con HW2. Es posible también que pueda encontrarse emisión de estas moléculas en nuevos *hot cores*, no detectados previamente.
- En la banda de 220 GHz, se observan múltiples transiciones de la molécula de CH<sub>3</sub>CN. Esto nos permitirá estimar la temperatura y la densidad columnar del gas molecular asociado con el disco de HW2 y del resto de protoestrellas de la región que presenten emisión.
- Estudiar la emisión de polvo en el área que cubrirá el mosaico también nos permitirá buscar otras protoestrellas de alta masa, especialmente en la parte oeste de la región.

### 6.3. El interior molecular del disco en IRAS 18162–2048

Gracias a los datos moleculares obtenidos con el SMA en IRAS 18162–2048 se está planeando elaborar una propuesta de observación para tratar de detectar la emisión molecular de las partes más internas del disco de MM1 (la fuente de la que surge el radio jet en IRAS 18162–2048). Esto se espera conseguir observando transiciones de SO<sub>2</sub> cuyas temperaturas de excitación sean mayores que las temperaturas de excitación de las transiciones ya observadas. Con este estudio se espera mostrar un hipotético gradiente de temperatura desde el interior hacia el exterior del disco. También se piensa que las transiciones excitadas más cerca de la protoestrella podrían mostrar un comportamiento claramente kepleriano.

### 6.4. Rotación en jets y flujos moleculares

Una de las áreas en la que aún falta bastante por avanzar en el ámbito de la formación estelar pasa, sin duda, por comprender cómo se eyectan los jets y los flujos moleculares (ver revisiones



**Figura 6.1:** Imagen de la emisión a 2.12 micras de  $H_2$  en la región Cefeo A. En la figura se indican las sucesivas orientaciones del hipotético jet precesante asociado con HW2 con flechas rojas. La posición de HW2 la indica una cruz. La orientación actual del radio jet eyectado por HW2 tiene un ángulo de posición de  $45^\circ$  y está señalado por la línea violeta discontinua. Los choques a proa en la zona del objeto HH 168 podrían ser el resultado de un flujo molecular eyectado por HW3c o HW3d (indicados con cruces también). Este posible flujo está indicado por la línea verde. Las posiciones del mosaico observado se muestran con los círculos negros, que representan el tamaño del haz primario del SMA a 230 GHz (con diámetro de unos  $60''$ ).

de Shu et al. 2007; Pudritz et al. 2007). Una incógnita adicional relativa a esto, es el saber cómo se mantienen colimados los jets más allá de la superficie de Alfvén. Uno de los proyectos para el futuro será estudiar la rotación de los jets y flujos moleculares a distintas distancias de sus fuentes originadoras, mediante observaciones moleculares. Durante las últimas dos décadas se ha sugerido la rotación de jets y flujos moleculares en algunos trabajos observacionales. Últimamente se han comenzado a observar gradientes de velocidad en dirección perpendicular al eje de varios flujos moleculares en emisión molecular (ver por ejemplo, Lee et al. 2008; Zapata et al. 2010; Choi et al. 2011). Un estudio más detallado de este fenómeno podría probar si efectivamente existe rotación en los flujos moleculares a grandes distancias de las fuentes originadoras, o, cuando menos, aportar restricciones para el desarrollo de modelos teóricos más cercanos a la realidad.

## 6.5. Detección posibles protoestrellas de alta masa en el hemisferio sur

Las exploraciones en busca de protoestrellas de alta masa son el primer paso antes de realizar estudios con gran resolución angular. Este proyecto consistiría en observar algunos trazadores moleculares de discos para conseguir una lista de buenos candidatos en los que se pueda detectar la rotación de un disco circunestelar, explotando las prestaciones de ALMA. En este sentido, con

Álvaro Sánchez Monge (Observatorio de Arcetri) y otros colaboradores se envió una propuesta a APEX que ya fue aceptada, para caracterizar el contenido molecular de 140 posibles *hot cores* en el hemisferio sur. El objetivo de este nuevo proyecto sería hacer un estudio análogo al de los *hot cores*, pero en este caso para identificar protoestrellas de alta masa que presentasen emisión de algunos trazadores moleculares de discos de acreción.

## 6.6. Formación y aceleración del polvo en IRC+10216

Además de los proyectos que se plantean en el ámbito de la formación estelar, también se está trabajando con datos obtenidos con CARMA en IRC+10216, una estrella evolucionada en una etapa previa a convertirse en nebulosa planetaria. Este trabajo se está realizando en colaboración con Pablo Fonfría (IA-UNAM), Salvador Curiel y otros, y tiene como objetivo principal analizar la región donde se cree que se forman y se aceleran los granos de polvo que son luego eyectados a grandes distancias en el medio interestelar. Los datos de CARMA ya se han calibrado y muestran la emisión molecular de SiS, SiO y H<sup>13</sup>CN que rodea a la estrella en la parte más interna. La resolución espacial que obtuvimos con CARMA en su configuración B fue de  $\sim 0''.2$  (unas 26 AU) y para el SiS( $v=0, 14-13$ ) la resolución angular es de  $1 \text{ km s}^{-1}$  con lo que por primera vez se está observando la cinemática de la zona más interna de dicha estrella. Además de las observaciones de CARMA, se logró tiempo de observación en PdBI a 0.850 mm, y se espera contar con esos datos en fechas próximas. A partir del análisis preliminar de los datos de CARMA se está pensando en llevar a cabo nuevas observaciones de más alta resolución, para tratar de entender mejor la región.



# El efecto de la atmósfera en la interferometría milimétrica

## A.1. Introducción:

El medio que se interpone entre una fuente astronómica y la superficie terrestre afecta en gran medida la radiación electromagnética que lo atraviesa. En lo que concierne a las observaciones en longitudes de onda radio las partes más importantes de este medio son: (i) la atmósfera baja o troposfera, (ii) la ionosfera, (iii) el medio interplanetario ionizado y (iv) el medio interestelar ionizado. Por otro lado, los procesos que más afectan a las observaciones en el rango que va desde longitudes de onda centimétricas a longitudes de onda submilimétricas son: (i) absorción, (ii) refracción (deflexión de la radiación, cambio de velocidad de propagación y rotación del plano de polarización) y (iii) dispersión producida por la turbulencia (*seeing*).

A longitudes de onda milimétricas (en lo que sigue se referirán las observaciones en el rango  $\sim 1\text{mm}-0.3\text{mm}$  como observaciones milimétricas), las fluctuaciones del contenido atmosférico de vapor de agua a lo largo de la línea de visión de una antena, atenúan y perturban la fase de la señal recibida. Estas variaciones en la fase limitan la resolución angular y reducen el flujo recibido por un interferómetro.

En este apéndice se repasará la problemática originada por la atmósfera en las observaciones interferométricas milimétricas. Se verán también algunas de las técnicas más usadas para tratar de resolver estos problemas y finalmente se analizará una nueva técnica, la transferencia de fase. Este método aún no ha sido utilizado con éxito en proyectos científicos, pero se piensa que puede ser una herramienta importante a la hora de calibrar los datos de SMA y ALMA. A nivel mundial,

existe al menos un grupo de investigadores asociados al interferómetro SMA, dedicados a la tarea de probar esta técnica de calibración (conversaciones con Daniel Espada, CfA). También existen publicadas algunas pruebas hechas con el nuevo VLBI coreano (Sohn et al. 2006) y con el VLBA (Middelberg et al. 2005).

## A.2. Problemática:

### A.2.1. Efecto de la atmósfera en la fase de un interferómetro. Descripción general.

Un interferómetro da información acerca de la posición y estructura espacial de una fuente a partir de mediciones de la fase relativa y la amplitud de las ondas electromagnéticas que llegan a cada par de antenas (cada par de antenas de un arreglo interferométrico se denomina interferómetro y se suele referir a su separación como línea de base, denominación que también se aplica a cada par de antenas). Estas medidas se ven perturbadas por las variaciones en el índice de refracción de la atmósfera (con un valor, evidentemente, siempre superior a su valor en el vacío). Estas variaciones, a su vez, producen retardos en la llegada de la radiación electromagnética de los objetos astronómicos a las distintas radioantenas del interferómetro, lo que implica variaciones en la fase relativa entre la señal medida en dos antenas, con respecto al valor que se esperaría si las ondas se moviesen en el vacío.

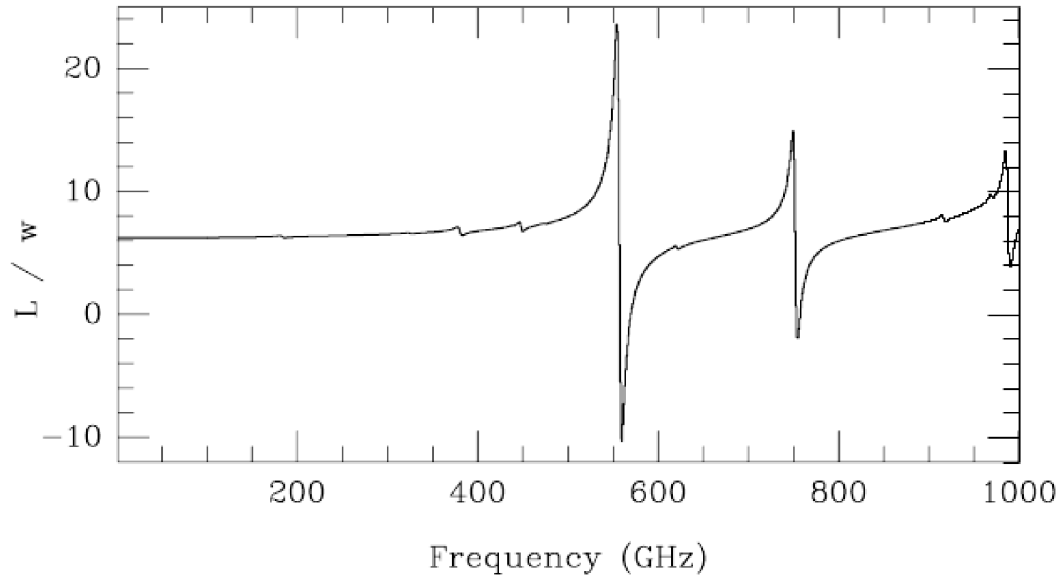
La radiación captada por un interferómetro atraviesa regiones ionizadas (ionosfera, medio interplanetario e interestelar) y neutras (fundamentalmente la troposfera). El exceso de camino que recorrerá una onda electromagnética debido al efecto del medio atravesado será:

$$L = c \cdot \Delta t = \int [n(z) - 1] dz . \quad (\text{A.1})$$

En esta expresión,  $c$  es la velocidad de la luz,  $\Delta t$  es el retraso que se produce en la onda con respecto al movimiento de la misma en el vacío,  $z$  es la longitud de la columna atmosférica atravesada por la onda electromagnética y  $n(z)$  es el índice de refracción (que en presencia de un medio distinto del vacío será mayor que 1).

La contribución de la ionosfera a las fluctuaciones de fase es pequeña para las observaciones milimétricas. De hecho, mientras a 20 GHz (1.5 cm) la ionosfera contribuye un 1 % a las variaciones de fase (Thompson, Moran, & Swenson 1986, página 555) a 300 GHz (1 mm) su contribución es prácticamente despreciable ( $< 0.0001$  %). El comportamiento de la ionosfera con respecto a las fluctuaciones de fase es proporcional a  $\lambda^2$ , por lo que para nuestra discusión (limitada al rango de longitudes de onda mm-submm) podremos obviarlo. Sin embargo, los efectos de la ionosfera sí se deben tener en cuenta al efectuar observaciones de frecuencias por debajo de 1 GHz.





**Figura A.1:** En la gráfica se representa el cociente entre el camino recorrido por una onda electromagnética y la columna de vapor de agua presente a lo largo de dicho camino, en función de la frecuencia. Por debajo de  $\sim 400$  GHz vemos que la atmósfera es prácticamente no dispersiva, con un valor para  $L/pw$  de aproximadamente 6.3 (ver texto). Entre 600 y 700 GHz, la dependencia con la frecuencia es suave, pero debe ser tenida en cuenta (para ello se puede utilizar por ejemplo, el código presentado en Paine, 2004, denominado *am*). La gráfica fue tomada de Sutton & Hueckstaedt, 1996.

Por otro lado, la troposfera es la capa más baja de la atmósfera. Su rango en altura va desde el suelo hasta unos 7-10 km. En esta parte de la atmósfera, la temperatura decrece con la altura, se forman nubes y existen células convectivas (Garrat 1992). Su composición química es básicamente  $N_2$  y  $O_2$ , aunque también contiene pequeñas cantidades de vapor y gotas de agua,  $N_2O$ ,  $CO_2$  y partículas de polvo. Algunos componentes de la troposfera se encuentran distribuidos homogéneamente ( $N_2$ ,  $O_2$ ...) y otros varían muy lentamente con el tiempo ( $O_3$ , por ejemplo). Sin embargo, el contenido en agua de esta capa está distribuido de forma inhomogénea y experimenta variaciones que pueden ser muy bruscas.

En las observaciones milimétricas, se debe tener en cuenta que el índice de refracción tiene una dependencia muy débil con la frecuencia (excepto en regiones cercanas a las frecuencias de resonancia de las moléculas de agua y oxígeno, ver Fig. A.1). Este comportamiento del índice de refracción se conoce como no dispersivo. De este modo, las variaciones de fase de una onda electromagnética que alcanza una antena debidas a la atmósfera se pueden escribir como:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot N \cdot D , \quad (\text{A.2})$$

donde  $D$  es el tamaño de la atmósfera que atraviesa la radiación y  $N$  suele definirse como el índice

de refracción del aire menos el del vacío:

$$N = (n_{\text{aire}} - n_{\text{vacío}}) = (n - 1) \quad . \quad (\text{A.3})$$

La fase de un interferómetro es una medida de la diferencia entre la fase de dos de sus antenas ( $\phi_{\text{interf}} = \phi_2 - \phi_1$ ). Los componentes de la atmósfera distribuidos de forma homogénea, o aquellos cuya densidad columnar se mantiene aproximadamente constante en el tiempo, no producen variaciones apreciables en la fase de un interferómetro. Así, la fuente principal de las perturbaciones de fase registradas por un interferómetro milimétrico, es el vapor de agua, puesto que la componente seca de la troposfera se puede considerar más o menos constante en el período que duran las observaciones. De hecho, el índice de refracción del aire se suele separar en dos componentes  $N_d$  (para el aire seco) y  $N_{wv}$  (para el vapor de agua), con expresiones empíricas (Thompson, Moran, & Swenson 1986):

$$N_d = 2.228 \cdot 10^5 \cdot \rho_{\text{tot}} \quad , \quad (\text{A.4})$$

$$N_{wv} = 1.763 \cdot 10^9 \cdot \frac{\rho_{wv}}{T_{\text{atm}}} \quad . \quad (\text{A.5})$$

Aquí,  $\rho_{\text{tot}}$  es la densidad total,  $\rho_{wv}$  es la densidad de vapor de agua y  $T_{\text{atm}}$  es la temperatura atmosférica. Partiendo de estas expresiones se puede derivar una tercera ecuación, suponiendo una atmósfera compuesta únicamente por vapor de agua, que relacione el exceso de camino óptico introducido por el vapor de agua y la columna de vapor de agua ( $\text{pwv} \equiv \rho_{wv} \cdot D$ , *precipitable water vapor*). De hecho se puede ver que a  $T_{\text{atm}}=270$  K (ver Fig. A.1):

$$\frac{L}{\text{pwv}} \approx 6.3 \quad . \quad (\text{A.6})$$

El otro efecto que produce el vapor de agua en la radiación electromagnética es la absorción. En los sitios en los que se ubican los interferómetros milimétricos, la columna de vapor de agua medida en el zenit, varía habitualmente entre 0.25 y 5 mm. En Mauna Kea (Hawaii), lugar donde está ubicado el SMA, Masson (1994) obtuvo la siguiente relación empírica para la profundidad óptica de la atmósfera a 225 GHz:

$$\tau_{225} = 0.01 + 0.04 \cdot \text{pwv} \quad . \quad (\text{A.7})$$

En la expresión anterior (en la que pwv está en mm), la cantidad 0.01 a la derecha de la igualdad está producida por la atenuación de la parte seca de la troposfera. Queda claro entonces el importante papel atenuador del vapor de agua en este tipo de observaciones.

A pesar de que existe una relación entre la fase de una señal y la atenuación de la misma a lo largo de la línea de visión (relación conocida como de Kramers-Kronig, ver página 524 de Thompson, Moran, & Swenson 1986), no existe una correlación entre la opacidad media y la estabilidad de la fase (Battat et al. 2004). En otras palabras, es igual si la opacidad promedio es grande o pequeña, la estabilidad de la fase parece no depender de la magnitud de la opacidad.

### A.2.2. Variaciones de fase debidas a la troposfera

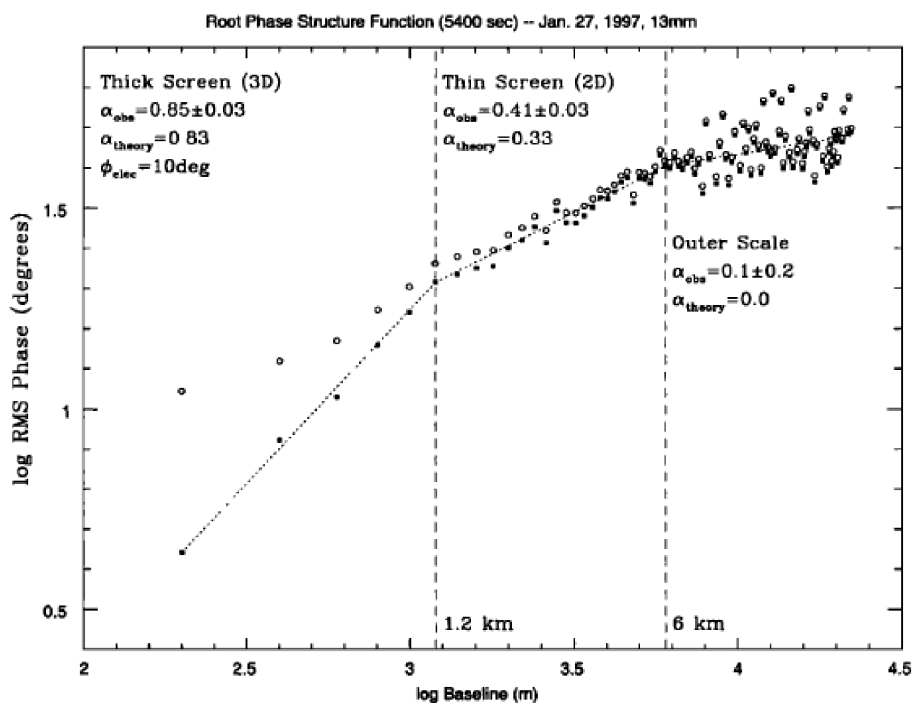
Como se ha adelantado más arriba, las variaciones en la columna de vapor de agua producen variaciones en el camino óptico total que recorre la radiación y éstas se corresponden con las variaciones en la fase de las ondas electromagnéticas que atraviesan la troposfera. Estas variaciones producen ruido en la fase que mide un interferómetro. También se mencionó que la troposfera es no dispersiva (es decir, que su índice de refracción tiene una dependencia muy pequeña con la frecuencia), por lo que una cantidad determinada de vapor de agua en la línea de visión produce un incremento de la fase. Dicho incremento tiene una dependencia lineal con la frecuencia de la radiación (ecuación A.2). Por tanto, las variaciones en la fase producidas por la troposfera son mayores en el rango milimétrico que en el centimétrico, pudiendo ser el factor limitante para la resolución espacial y el tiempo de coherencia de un interferómetro milimétrico.

Normalmente se modela la troposfera de forma esquemática, para tratar de comprender grosso modo las fluctuaciones de fase producidas por esta región de la atmósfera. Dicho modelo considera una capa turbulenta de vapor de agua en la troposfera, caracterizada por encontrarse a una altura  $h$ , tener una extensión vertical  $W$  y moverse a una velocidad  $v$ . Se incluye también la hipótesis de Taylor o aproximación de *célula congelada* o *frozen screen*, que establece que si la turbulencia es estacionaria, homogénea y su intensidad no es muy grande, entonces se puede considerar que las células de vapor de agua se mueven como un todo, atravesando horizontalmente la línea de visión de un hipotético interferómetro. Gracias a esta hipótesis uno puede relacionar las fluctuaciones espaciales y temporales de la fase sin más que tener en cuenta que  $b = v \cdot t$  (donde  $b$  es la longitud de una línea de base del interferómetro).

Haciendo uso de este modelo de troposfera se puede analizar el ruido que introduce la turbulencia atmosférica en las medidas de un interferómetro. La teoría de Kolmogorov predice tres situaciones diferentes dependiendo del tamaño de la línea de base (ver por ejemplo el magnífico estudio empírico que Carilli & Holdaway (1999) desarrollaron en el VLA; ver también Fig. A.2). Si esta longitud es: (i) menor que la extensión vertical  $W$  de la célula de vapor (célula gruesa o régimen 3D), entonces el ruido crece en función de la línea de base elevada a  $\frac{5}{6}$ ; (ii) mayor que la extensión vertical de la célula pero menor que la horizontal (célula delgada o régimen 2D) entonces el ruido crece con  $b^{\frac{1}{3}}$ ; (iii) mayor que las dimensiones de la célula (régimen de escala externa), entonces el ruido en la fase ya no se incrementa más, lo que posibilita, por ejemplo, la interferometría VLBI. De hecho se pueden expresar las variaciones del ruido en la fase en función de la línea de base como:

$$\Phi_{rms}(b) = \frac{K}{\lambda} \cdot \begin{cases} b^{\frac{5}{6}}, & \text{si } b < W \\ b^{\frac{1}{3}}, & \text{si } b > w \text{ y } b \text{ menor que extensión horizontal de la célula} \\ b^0, & \text{si } b \text{ mayor que dimensiones de la célula} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

La constante  $K$  depende del sitio de observación ( $K=100$  es un valor típico para el desierto de



**Figura A.2:** Dependencia del ruido de la fase de unas observaciones hechas con el VLA frente a la longitud de la línea de base (logaritmos). En la figura se distinguen con claridad los tres regímenes predichos por la teoría de la turbulencia de Kolmogorov. El exponente de Kolmogorov medido para cada uno de los tres regímenes, se ajusta muy bien con el esperado teóricamente. Los círculos vacíos muestran las fases medidas, mientras que los círculos llenos muestran los mismos datos tras la substracción “en cuadratura” de una constante debida al ruido instrumental (que en este caso se estimaba en  $10^\circ$ ). La gráfica fue tomada de Carilli & Holdaway, 1999.

Chajnantor en Chile por ejemplo, con  $\lambda$  en milímetros y  $b$  en kilómetros). En esta expresión se puede también apreciar la relación lineal del ruido con la frecuencia.

### A.2.3. Efectos del ruido en la fase debido a la troposfera

#### Coherencia

Entre los efectos adversos que ejerce la troposfera en las observaciones interferométricas milimétricas se encuentra la pérdida de coherencia. Las visibilidades son las magnitudes que mide un interferómetro y se definen a partir de una amplitud y una fase:

$$V = V_0 \cdot e^{i\phi} . \quad (\text{A.9})$$

Por su parte, la coherencia se define como el cociente entre la visibilidad medida (que en realidad suele ser un promedio temporal) y la visibilidad real,  $\langle V_m \rangle / V_0$ . Por otro lado, las fluctuaciones en la fase producidas por la troposfera, se pueden introducir matemáticamente como:

$$\langle V_m \rangle = V_0 \cdot \langle e^{i\phi} \rangle = V_0 \cdot e^{-\sigma_{\Delta\phi}^2} , \quad (\text{A.10})$$

donde se ha asumido que las variaciones en la fase son gaussianas y  $\sigma_{\Delta\phi}$  es el rms del error en la fase. Por ejemplo, si  $\sigma_{\Delta\phi}$  es de  $30^\circ$ , la coherencia será  $\frac{\langle V_m \rangle}{V_0} = 0.77$ , por lo que la amplitud de la visibilidad medida será un  $\sim 20\%$  menor que el valor real. Como se vió en la sección anterior, este efecto será mucho más dramático cuanto mayor sea la frecuencia de observación, puesto que el ruido de la fase crece con la frecuencia.

#### Seeing

Las medidas de fase de un interferómetro proporcionan información acerca de la posición de una fuente y de su estructura espacial (es decir, de las dimensiones de la fuente). Las fluctuaciones de fase que produce la troposfera modifican por tanto, la posición y/o la forma y dimensiones de las fuentes observadas. Esta modificación ocurre en cada integración temporal que hace el interferómetro, por lo que al sumar todas las integraciones se obtiene una imagen “embarrada” (es decir, la forma y posición reales de la fuente se verán alteradas por el efecto atmosférico, o de *seeing*). Se podría hacer la analogía con las motas (*speckles*) que se ven en las imágenes ópticas cuando se reduce el tiempo de exposición. Estas motas cambian su posición debido principalmente a fluctuaciones térmicas en la atmósfera, mientras que los cambios en la fase que mide un interferómetro milimétrico se deben principalmente a las variaciones de la columna de vapor de agua. El resultado final es similar en ambos casos. Tras integrar temporalmente todas las imágenes producidas en una sola integración (o *snapshot*), la imagen final queda “embarrada”.

Se puede hacer una sencilla estimación del valor del límite de difracción para un interferómetro del siguiente modo (para ver un tratamiento mucho más riguroso se puede consultar Thompson, Moran, & Swenson 1986). Considerando las ecuaciones para el rms de la fase y para la coherencia:

$$\langle V_m \rangle = V_0 \cdot e^{-K' b^\alpha / \sqrt{2} \lambda} , \quad (\text{A.11})$$

donde  $K'$  debe expresarse en radianes para que el exponente también lo esté,  $b$  es la línea de base nuevamente y  $\alpha$  es el exponente de Kolmogorov adecuado. Con esto, se puede ahora determinar la línea de base para la que se reduzca la coherencia en un 50 %,  $b_{\frac{1}{2}}$ ,

$$b_{\frac{1}{2}} = \left( 1.177 \cdot \frac{\lambda}{K'} \right)^{1/\alpha} . \quad (\text{A.12})$$

Usando la ecuación anterior se puede finalmente derivar el límite en resolución espacial (*seeing*) que impone la troposfera a un interferómetro (sub)milimétrico:

$$\theta \approx \frac{\lambda}{b_{\frac{1}{2}}} = \text{cte} \cdot \lambda^{(\alpha-1)/\alpha} . \quad (\text{A.13})$$

Como  $\alpha$  es positivo pero menor que la unidad, es claro que  $\theta$  aumenta con la frecuencia. Para líneas de base muy largas, en el régimen en el que  $\alpha$  se hace cero, el *seeing* se hace constante independientemente de la frecuencia de observación (lo que evidentemente posibilita las observaciones de interferómetros de muy larga base con resoluciones del orden de miliarcsec).

## Refracción

Este efecto se produce también en la troposfera y se da a escalas espaciales similares al tamaño de las antenas de un interferómetro. La refracción produce variaciones de fase a lo largo del plato de una antena que pueden modificar la posición aparente de una fuente, empeorando así la capacidad de apuntado de un interferómetro.

### A.3. Técnicas de reducción del ruido troposférico

Para tratar de monitorear el comportamiento de la fase durante el periodo de observación, se suelen utilizar calibradores de fase, que se observan de forma intercalada entre dos observaciones de la fuente astronómica a estudio. Este procedimiento se utiliza habitualmente para calibrar las observaciones en longitudes de onda de radio y milimétricas. La técnica se conoce como referencia de fase (*phase referencing*). En general, un ciclo de observación consta de varias integraciones o *scans* de duración  $T_{\text{int}}$  sobre la fuente a estudio, intercaladas por otras integraciones realizadas sobre el calibrador. Por ejemplo, podría haber 15 *scans* de un minuto sobre la fuente y 5 *scans*

adicionales sobre el calibrador, dando como resultado un ciclo con  $T_{\text{cyc}} = 20$  minutos, en una secuencia que alterna calibrador–fuente–calibrador. El calibrador de fase debe ser preferentemente una fuente puntual (generalmente se suele utilizar un cuasar distante). De ese modo se puede asumir que se conoce su estructura espacial y el comportamiento en fase de las observaciones ( para una fuente puntual en el centro de fase del telescopio, la fase esperada es cero en cada instante). Además debe ser lo suficientemente intenso para que en cada integración se tenga una señal a ruido adecuada. Por último, se debe buscar un calibrador de fase lo más cercano posible a la fuente a estudio, con objeto de reducir errores que puedan depender de la posición (como por ejemplo la incertidumbre en la posición relativa de las antenas) y también monitorear parcelas de la atmósfera similares a las que atraviesa la radiación de la fuente a estudio.

A pesar de una cuidadosa selección del calibrador de fase, las medidas de su amplitud y fase en cada línea de base varían con el tiempo. Estas derivas son producidas por la instrumentación y las fluctuaciones atmosféricas. Para tratar de remover estos efectos, se ajusta primero una curva al comportamiento de la fase del calibrador a lo largo de todo el ciclo de observación. Una vez hecha esta interpolación, se subtrae este ajuste de las medidas de la fase del objeto a estudio. Quedan así en principio calibrados los datos en fase, con una precisión que vendrá determinada por cuál sea la magnitud de las fluctuaciones atmosféricas y por un balance entre  $T_{\text{cyc}}$  y la rapidez con que actúen dichas fluctuaciones. Las derivas instrumentales (que pueden tener su origen por ejemplo en errores cometidos a la hora de estimar la posición exacta de las antenas) suelen tener periodos largos, mucho mayores que  $T_{\text{cyc}}$ , por lo que tras la referencia de fase deberían en principio, quedar eliminados.

Sin embargo, en las observaciones milimétricas hay una serie de problemas que dificultan la calibración. Las derivas instrumentales y las rápidas fluctuaciones atmosféricas de la fase aumentan su magnitud conforme la frecuencia de observación es mayor. La emisión de los cuasares, que son los calibradores que se usan habitualmente en radiofrecuencias, cae como  $\nu^{-0.7}$ , por lo que en el rango milimétrico estas fuentes son débiles y generalmente no se detecta su emisión. De aquí se infiere que en observaciones de ondas milimétricas, el número de calibradores de fase es mucho menor que en observaciones de ondas centimétricas o decimétricas, y por tanto, encontrar un calibrador cercano a la fuente a estudio es muy difícil. Un problema adicional es la menor sensibilidad de los interferómetros actuales a medida que la frecuencia se incrementa.

Para tratar de reducir el efecto de la troposfera en los datos interferométricos en ondas milimétricas se han desarrollado varias técnicas. El rendimiento de este tipo de instrumentos (EVLA a 7 mm, SMA, CARMA, Plateau de Bure, ALMA a longitudes de onda  $\lesssim 3$  mm) depende en gran parte del éxito de estas técnicas de calibración. Habitualmente se han usado dos métodos (Carilli & Holdaway 1999): (1) Autocalibración y (2) interpolación rápida (*fast switching*). Sin embargo, con la construcción del gran interferómetro ALMA, varios grupos asociados a otros tantos interferómetros milimétricos de todo el mundo están buscando técnicas alternativas que permitan

asegurar una correcta calibración de fase. Uno de los grupos, asociado al interferómetro CARMA (Laura Pérez, comunicación privada), está trabajando en estos momentos en lo que se conoce como (3) acoplamiento de antenas (*paired array*). Otro grupo, asociado al SMA (Daniel Espada, comunicación privada) está trabajando en la técnica de (4) transferencia de fase. Referimos también aquí una última técnica basada en la medición de las fluctuaciones de la temperatura atmosférica: (5) la radiometría. A continuación se describen brevemente algunas de estas técnicas de calibración. La transferencia de fase se verá con más detalle en la siguiente sección.

### **Autocalibración**

De forma muy esquemática podemos decir que la autocalibración es un proceso iterativo en el que se supone un modelo para la fuente observada y se hace un ajuste de las ganancias de fase de cada antena que mejor ajustan el modelo a las observaciones (para una descripción detallada ver Cornwell & Fomalont 1999). Supongamos por ejemplo una fuente puntual. El ruido troposférico embarrará la imagen final (tras la integración temporal), moviendo la fuente de su posición real con cada fluctuación de fase. En ocasiones, la imagen final podría aparecer como una fuente resuelta (extensa, no puntual). El proceso de autocalibración trata de corregir este efecto, “poniendo en su sitio” cada medida de fase, mediante la comparación de las medidas con el modelo de fuente que le hemos introducido previamente, en un proceso iterativo de minimización de  $\chi^2$ . Para poder aplicar la autocalibración, la fuente a estudio debe tener una señal a ruido mínima en cada línea de base (al menos  $3\text{-}\sigma$  para el VLA por ejemplo) y es necesario un conocimiento previo de la fuente, que permita crear un modelo suficientemente realista. Finalmente, la autocalibración elimina la dependencia del ruido de la fase con la línea de base. El ruido residual depende del tiempo que se le dé al promediado de la autocalibración. Cuanto menor sea ese tiempo, más fidedigno será el seguimiento de las fluctuaciones troposféricas (al menos idealmente).

### **Interpolación rápida (Fast Switching)**

Consiste en una calibración estándar por referencia de fase que intercala observaciones de un calibrador de fase intenso y cercano a la fuente de observación. Sin embargo, el ciclo de observación calibrador–fuente–calibrador debe ser suficientemente corto para tratar de monitorear las variaciones de fase de origen troposférico de manera aceptable. Una vez se tienen todos los datos, se interpolan las soluciones de fase del calibrador a los intervalos donde se observó la fuente de interés científico. Habitualmente, en las observaciones del VLA a 7 mm, se utilizan ciclos muy cortos de en torno a un minuto. Con esto es suficiente para controlar las fluctuaciones de fase troposféricas. Algunos estudios realizados con el SMA muestran que al aumentar el tiempo del ciclo de observación, la señal a ruido (SNR) de las fuentes decrece linealmente, aunque este



comportamiento se observa preferentemente en días con poca humedad. En días con inestabilidad atmosférica o con grandes índices de humedad, la señal a ruido suele ser mala independientemente de la duración del ciclo de observación (comunicación privada con Daniel Espada; ver también Lal et al. 2007).

Esta técnica se usa de forma rutinaria con el VLA a 7 mm, pero todavía no se ha adoptado en el SMA como estándar. En el SMA se suele utilizar una combinación entre la calibración estándar, con ciclos largos de  $\sim 20$  minutos, y la autocalibración. Con el primer procedimiento se corrigen cambios de fase con periodos largos y mediante la autocalibración se eliminan las fluctuaciones más rápidas producidas por la troposfera.

### **Asociación de antenas**

Esta técnica consiste en calibrar usando un conjunto de antenas adicional. Estas antenas trabajan de forma simultánea junto con las antenas del interferómetro. Mientras el interferómetro observa la fuente de interés científico, las antenas de calibración observan un calibrador cercano a dicha fuente (e.g., Holdaway 1992; Asaki et al. 1996, 1998). En su forma más sencilla, la técnica consiste en transferir las soluciones de fase obtenidas por cada antena de calibración a las antenas del interferómetro más cercanas. El equipo de CARMA que trabaja en el denominado PACS (*Paired Antenna Calibration System*; ver por ejemplo Pérez et al. 2010) asocia a cada antena del interferómetro, una antena de calibración situada unos 25 metros al sur de la primera. Con esto, para calibrar los datos, sólo necesitan restar la fase del calibrador de referencia en cada línea de base. Sus resultados parecen demostrar que este tipo de calibración puede corregir totalmente las fluctuaciones troposféricas, si bien es verdad que se consigue a costa de utilizar un gran número de recursos en la calibración (en número de antenas disponibles para el proyecto científico y tiempo de observación).

### **Radiometría**

Consiste en medir las fluctuaciones de la temperatura de la atmósfera. Al estar ésta relacionada con la columna de vapor de agua y ésta a su vez con el exceso de camino que recorre una onda electromagnética, se puede derivar, gracias a estudios teóricos y empíricos, el comportamiento de la fase a una determinada frecuencia (para ver en detalle, Thompson, Moran, & Swenson 1986). Aunque se han llevado a cabo numerosos estudios en esta área en las últimas dos décadas, los requisitos que impone el método a nivel teórico e instrumental son grandes. En primer lugar se requieren sistemas de alta sensibilidad con la temperatura (decenas de mK), que sean además estables en periodos largos. También son necesarios modelos de la troposfera muy precisos y por

último, una calibración regular de la relación entre la temperatura de brillo y la columna de vapor de agua.

#### A.4. Transferencia de fase

A continuación comentaremos una técnica (transferencia de fase o *phase transfer*) que puede ser utilizada siempre y cuando un interferómetro posea la capacidad de efectuar observaciones simultáneas a dos frecuencias distintas (como el SMA o como se espera que ALMA pueda realizar en un futuro) con una respuesta en fase lo suficientemente estable. Esta técnica consiste en realizar observaciones simultáneas a dos frecuencias distintas, calibrar los datos de baja frecuencia (donde existe un mayor número de calibradores de fase intensos y el comportamiento de los interferómetros es mucho más estable que a altas frecuencias) y trasladar esta calibración de fase a los datos de alta frecuencia haciendo uso de un factor de escala adecuado. Esta técnica ha sido probada con éxito en muy pocas ocasiones debido a los mencionados requerimientos de estabilidad en la respuesta de los instrumentos. En esta sección se describirá además la aplicación de la transferencia de fase a los datos obtenidos con el SMA a 220 y 658 GHz simultáneamente.

##### Teoría

Hemos visto que el índice de refracción del vapor de agua es prácticamente constante con la frecuencia (desde longitudes de onda de metros hasta milímetros e incluso en ondas submilimétricas). Por tanto, es fácil comprobar que, como primera aproximación, el comportamiento de la fase (producido por las fluctuaciones del vapor de agua en la troposfera) a una frecuencia  $\nu_1$ , puede ser extrapolado a otra frecuencia  $\nu_2$ , sin más que multiplicar por el factor adecuado. De hecho se puede ver que el comportamiento de las fases está escalado por el cociente entre ambas frecuencias (considerando de nuevo, que el índice de refracción es no dispersivo).

Supongamos que sobre una antena hay una columna de vapor de agua determinada. Consideremos ahora la fase de la línea de base A-B de un interferómetro a la frecuencia  $\nu$  (ver ecuación A.2),

$$\phi_{AB}(\nu) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot N(\nu) \cdot (D_B - D_A) . \quad (\text{A.14})$$

Al dividir esta cantidad medida a las dos frecuencias  $\nu_1$  y  $\nu_2$  se obtiene,

$$\frac{\phi(\nu_1)}{\phi(\nu_2)} = \frac{\nu_1}{\nu_2} \cdot \frac{N(\nu_1)}{N(\nu_2)} . \quad (\text{A.15})$$

De aquí, es fácil ver que lejos de las líneas de resonancia (donde el índice espectral de la troposfera sí es dispersivo), el segundo factor de la parte derecha de la ecuación 15 se cancela, obteniéndose

que la relación entre las fases a distintas frecuencias es igual al cociente entre las mismas. Esto no siempre es así, por ejemplo, en el rango en el que se puede sintonizar el receptor de alta frecuencia del SMA (620-700GHz), hay que tener en cuenta los efectos producidos por dos importantes líneas de resonancia de la molécula de agua. En este rango de frecuencias, el cociente  $\frac{N(\nu_1)}{N(\nu_2)}$  puede variar entre 0.8 y 1.1 (siendo la frecuencia de referencia  $\nu_2 = 230$  GHz, ver por ejemplo Hunter et al. 2005).

### Antecedentes

Aunque esta técnica todavía no ha sido utilizada con éxito en su forma más ventajosa, en la que teóricamente se podrían remover todos los efectos adversos de la troposfera en las observaciones interferométricas, sin más que conocer el comportamiento de la fase a baja frecuencia, se pueden encontrar en la literatura algunas pruebas pioneras. Así, Kasuga et al. (1990) mostraron mediante medidas “casi simultáneas” a dos frecuencias, que las fluctuaciones de fase tenían una relación casi lineal con la frecuencia observada en un rango entre 43 GHz y 88 GHz. Asaki et al. (1996, 1998) lograron escalar las fases de 19.45 GHz a 146.81 GHz usando dos antenas diferentes del Nobeyama Millimeter Array, en un experimento de asociación de antenas. El mismo tipo de experimento es el que se está desarrollando actualmente en CARMA (usando frecuencias de 30 GHz en las antenas calibradoras y 220 GHz en las antenas del interferómetro, en este caso). Estos experimentos no han podido aprovechar todo el potencial de la transferencia de fase en sí, puesto que además de utilizar antenas de calibración (diferentes de las del interferómetro), tienen que observar calibradores con el interferómetro de manera que se puedan corregir las derivas instrumentales que provoca el hecho de estar calibrando los datos científicos con un conjunto de antenas distinto al de las del interferómetro.

Middelberg et al. (2005) realizaron una transferencia de fase entre 15 y 43 GHz y entre 15 y 86 GHz con el VLBA. En esta ocasión se intercalaron temporalmente observaciones a distintas frecuencias. Los ciclos de observación eran de 50 segundos (22 segundos a 15 GHz y 28 segundos a alta frecuencia), perdiéndose en promedio unos 15 segundos por ciclo (es decir, casi un 25 % del tiempo de observación). Estas observaciones, aunque demuestran que se puede conseguir una calibración mediante transferencia de fase, tampoco presentan la mayor eficiencia en su desarrollo (sin embargo, esta técnica podría ser una de las consideradas cuando ALMA esté operativo).

Sohn et al. (2006) usando el VLBI coreano presentaron evidencias de que la transferencia de fase puede lograrse en instrumentos con capacidad para trabajar a dos frecuencias distintas simultáneamente. Las pruebas más sistemáticas realizadas hasta la fecha, se iniciaron en el SMA (ver Hunter et al. 2005) a partir de los datos de un mes de observaciones en enero de 2005. El SMA es un interferómetro que ofrece la posibilidad de realizar observaciones simultáneas a dos frecuencias muy separadas (teóricamente el SMA puede trabajar entre 180 y 690 GHz). En este

sentido, se han presentado algunos trabajos no arbitrados (conferencias y posters) que indicarían la posibilidad de llevar a cabo la transferencia de fase con el SMA. Por otra parte, los resultados de pruebas efectuadas para comprobar la estabilidad de los receptores en las mediciones de fase han sido negativos. Los cambios en la temperatura ambiente provocan derivas en la fase. Otro tipo de variables de ingeniería o electrónica podrían también provocar saltos y derivas de fase (ya que se ve que son efectos dependientes de cada antena). Este comportamiento anómalo de los receptores está provocando que la transferencia de fase no se pueda aplicar de manera sistemática con el SMA. Sin embargo, en ciertas ocasiones en las que el comportamiento de los receptores es suficientemente estable, es posible que se pueda aplicar este tipo de calibración.

### **Calibración en VX Sgr y GGD27**

En artículo presentado en el capítulo 3 se presentaron las observaciones simultáneas a 220 GHz y 655 GHz obtenidas con el SMA en GGD27. Esos datos fueron obtenidos en agosto de 2005 y la estrategia observacional incluía la posibilidad de calibrar los datos a 658 GHz de tres formas diferentes. El ciclo de observación tuvo la siguiente secuencia: 5 minutos sobre VX Sgr (una supergigante roja con emisión máser muy intensa de SiO a 215.596 GHz y de agua a 658.007 GHz), 10 minutos sobre GGD27 (la fuente a estudio) y 5 minutos sobre 1911-201 (un cuasar). Además se observaron algunas lunas y planetas para efectuar la calibración de flujo.

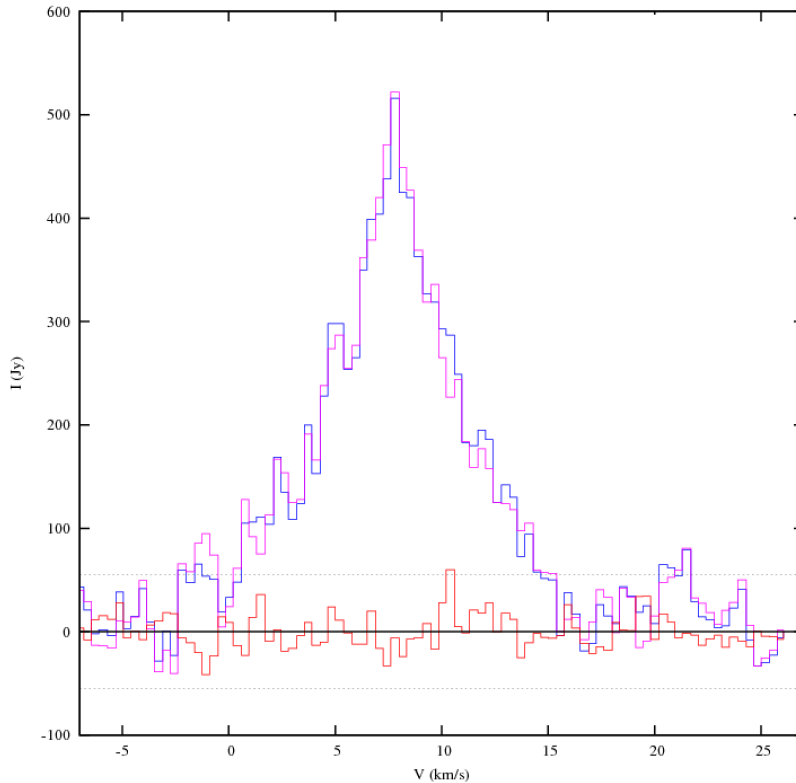
Las tres estrategias para calibrar la fase a 658 GHz fueron: (1) referencia de fase con el cuasar 1911-201 (este es el procedimiento habitual en la calibración de observaciones milimétricas que funcionó con los datos a 215 GHz); (2) referencia de fase con el máser de agua a 658 GHz de VX Sgr (se esperaba poder usar su intensa emisión y naturaleza puntual como calibrador); (3) transferencia de fase usando los datos de GGD27 calibrados a 215 GHz y los coeficientes de transferencia entre el máser de SiO a 215 GHz y el máser de agua de VX Sgr a 658 GHz.

De las tres técnicas, la primera, usando el cuasar 1911-201 no pudo llevarse a cabo, ya que a 658 GHz, este objeto es demasiado débil (menos de 1.2 Jy) y no pudo ser detectado. Este caso ejemplifica a la perfección los problemas que se presentan en la calibración de fase a altas frecuencias, que impiden la aplicación de técnicas estándar. En segundo lugar, probamos la referencia de fase usando el máser de agua de la estrella VX Sgr con buenos resultados. Esta es una técnica bastante novedosa. De hecho sólo existe un artículo publicado, previo al nuestro, en el que se utiliza esta técnica de calibración con el SMA trabajando a alta frecuencia (Chen et al. 2007). Se han encontrado máseres de agua a 658 GHz (con intensidades de miles de janskys) en 16 estrellas supergigantes rojas (ver Hunter et al. 2007), pero su búsqueda no se ha extendido todavía al hemisferio sur. Sin embargo, se piensa que este tipo de fuentes pueden ser de gran ayuda a la hora de calibrar la fase de los datos que obtenga ALMA en bandas submilimétricas. En al menos 14 de estas 16 supergigantes rojas se ha detectado emisión de SiO a 215 GHz, además de la emisión

máser de agua. Los estudios de perfiles de velocidad y la naturaleza compacta de estos máseres se han interpretado como una evidencia de que ambos máseres pueden tener un origen físico común (Menten & Young 1995). Este hecho se encuentra en la base de su aplicación a la hora de probar el funcionamiento de la técnica de transferencia de fase con el SMA. A continuación se expone la descripción completa del proceso de calibración mediante transferencia de fase que se intentó tanto con los datos de GGD27 (nuestra fuente a estudio) como con los del propio calibrador, VX Sgr.

En primer lugar se corrigieron los datos a alta y baja frecuencia por efectos de temperatura de sistema (rutina SMAFIX de Miriad). Luego se efectuó la calibración de *bandpass* con la rutina UVGAINS de MIRIAD (esta rutina efectúa una corrección para cada línea de base), ya que las rutinas estándar (BPASS) no funcionaron correctamente para los datos de alta frecuencia. Como calibrador de *bandpass* se utilizó el quasar 3c454.3, detectado tanto a baja como a alta frecuencia (ya que este quasar se encontraba en un período de actividad alta, con una densidad de flujo elevada). A continuación se desecharon los datos del comienzo y el final del *track*, puesto que el comportamiento de la fase sufría de grandes fluctuaciones debido a la baja altitud sobre el horizonte de VX Sgr y GGD27. Los datos de la antena 7 fueron también eliminados por presentar un comportamiento anómalo en la fase (debido seguramente a problemas instrumentales). Llegados a este punto, se seleccionaron los canales más intensos de los dos máseres de VX Sgr: el de SiO a 215.596 GHz y el de H<sub>2</sub>O a 658.007 GHz. Para cada máser se construyeron sendos pseudo-continuos, escogiendo sólo los canales más intensos y con una fase estable entre ellos. Después, se autocalibraron los canales de pseudo-continuo, tomando un intervalo temporal de 10 minutos. Este intervalo, bastante mayor que la duración de un escaneo (un minuto), se esperaba suficiente para tratar de minimizar los efectos de *aliasing* comentados en Lay (1997a,b). La calibración corregía de este modo los problemas de fase con periodos mayores a 10 minutos (habitualmente derivas instrumentales y algunos efectos atmosféricos), pero no podía corregir las fluctuaciones más pronunciadas de la troposfera que se dan en tiempos menores a 5 minutos.

En este punto, se comprobó que la correlación entre las fases del máser de SiO y las del máser de H<sub>2</sub>O era superior al 80%. La Fig. 6 del apéndice en Fernández-López et al. (2011) (paneles (a), (b) y (e)) muestra cómo, para cada línea de base, la pendiente y el corte con el eje x de las correlaciones es diferente. De hecho, parece haber una relación lineal de las pendientes de la correlación con la longitud de cada línea de base. Esto sugiere la existencia de efectos de instrumentación localizados en el paso de la señal entre las antenas y el correlador. Por otra parte, las derivas de fase en escalas grandes de tiempo, muestran un comportamiento bastante lineal (ver paneles (a) y (b) de la citada figura). Esto nos permitió remover estas derivas lentas de fase autocalibrando los datos de cada máser con un tiempo de promediado de 10 minutos. Después, volvimos a buscar una correlación lineal entre las fases de ambos máseres, pero en esta ocasión, las señales no estaban correlacionadas. Los paneles (c) y (d) de la Fig. 6 en Fernández-López et al. (2011) muestran las fases de los dos máseres después de autocalibrar para dos líneas de



**Figura A.3:** Espectros del máser de  $\text{H}_2\text{O}$  a 658 GHz obtenidos al aplicar la transferencia de fase (línea rosa) y las ganancias obtenidas al autocalibrar el pseudo-continuo (línea azul). Los residuos (línea roja) no sobrepasan el nivel de  $3\sigma$  indicado por las líneas punteadas.

base distintas. Las fases de los máseres, una vez corregidas de los efectos instrumentales, no están relacionadas linealmente por el cociente entre sus frecuencias, lo que parece ir en contra de lo esperado por la teoría. Sin embargo, en este caso, el ruido de la fase a 658 GHz ( $\sim 40^\circ$ ), probablemente enmascara el comportamiento teórico.

A pesar de que el ruido a alta frecuencia es pues bastante grande, se trató de aplicar la técnica de transferencia de fase. Se escalaron las soluciones de ganancia de fase de los datos a 215 GHz, obtenidas en la autocalibración, a los datos sin calibrar de VX Sgr a 658 GHz. Para ello se usó la rutina de Miriad PHATRANS, que extrapoló las ganancias de fase obtenidas a 215 GHz con el máser de SiO, usando la relación lineal entre las ganancias de fase obtenidas de los canales de pseudo-continuo de los máseres de SiO y  $\text{H}_2\text{O}$ . Después de la calibración de fase, se aplicó la calibración de flujo usando Ceres, se substrajo el nivel de continuo con la rutina de Miriad UVLIN y se obtuvo un cubo de velocidades del máser de VX Sgr a 658 GHz (tras el proceso de limpieza y restauración usuales). Tras 5 iteraciones de autocalibración finales, la imagen tenía un rms de  $16 \text{ Jy beam}^{-1}$  y una SNR de 36.

Para comprobar la validez de la transferencia de fase se llevó a cabo una calibración similar de los datos de VX Sgr a 658 GHz, pero esta vez aplicando directamente las ganancias de fase del canal de pseudo-continuo del máser de H<sub>2</sub>O (referencia de fase con máser). La única diferencia con la calibración de transferencia de fase fue el paso de la calibración de fase. En esta ocasión, el cubo de velocidades tenía un rms de 16 Jy beam<sup>-1</sup> y una SNR algo mayor, de 38. La Fig. A.3 muestra los espectros obtenidos con ambas técnicas de calibración. Los residuos no sobrepasan el nivel de  $3\sigma$ . El análisis que hicimos de las imágenes resultantes, indica que en este caso, con la transferencia de fase obtuvimos una calibración similar a la realizada con la referencia de fase, teniendo en cuenta el ruido de las imágenes y las incertidumbres del proceso de calibración.

Cuando tratamos de aplicar la transferencia de fase a los datos de GGD27, sin embargo, la fuente no fue detectada. Esto impidió aplicar la primera autocalibración y por tanto, no pudimos finalizar el procedimiento de transferencia de fase. En el artículo Fernández-López et al. (2011) concluimos que la transferencia de fase funcionó para el brillante máser de H<sub>2</sub>O de VX Sgr, y no así, al tratar de calibrar la emisión mucho más débil del continuo de GGD27. Esto sugiere que el procedimiento puede funcionar en fuentes suficientemente intensas como para poder corregir los efectos de lenta deriva de fase (mediante autocalibración, por ejemplo), pero no en fuentes débiles en las que no se pueda aplicar una primera autocalibración.

Para calibrar los datos de GGD27 a 658 GHz se utilizaron las soluciones de las ganancias obtenidas al autocalibrar el máser de H<sub>2</sub>O. Posteriormente se autocalibró el mapa inicial. Primero se autocalibró el mapa utilizando un tiempo de 30 minutos y, en cada iteración, se disminuyó el tiempo de integración hasta llegar a 3 minutos. De este modo, primero se corrigen los efectos instrumentales o derivas de fase a escalas largas, para después ir corrigiendo fluctuaciones cada vez más rápidas producidas por la troposfera. Este procedimiento resultó finalmente exitoso.





# La nueva generación de interferómetros

El tiempo durante el que se ha realizado el presente trabajo de tesis doctoral, ha estado jalonado de noticias importantes en referencia a la mejora de los grandes interferómetros que trabajan en longitudes de onda que van desde el radio hasta el submilimétrico, así como la construcción de otros nuevos. El SMA amplió el ancho de banda que puede operar su correlador, pasando de tener un ancho máximo de 4 GHz, a tener uno de 8 GHz (en realidad, el SMA puede operar dos bandas de 2 o 4 GHz, separadas por 10 GHz). Además se fabricaron e instalaron nuevos receptores para trabajar en el rango de 320–420 GHz, con lo que se permite un modo de observación muy peculiar, en el que se obtienen datos de dos receptores sintonizados en la misma frecuencia simultáneamente (lo que conlleva una mejora en un factor  $\sqrt{2}$  adicional en la sensibilidad del instrumento al observar líneas espectrales y, por tanto, en la eficiencia de observación). Cabe precisar que este modo presenta una limitación: debe operar con bandas de 2 GHz de ancho, no puede hacerlo con las bandas de 4 GHz, con lo que las observaciones de continuo a 320–350 GHz (frecuencias a las que se solapan dos receptores distintos) no mejoran su sensibilidad con respecto a las observaciones con un solo receptor y un ancho de banda de 4 GHz.

Además del SMA, los interferómetros CARMA, Plateau de Bure y VLA también han hecho o harán en los próximos años modificaciones importantes en la capacidad de sus instrumentos. CARMA acaba de aumentar el número de líneas de base operativas a 253, implicando de este modo las 23 antenas que componen este interferómetro, por medio de la instalación de receptores nuevos e idénticos en todas las antenas, que además tienen un ancho de banda de 8 GHz por cada *sideband* (ver sección B.3). En PdBI se ha montado un nuevo receptor que ya trabaja a 0.8 mm (277–371 GHz) y el proyecto *Noema* tiene como objetivos doblar el número de antenas de 15 m del interferómetro (de 6 a 12), incrementar la línea de base este–oeste (de 800 a 1600 m) e incrementar el ancho de banda del correlador de 8 GHz a 32 GHz. El VLA hizo cambios tan importantes, que los responsables de este instrumento decidieron incluso cambiar su nombre por

el de EVLA (Expanded Very Large Array). Por último, uno de los proyectos de mayor envergadura relativos a la astronomía a nivel mundial está a punto de hacerse operativo: ALMA.

En este apéndice se tratarán de resumir algunas de las capacidades y mejoras de los dos radio interferómetros tal vez más importantes (cada uno en su rango espectral), y que pronto podrán usarse en forma estándar: EVLA y ALMA. También se incluye un apartado acerca de las capacidades de CARMA, que es el interferómetro al que este doctorando estará asociado en los próximos años.

Se ha tratado de hacer un resumen que pueda servir como herramienta para el desarrollo de propuestas de observación.

## B.1. EVLA

El *Expanded Very Large Array* (EVLA) es un interferómetro compuesto por 27 antenas con platos parabólicos de 25 metros de diámetro. Se ubica a 2100 metros sobre el nivel del mar, en los llanos de San Agustín, al suroeste del estado de Nuevo México (USA). Normalmente, el EVLA observa fuentes con declinaciones comprendidas entre  $-15^\circ$  y  $75^\circ$ , aunque es posible observar fuentes con declinaciones menores, obteniendo un haz menos simétrico.

Las antenas del EVLA son desplazadas de forma periódica a lo largo de unos raíles instalados a tal efecto. Hay cuatro configuraciones principales en las que se disponen las antenas: A, B, C y D, con líneas de base máximas de 36.4 km, 11.1 km, 3.4 km y 1.0 km, respectivamente. La obtención de tiempo de observación es abierta a toda la comunidad científica, y es necesario enviar una propuesta bien justificada unos seis meses antes de realizarse las observaciones (hay dos plazos para el envío de propuestas al año). Las propuestas son analizadas posteriormente por un comité de evaluación. Actualmente, se puede acceder al uso del EVLA mediante el así llamado programa abierto de observaciones de riesgo compartido (*Open Shared Risk Observing*, OSRO).

### B.1.1. ¿Qué hay de nuevo en el EVLA?

Las mejoras que se están llevando a cabo en el EVLA tienen los siguientes objetivos:

- Completar el cubrimiento en frecuencias entre 1 y 50 GHz
- Mejorar la sensibilidad un factor 10 (incrementando el ancho de banda espectral)
- Implementar un nuevo correlador que permita procesar todo el ancho de banda con un mínimo de 16384 canales por línea de base.

Tabla B.1. Tabla comparativa de las características del VLA–EVLA

Parámetro	VLA	EVLA (OSRO)	EVLA (2013)
Sensitividad de continuo ( $1-\sigma$ en 9 h. a 6 cm)	10 $\mu$ Jy	2 $\mu$ Jy	1 $\mu$ Jy
Ancho de banda máximo por polarización (GHz)	0.1	2	8
Número de sub-bandas	1	16	64
Número máximo de canales con ancho máximo de banda	16	4096	16384
Log (Cubrimiento en frecuencia entre 1 y 50 GHz)	22 %	94 %	100 %

Para conseguir estos cambios, cada antena del interferómetro contará con 8 receptores diferentes, ubicados en su foco secundario, que permitirán cubrir todo el rango de frecuencias entre 1 y 50 GHz. Además se ha instalado un nuevo correlador (*Wideband Interferometric Digital ARchitecture*, WIDAR), que incrementará el ancho de banda hasta en un factor 80 y permitirá procesar la señal con un número de canales espectrales superior en aproximadamente un factor 1000.

### B.1.2. Configuración de antenas en el EVLA

Una de las modificaciones que más afecta la planeación de propuestas es la inversión en el orden en el que se dan las configuraciones del arreglo. Actualmente esta es la secuencia que se sigue en aproximadamente 16 meses: D  $\rightarrow$  C  $\rightarrow$  B  $\rightarrow$  A  $\rightarrow$  D. En este momento, las previsiones para los próximos semestres son:

- Ago 2011 – Ene 2012  $\rightarrow$  Configuración D a C (fecha límite propuestas Feb 2011)
- Ene 2012 – Ago 2012  $\rightarrow$  Configuración C a B (fecha límite propuestas Ago 2011)
- Ago 2012 – Ene 2013  $\rightarrow$  Configuración B a A (fecha límite propuestas Feb 2012)

Cabe señalar también que, al menos hasta enero de 2013, no se podrá utilizar la antigua capacidad del VLA de disponer el interferómetro en distintos sub-interferómetros.

### B.1.3. Bandas de frecuencia

El ancho de banda máximo que se podrá usar con el EVLA no estará disponible en todas las bandas de frecuencia durante el OSRO. Estas son las bandas que contarán con todos los receptores

Tabla B.2. Características de las configuraciones

Configuración	$B_{max}$ (km)	$B_{min}$ (km)	Beam a 7 mm (")	L.A.S. a 7 mm (")	Beam a 6 cm (")	L.A.S. a 6 cm (")	Propuesta fecha límite	Período de observación
C	3.4	0.035	0.47	32	3.6	240	Ago 2011	Ene 2012–Abr 2012
B	11.1	0.21	0.14	3.9	1.1	29	Ago 2011	May 2012 –Ago 2012
A	36.4	0.68	0.04	1.2	0.33	8.9	Feb 2012	Sep 2012–Ene 2013
D	1.03	0.035	1.5	32	12	240	...	...

Nota. —  $B_{max}$  y  $B_{min}$  son las longitudes máxima y mínima de una línea de base en cada configuración. L.A.S. son las siglas de *Largest Scale Structure*, que se define como el tamaño máximo de una estructura que el interferómetro es capaz de detectar.

EVLA (es decir, que ya estén montadas en todas las antenas) durante el OSRO (ver también Tabla B.3):

- C (6 cm), K (1.3 cm), Ka (1 cm) y Q (7 mm) a partir de Septiembre de 2011.
- L (20 cm), S (nueva banda a 13 cm), X (3 cm) y Ku (nueva banda a 2 cm) a partir de Enero de 2013.

Cada receptor puede sintonizar dos frecuencias por banda (es decir tiene dos *sidebands*, que en el EVLA se denominan *basebands*). El ancho de estos *basebands* es actualmente de 1 GHz, pero se espera que alcance los 4 GHz al comienzo de 2013. Se puede disponer la separación entre los *basebands* de forma arbitraria, mientras el rango de frecuencia entre el borde inferior de un *baseband* y el borde superior del otro no sea mayor que 8 GHz (para las bandas Ka y Q existen algunas otras restricciones). Cada *baseband* recibe además dos polarizaciones (polarización circular dextrógira, RCP, y polarización circular levógira, LCP).

#### B.1.4. El correlador WIDAR

Durante el tiempo que dure el OSRO, las capacidades del EVLA no alcanzarán todavía las que se espera que tenga cuando el interferómetro esté completo. Sin embargo, en el ínterin se podrán planear observaciones con receptores que ofrecen mayores anchos de banda que el VLA y cuyas señales serán correladas por el WIDAR, que ya está operativo.

Tabla B.3. Bandas y frecuencias

BANDA	Rango de frecuencia (GHz)	Longitud de onda asociada (cm)	Instalación completa
Banda 4	0.062–0.078	400	Ene 2013?
L	1.0–2.0	20	Ene 2013
S <sup>(1)</sup>	2.0–4.0	13	Ene 2013
C	4.0–8.0	6	Sep 2011
X	8.0–12.0	3	Ene 2013
Ku <sup>(1)</sup>	12.0–18.0	2	Ene 2013
K	18.0–26.5	1.3	Sep 2011
Ka	26.5–40.0	1	Sep 2011
Q	40.0–50.0	0.7	Sep 2011

<sup>(1)</sup>Banda nueva.

Cada uno de los dos basebands de 1 GHz que ofrecen los nuevos receptores está dividido en 8 sub-bandas con tamaños configurables por el usuario. El ancho máximo de cada sub-banda es de 128 MHz, y el mínimo de 0.03125 MHz. Todas las sub-bandas deben tener el mismo ancho de banda y deben ser contiguas en frecuencia dentro de cada baseband (aunque más adelante se podrán disponer de forma independiente las características de cada sub-banda por separado). Además, el correlador se puede configurar en tres modos, que producen uno, dos, o cuatro productos de polarización (esta característica también se podrá elegir de modo independiente para cada sub-banda en un futuro). En un experimento de dos polarizaciones por *baseband* (para obtener parámetros de Stokes I y V), el número de canales por cada sub-banda es 128, que, dependiendo del ancho de banda usado, da resoluciones espectrales entre  $0.002 \text{ km s}^{-1}$  y  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  a 7 mm y entre  $0.01 \text{ km s}^{-1}$  y  $50 \text{ km s}^{-1}$  a 6 cm.

### B.1.5. Experimentos de continuo y de línea en bandas C, K y Q

Supongamos ahora que se quiere elaborar una propuesta para observar una fuente de continuo en bandas C y Q (que son las que tienen ya instalados los receptores EVLA) en la próxima configuración C del EVLA. La resolución angular que se va a obtener es de  $3''.5$  y  $0''.5$  a 6 cm y 7 mm, respectivamente. La estructura de mayor tamaño que podrá detectar el EVLA en esta configuración es de  $240''$  y  $32''$  a 6 cm y 7 mm, respectivamente. La sensibilidad para el continuo, asumiendo un ancho de banda de 2 GHz y un tiempo de integración total en la fuente de 4 horas, es de  $1.9 \mu\text{Jy}$  y  $8.5 \mu\text{Jy}$  a 6 cm y 7 mm, respectivamente (es decir, las observaciones son aproxima-

Tabla B.4. Resolución espectral ofrecida por el correlador durante el OSRO.

Sub-banda (MHz)	Sub-banda a 7 mm ( km s <sup>-1</sup> )	Resolución espectral a 7 mm ( km s <sup>-1</sup> )	Sub-banda a 6 cm ( km s <sup>-1</sup> )	Resolución espectral a 6 cm ( km s <sup>-1</sup> )	Ancho total de los <sup>(1)</sup> dos basebands (GHz)
128	893	7.0	6400	50	2.048
64	447	3.5	3200	25	1.024
32	223	1.8	1600	12.5	0.512
16	112	0.9	800	6.3	0.256
8	56	0.4	400	3.1	0.128
4	28	0.2	200	1.5	0.64
2	14	0.1	100	0.8	0.32

Nota. — Los datos de esta tabla suponen que el correlador está trabajando en el modo de doble polarización. Las longitudes de onda seleccionadas son dos de las que ya cuentan con todos los receptores EVLA instalados en las antenas (banda C y banda Q). Por último, no se han incluido todas las posibilidades que ofrece el correlador, si no sólo aquellas que ofrecen un compromiso razonable entre la resolución espectral y el ancho de banda total. En 2013, todas las cantidades de las columnas 2, 4 y 6, se verán incrementadas en un factor 4.

<sup>(1)</sup>Ancho de banda total para un experimento de continuo.

damente un factor 5 más profundas, con respecto a la capacidad que ofrecía el VLA). Además, se podrán detectar líneas con un RMS de 2.6 mJy y 12.3 mJy en cada canal y una resolución espectral de 50 km s<sup>-1</sup> y 7 km s<sup>-1</sup>, a 6 cm y 7 mm respectivamente. Algunas de las líneas que se pueden observar en estas bandas se presentan en la Tabla B.5.

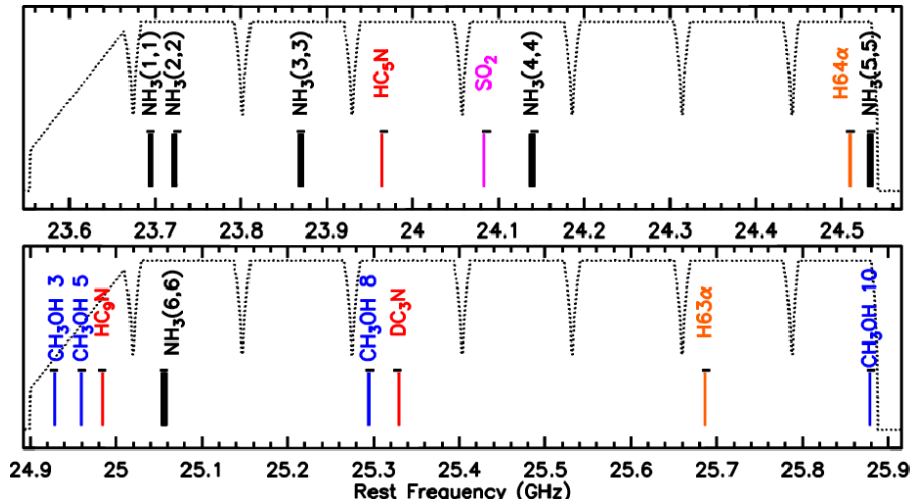
En cuanto a la observación de líneas moleculares, el RMS que se obtendrá con el EVLA será similar al obtenido con el VLA. Sin embargo, el aumento de ancho de banda y número de canales, convierten al EVLA en un instrumento idóneo para explorar la química molecular “fría” de, por ejemplo, regiones de formación estelar. Supongamos en este caso que se quiere hacer un estudio de las líneas de inversión del amoníaco en la banda K (para estimar temperatura, densidad y cinemática del gas denso). Supongamos también que se necesita una resolución espectral de 0.8 km s<sup>-1</sup>. Se seleccionará entonces un tamaño de 8 MHz (unos 100 km s<sup>-1</sup> a 23.7 GHz) por cada sub-banda, lo que nos da un ancho total de unos 800 km s<sup>-1</sup> por *baseband*. Eligiendo la configuración de los dos *basebands* adecuada, podremos observar las tres primeras transiciones (NH<sub>3</sub> (1-1), (2,2) y (3,3)) simultáneamente. Como antes, usando dos polarizaciones, el RMS obtenido en cada canal después de integrar sobre la fuente durante 4 horas, es 1.1 mJy. Una configuración de estas características habría sido imposible con el VLA, ya que este funcionaba como una sola de las sub-bandas del EVLA.

Si lo que se pretende es observar las cinco primeras transiciones de inversión del amoníaco

Tabla B.5. Algunas transiciones moleculares en las bandas C, K y Q

Transición	Frecuencia (GHz)	Energía del nivel inferior (K)
H <sub>2</sub> <sup>13</sup> CO (1 <sub>1,0</sub> -1 <sub>1,1</sub> )	4.5930885	10.5135
H <sub>2</sub> CO (1 <sub>1,0</sub> -1 <sub>1,1</sub> )	4.8296600	10.5390
CH <sub>3</sub> OH (1 <sub>1,5</sub> -6 <sub>0,6</sub> ) A++	6.6685192	33.876
NH <sub>3</sub> (1 <sub>1</sub> -1 <sub>1</sub> )	23.6944955	15.3796
NH <sub>3</sub> (2 <sub>2</sub> -2 <sub>2</sub> )	23.7226333	44.0026
NH <sub>3</sub> (3 <sub>3</sub> -3 <sub>3</sub> )	23.8701292	85.0682
NH <sub>3</sub> (4 <sub>4</sub> -4 <sub>4</sub> )	24.1394163	138.5646
NH <sub>3</sub> (5 <sub>5</sub> -5 <sub>5</sub> )	24.5329887	204.4758
NH <sub>3</sub> (6 <sub>6</sub> -6 <sub>6</sub> )	25.0560250	282.7811
NH <sub>3</sub> (7 <sub>7</sub> -7 <sub>7</sub> )	25.715182	373.4559
Si <sup>18</sup> O (1-0)	40.3528020	...
HCN (13-13)	40.7669000	980.8848
<sup>30</sup> SiO (1-0)	42.3733400	...
SiO (1-0) v=2	42.8204800	2447.3345
<sup>29</sup> SiO (1-0)	42.8798200	...
SiO (1-0) v=1	43.1220300	1229.6145
SiO (1-0) v=0	43.4237600	...
CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> CN (5 <sub>1,5</sub> -4 <sub>1,4</sub> )	43.5162050	3.6781
CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> CN (5 <sub>2,4</sub> -4 <sub>2,3</sub> )	44.7303110	6.0788
CH <sub>3</sub> OH (2 <sub>0,2</sub> -3 <sub>1,3</sub> )	44.9558100	212.241
CCS (3 <sub>4</sub> -2 <sub>3</sub> )	45.3790460	2.2420
HCCCN (5-4) v=0	45.4903138	3.0348
HCCCN (5 <sub>1</sub> -4 <sub>1</sub> ) v6=1	45.5649644	501.8515
HCCCN (5 <sub>1</sub> -4 <sub>1</sub> ) v7=1	45.602.1712	226.0423
<sup>13</sup> CS (1-0)	46.2475632	...
HCN (14-14) v2=1	47.0232000	1022.2376
SO <sub>2</sub> (31 <sub>5,27</sub> -30 <sub>6,24</sub> )	47.6606208	359.1203
SO <sub>2</sub> (14 <sub>2,12</sub> -13 <sub>3,11</sub> )	47.9134200	73.5514
SO <sub>2</sub> (21 <sub>2,20</sub> -20 <sub>3,17</sub> )	48.1204400	150.9734
C <sup>34</sup> S (1-0)	48.2069411	...
H <sub>2</sub> CO (4 <sub>1,3</sub> -4 <sub>1,4</sub> )	48.2845470	31.6729
CH <sub>3</sub> OH (1 <sub>0,1</sub> -0 <sub>0,0</sub> ) A++	48.3724558	...
CH <sub>3</sub> OH (1 <sub>0,1</sub> -0 <sub>0,0</sub> ) E	48.3768920	9.122
OCS (4-3)	48.6516043	2.4343
CS (1-0)	48.9909549	...

Nota. — Los datos de las líneas de inversión de amoníaco están extraídos del catálogo del *Jet Propulsion Laboratory*. El resto, del *Cologne Database for Molecular Spectroscopy*.



**Figura B.1:** Posible configuración para un experimento con EVLA durante la etapa OSRO (ancho total de 2 GHz). Las 16 sub-bandas, con anchos de 128 MHz, cubren las frecuencias en las que se encuentran las 6 primeras líneas de inversión de amoníaco con una resolución espectral de  $13 \text{ km s}^{-1}$ . Se pueden detectar en el mismo experimento, transiciones de  $\text{CH}_3\text{OH}$  y  $\text{SO}_2$  (trazadores de hot cores),  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{HC}_9\text{N}$  y  $\text{DC}_3\text{N}$  (que podrían dar indicios acerca de la formación de moléculas en el gas) y dos líneas de recombinación de hidrógeno,  $\text{H}63\alpha$  y  $\text{H}64\alpha$  (que pueden trazar la cinemática del gas ionizado). Además, hay suficiente continuo en las zonas fuera de las líneas (al menos 6 sub-bandas completas) para poder detectar el continuo del gas ionizado. Extraída de una presentación de Cristal Brogan, Enero 2011, Victoria (Canadá).

simultáneamente, hay que elegir un ancho de banda más amplio para cada sub-banda. Las tres primeras líneas se pueden observar en el primer *baseband*, y las líneas  $\text{NH}_3$  (4,4) y (5,5), en el segundo. Este tipo de configuración necesita sub-bandas de al menos 64 MHz de ancho ( $\sim 800 \text{ km s}^{-1}$ ) que ofrecen una resolución espectral de  $\geq 6 \text{ km s}^{-1}$  en banda K. El RMS por canal con una integración de 4 horas es de unos  $220 \mu\text{Jy}$ . La posibilidad de observar simultáneamente todas estas líneas, e incluso algunas otras más, con gran resolución espectral, se hará real cuando se puedan sintonizar las sub-bandas de modo independiente. En 2013, cuando los 8 GHz de continuo estén disponibles, las configuraciones con múltiples líneas serán algo completamente habitual.

Cabe mencionar por último, que dado el ancho de banda que va a ofrecer el EVLA, van a ser más frecuentes las observaciones de líneas de recombinación de hidrógeno, que pueden trazar la cinemática del gas ionizado. En la banda C caen 23 líneas de recombinación de hidrógeno (con  $n=94-117$ ), en la banda K caen 7 ( $n=63-70$ ), en la banda Ka 7 más ( $n=55-62$ ) y en la banda Q, 4 ( $n=51-54$ ).



Tabla B.6. Bandas y frecuencias

BANDA	Rango de frecuencia (GHz)	Longitud de onda central (mm)	Beam <sup>(1)</sup> (")	Haz primario (")	LAS (")	Operativa durante ciencia temprana?
3	84–116	3.10	2.4/0.045	52	37	sí
4	125–163	2.10	–/0.030	37	32	no
5 <sup>(2)</sup>	163–211	1.60	–/–	29	23	no
6	211–275	1.25	1.0/0.018	22	18	sí
7	275–373	0.95	0.74/0.014	16	12	sí
8	385–500	0.70	–/0.010	12	9	no
9	602–720	0.45	0.35/0.007	8.5	6	sí
10	787–950	0.35	–/0.006	6.4	5	no

<sup>(1)</sup>Se dan valores aproximados para el período de ciencia temprana y el momento en el que ALMA esté completo, respectivamente. El tamaño del beam se ha estimado, en este segundo caso, para la configuración con líneas de base más extensas (de hasta 16 km).

<sup>(2)</sup>Este receptor sólo estará disponible en algunas antenas.

## B.2. ALMA

Sin duda, el telescopio que está llamado a revolucionar la ciencia en la próxima década es el *Atacama Millimeter/submillimeter Array* (ALMA). Está ubicado en el llano de Chajnantor en el desierto de Atacama (Chile) a unos 5000 m de altura y podrá observar objetos con declinaciones comprendidas entre  $-85^\circ$  y  $40^\circ$  (suponiendo que los objetos se puedan observar por encima de  $25^\circ$  sobre el horizonte). ALMA consistirá en un arreglo de 50 antenas de 12 m (*12 m Array*), 12 antenas de 7 m (el denominado *ALMA Compact Array*, o ACA) y 4 antenas de 12 m (*Total Power Array*, o TPA). ALMA es un impresionante proyecto multinacional (un consorcio de instituciones de investigación públicas de Estados Unidos, Japón, Europa, y Taiwan).

Esta sección está dirigida a dar algunas pinceladas de las capacidades de ALMA durante el período denominado de “ciencia temprana” (o *Early Science*, que durará hasta que el interferómetro esté definitivamente construido), y del interferómetro en el momento final de su construcción (que se espera para principios de 2013). Además se resumirán los detalles técnicos de estas dos fases en algunas tablas que pueden resultar útiles a la hora de elaborar propuestas de observación.

El primer período de propuestas, se abrirá el 1 de Junio de 2011 y concluirá el 30 de Junio de 2011, y las primeras observaciones comenzarán a realizarse el 30 de Septiembre de 2011.

### B.2.1. ALMA en su fase 0 o fase de “ciencia temprana”

De forma esquemática, las características de ALMA durante la fase de ciencia temprana (también llamada fase o ciclo 0) serán:

- ALMA trabajará con al menos 16 antenas del 12 m Array.
- Habrá dos posibles configuraciones: compacta (líneas de base entre 18 y 125 m) y extendida (líneas de base entre 36 y 400 m).
- Líneas de base de hasta 400 m, lo que dará una resolución angular de aproximadamente  $0''.25$  a  $450 \mu\text{m}$ .
- Receptores en operación: 3, 6, 7 y 9 (3 mm, 1 mm,  $800 \mu\text{m}$  y  $450 \mu\text{m}$ ).
- Haz primario de  $\sim 10''$  a  $450 \mu\text{m}$ , con la posibilidad de hacer mosaicos.
- Modos disponibles del correlador: 21.
- 4 bandas con anchos de entre 59 MHz a 2 GHz.
- Modo típico de continuo: 2 GHz de ancho por banda, con 128 canales de  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  de ancho cada uno a  $450 \mu\text{m}$ .
- Modo de línea con una resolución de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  a  $450 \mu\text{m}$ : 1.8 GHz de ancho por banda y 3840 canales cada banda.
- Sensitividad del continuo: 4 mJy en 1 minuto de integración a  $450 \mu\text{m}$  (unas 20 veces mejor que el desempeño esperado para el SMA, pero unas 1000 veces mejor que el que se ha conseguido de forma efectiva con él a esa frecuencia).
- Sensitividad en línea espectral: 250 mJy en 1 minuto de integración a  $450 \mu\text{m}$  (unas 100 veces mejor que el obtenido con el SMA en el mismo tiempo).

Sin embargo, durante esta fase, el interferómetro tendrá algunas limitaciones:

- No se podrán mezclar bandas con distintos anchos de frecuencia.
- Las antenas de ACA y TPA no estarán disponibles, lo que limitará la sensibilidad de ALMA a estructuras unas 10 veces mayores que el haz primario.
- Capacidad limitada para hacer mosaicos (de hasta 50 posiciones).
- No será posible usar el modo de polarización.

Tabla B.7. Algunos de los modos del correlador durante el período de ciencia temprana.

Modo	Longitud de onda (mm)	Número de canales total en los 4 basebands	Resolución espectral ( $\text{km s}^{-1}$ )	Ancho de banda total en los 4 basebands (GHz)
7	3	15360	1.5	7.5
7	1	15360	0.49	7.5
7	0.45	15360	0.22	7.5
12	3	15360	0.05	0.2
12	1	15360	0.02	0.2
12	0.45	15360	0.007	0.2
69	3	512	93	8.0
69	1	512	31	8.0
69	0.45	512	14	8.0

Nota. — Los datos de esta tabla suponen que el correlador está trabajando en el modo de doble polarización. Se han presentado las resoluciones espectrales que se obtendrán a tres frecuencias de las bandas 3,7 y 9, aunque no se han incluido todas las posibilidades que ofrece el correlador.

- Para obtener una buena imagen (con suficiente “fidelidad”) se necesita un buen cubrimiento del plano uv. Esto se puede conseguir extendiendo temporalmente las observaciones, para cubrir diferentes ángulos horarios, o solapando datos obtenidos en varias configuraciones. Observaciones muy cortas, aunque consigan un RMS muy bajo, no tendrán suficiente fidelidad si no tienen un cubrimiento del plano uv suficiente.
- Evidentemente, las imágenes resultantes no tendrán tan buena fidelidad como las que se obtendrán cuando ALMA esté completo, sin embargo, el hecho de contar con un arreglo de 16 antenas en la región submilimétrica supone un salto cualitativo con respecto a la capacidad del SMA (no así en el rango milimétrico, donde CARMA cuenta con 15 antenas, aunque tiene menor sensibilidad).

### B.2.2. ALMA en su fase final

Igual que en la sección anterior se resumen de forma esquemática las características que se espera que tenga ALMA en su fase final, cuando todo el arreglo esté completo:

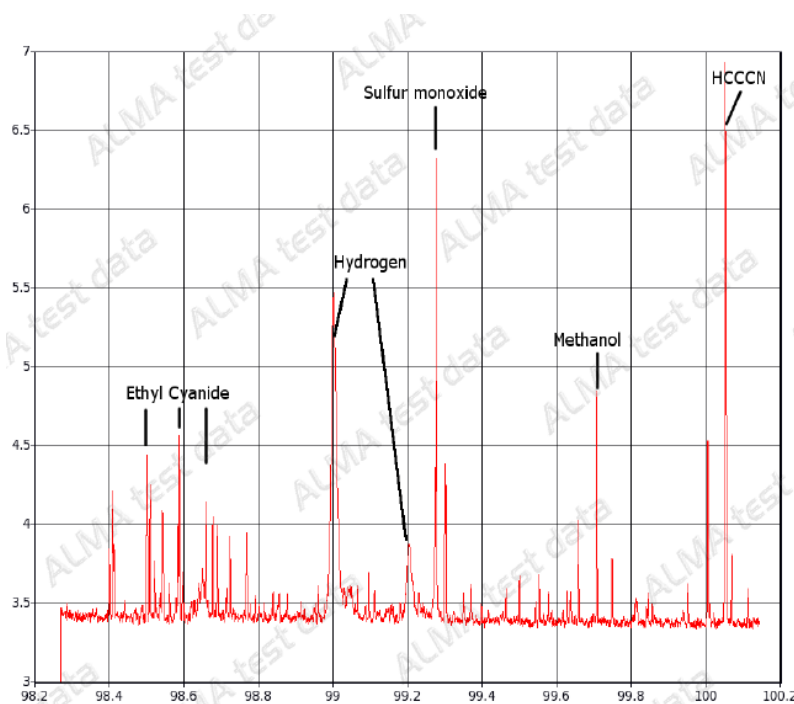
- 50 antenas del 12 m Array + 4 antenas del TPA + 12 antenas del ACA.

- Configuraciones del 12 m Array con líneas de base máximas de entre 150 m a 16 km; configuraciones del ACA con líneas de base de entre 8 m y 50 m.
- La impresionante resolución angular que permite correlar la señal de dos antenas separadas por 16 km a  $450 \mu\text{m}$  es de  $0''.006$ .
- Receptores en operación: 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y 10 (desde 3 mm hasta  $300 \mu\text{m}$ ).
- Posibilidad de hacer mosaicos para poder mapear regiones de minutos de arco con resoluciones angulares por debajo del segundo de arco.
- El correlador usará hasta 32 bandas a lo largo de los 8 GHz de ancho total por cada polarización.
- Modo típico de continuo/línea: 2 polarizaciones, 2 GHz de ancho por banda, con 1024 canales de  $0.9 \text{ km s}^{-1}$  de ancho cada uno a  $450 \mu\text{m}$ .
- Sensitividad del continuo: 1 mJy en 1 minuto de integración a  $450 \mu\text{m}$  (4 veces mejor que en la fase de ciencia temprana).
- Sensitividad en línea espectral: 62 mJy en 1 minuto de integración a  $450 \mu\text{m}$ .
- Capacidad para hacer experimentos de polarización a pleno rendimiento.
- Capacidad para disponer de las antenas del interferómetro agrupándolas en varios sub-interferómetros, que podrán observar diferentes objetos y frecuencias de forma simultánea.

### B.2.3. Capacidad espectral de ALMA

En el catálogo *Splatalogue* (que es una compilación de los datos espectrales de otros catálogos, con la intención de unificar, extender y completar la información existente en este rubro) hay registradas, sólo en el rango de frecuencias entre 602 GHz y 720 GHz (que es el cubierto por la banda 9 de ALMA) por ejemplo, 110617 transiciones moleculares. En un ancho de 8 GHz, el número de transiciones registradas en este catálogo a estas frecuencias es de alrededor de 8000. Esto puede dar una idea del extenso campo de investigación que se abre con instrumentos capaces de proporcionar información espectral detallada en rangos amplios de frecuencia.

ALMA va a contar con una sensibilidad tal, que permitirá detectar la señal de numerosas transiciones moleculares, e incluso llegar al “límite de confusión” con unos pocos minutos de integración. Se ha estimado que a 3 mm se podría llegar a este límite con 10 minutos de integración (con el telescopio IRAM de 30 m, este límite podía ser alcanzado en 10 minutos para una sola de las líneas que caen en el ancho de banda, Jones et al. 2008).



**Figura B.2:** Espectro tomado en G34.26+0.15 entre 98 GHz y 100 GHz. Se observa claramente la detección de decenas de líneas. Estos datos fueron recabados durante el período de pruebas que se está llevando a cabo en ALMA.

■ Más información en: <http://almascience.org/>, <http://www.almaobservatory.org/> y **Observing with ALMA a primer for early science** (document produced by NRCC and NRAO, Dec. 2010)

### B.3. CARMA

El *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy* (CARMA) es un interferómetro de 23 antenas de distintos tamaños: 6 antenas de 10.4 m, 9 antenas de 6.1 m y 8 antenas de 3.5 m. Las 15 antenas más grandes tienen receptores que pueden trabajar a 3 mm (85–116 GHz) y a 1 mm (215–270 GHz), mientras que las 8 pequeñas pueden trabajar a 1 cm (27–35 GHz) y 3 mm (85–116 GHz). Este interferómetro está ubicado en Cedar Flat (Inyo Mountains, California), a 2200 m sobre el nivel del mar, y está operado por un consorcio de universidades norteamericanas. CARMA puede observar objetos con declinaciones entre  $-25^\circ$  y  $90^\circ$ . CARMA ofrece además un 30% de uso del telescopio de forma abierta a la comunidad en dos llamadas semestrales (alrededor de Mayo y Noviembre). Las antenas se mueven durante cada semestre, conformando varias configuraciones (ver Tabla B.7).

El correlador de CARMA usado para tratar las señales de las antenas más grandes, produce

Tabla B.8. Configuraciones del interferómetro de 15 antenas

Configuración	$B_{max}$ (m)	$B_{min}$ (m)	Beam a 1.3 mm (")	L.A.S. a 1.3 mm (")	Haz primario <sup>(1)</sup> a 1.3 mm (")	Beam a 3 mm (")	L.A.S. a 3 mm (")	Haz primario <sup>(1)</sup> a 3 mm (")
A	2000	250	0.15	1	27	0.4	2.5	62
B	1000	100	0.4	3	27	0.9	6	62
C	350	30	1.0	9	27	2.2	21	62
D	150	11	2.4	24	27	5.5	56	62
E	66	8	3.8	34	27	11	77	62

Nota. — El interferómetro de antenas pequeñas tiene líneas de base de entre 4 y 12 m, cuando trabaja en su modo Z, con el que lleva a cabo una investigación acerca del efecto Sunyaev–Zeldovich.

<sup>(1)</sup>El haz primario está calculado para las antenas de 10 m de diámetro.

dos *sidebands* con 8 “ventanas” cada uno, que se pueden sintonizar de forma independiente dentro del ancho de cada *sideband*. El ancho máximo total de cada *sideband* es de 4 GHz. Los modos en los que trabaja este correlador se presentan en la Tabla B.9.

A modo de ejemplo, supongamos que se quiere hacer una observación de continuo a 3 mm, usando 16 ventanas de 500 MHz de ancho cada una (resolución espectral de 16 km s<sup>-1</sup> y ancho total de 4 GHz). Un *track* típico de CARMA dura 7–8 horas, de las que el 30 % se usa para calibrar. El RMS estimado para esta observación es de unos 0.2 mJy beam<sup>-1</sup>. En un experimento de línea espectral, debemos usar un modo del correlador que ofrezca la resolución adecuada. En este caso supongamos que se requiere una resolución espectral de 0.5 km s<sup>-1</sup> a 1.3 mm. Se seleccionará el modo con un ancho de 125 KHz para la ventana del *sideband* donde se encuentra la línea que quiere observarse. Este modo proporciona ventanas con anchuras de 162 km s<sup>-1</sup>. Después de observar durante un *track* completo, CARMA obtiene un RMS de 39 mJy beam<sup>-1</sup> en cada canal.

Para el segundo semestre de 2011, se espera que algunas de las nuevas capacidades de este interferómetro entren en funcionamiento. Hasta el momento, CARMA se utilizaba con las 15 antenas grandes de forma independiente a las 8 pequeñas. Sin embargo, el nuevo correlador va a permitir correlar las 253 líneas de base del arreglo completo trabajando a 3 mm. Esto convertirá a CARMA en un instrumento mucho más sensible a estructuras extendidas. Además, el nuevo correlador permitirá realizar algunos experimentos de polarimetría, ya que tiene la capacidad de recoger simultáneamente dos polarizaciones.

■ Más información en: <http://www.mmarray.org/>

Tabla B.9. Modos del correlador para cada “ventana”

Ancho de una ventana (MHz)	Número de canales	Ancho de un canal a 1.3 mm ( km s <sup>-1</sup> )	Ancho total de ventana a 1.3 mm ( km s <sup>-1</sup> )	Ancho de un canal a 3 mm ( km s <sup>-1</sup> )	Ancho total de ventana a 3 mm ( km s <sup>-1</sup> )
500	95	6.8	650	16	1500
250	191	1.7	325	4	750
125	319	0.50	162	1.2	375
62	383	0.2	80	0.5	188
31	383	0.1	40	0.2	93
8	383	0.03	10	0.06	23
2	383	0.007	2.5	0.01	5.8

Nota. — El interferómetro de antenas pequeñas tiene líneas de base de entre 4 y 12 m, cuando trabaja en su modo Z, con el que lleva a cabo una investigación acerca del efecto Sunyaev–Zeldovich.

<sup>(1)</sup>El haz primario está calculado para las antenas de 10 m de diámetro.





# Telescopios y unidades

Siglas de telescopios:

- ALMA: Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
- APEX: Atacama Pathfinder EXplorer
- CARMA: Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy
- CSO: Caltech Submillimeter Observatory
- eSMA: Extended Submillimeter Array
- EVLA: Expanded Very Large Array
- IRAM 30m: Institute de Radioastronomie Millimétrique
- IRAS: Infrared Astronomic Satelite
- JCMT: James Clark Maxwell Telescope
- PdBI: Plateau de Bure Interferometer
- SMA: Submillimeter Array
- VLA: Very Large Array
- VLBA: Very Long Baseline Array
- VLTI: Very Large Telescope Interferometer

Algunas constantes y unidades usadas en Astronomía:

- Velocidad de la luz,  $c$ :  $2.998 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
- Constante de Boltzmann,  $k$ :  $1.381 \cdot 10^{-16} \text{ erg } ^\circ\text{K}^{-1}$
- Constante de gravitación,  $G$ :  $6.673 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$
- Unidad de masa atómica,  $a.m.u.$ :  $1.661 \cdot 10^{-24} \text{ g}$
- Unidad astronómica,  $A. U.$ :  $1.496 \cdot 10^{13} \text{ cm}$
- Parsec,  $pc$ :  $3.086 \cdot 10^{18} \text{ cm}$
- Masa solar,  $M_\odot$ :  $1.989 \cdot 10^{33} \text{ g}$
- Radio solar,  $R_\odot$ :  $6.960 \cdot 10^{10} \text{ cm}$
- Luminosidad solar,  $L_\odot$ :  $3.826 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$

Algunas relaciones útiles:

Conversión longitud de onda–frecuencia:

$$\lambda(mm) \sim \frac{300}{\nu(GHz)}$$

Relación entre ángulo observado en segundos de arco, distancia en parsecs y tamaño del objeto en AUs:

$$1'' \sim \frac{R(AU)}{d(pc)}$$

Relación entre intervalo de frecuencias en MHz y de velocidades en  $\text{km s}^{-1}$ :

$$\Delta\nu \sim \frac{300}{\nu}$$

# Bibliografía

- Allen, A., Shu, F. H., & Li, Z. 2003, *ApJ*, 599, 351
- Alves, F. O., Franco, G. A. P., & Girart, J. M. 2008, *A&A*, 486, L13
- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, *Nature*, 409, 159
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, *ApJ*, 631, 1134
- Anglada, G., Estalella, R., Lopez, R., Rodriguez, L. F., & Canto, J. 1991, *A&A*, 252, 639
- Anglada, G., Rodriguez, L. F., Canto, J., Estalella, R., & Lopez, R. 1987, *A&A*, 186, 280
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., Lee, C., Bachiller, R., Rosen, A., & Beuther, H. 2007, *Protostars and Planets V*, 245
- Asaki, Y., Saito, M., Kawabe, R., Morita, K., & Sasao, T. 1996, *Radio Science*, 31, 1615
- Asaki, Y., Shibata, K. M., Kawabe, R., Roh, D., Saito, M., Morita, K., & Sasao, T. 1998, *Radio Science*, 33, 1297
- Aspin, C., Casali, M. M., Geballe, T. R., & McCaughrean, M. J. 1991, *A&A*, 252, 299
- Aspin, C. & Geballe, T. R. 1992, *A&A*, 266, 219
- Bally, J. 2007, *Ap&SS*, 311, 15
- Bally, J. & Lane, A. P. 1991, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 14, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. R. Elston, 273–278
- Bally, J., O'Dell, C. R., & McCaughrean, M. J. 2000, *AJ*, 119, 2919
- Banerjee, R. & Pudritz, R. E. 2007, *ApJ*, 660, 479
- Bate, M. R. 2000, *MNRAS*, 314, 33
- Battat, J. B., Blundell, R., Moran, J. M., & Paine, S. 2004, *ApJ*, 616, L71
- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. 1993, *ApJ*, 402, 280

- Beech, M. & Mitalas, R. 1994, *ApJS*, 95, 517
- Behrend, R. & Maeder, A. 2001, *A&A*, 373, 190
- Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Codella, C., Testi, L., Furuya, R. S., & Olmi, L. 2006, *Nature*, 443, 427
- Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Neri, R., Codella, C., Furuya, R. S., Testi, L., & Olmi, L. 2004, *ApJ*, 601, L187
- Benedettini, M., Molinari, S., Testi, L., & Noriega-Crespo, A. 2004, *MNRAS*, 347, 295
- Bernard, J. P., Dobashi, K., & Momose, M. 1999, *A&A*, 350, 197
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., & Tan, J. C. 2007, *Protostars and Planets V*, 165
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., & Wyrowski, F. 2002, *A&A*, 383, 892
- Beuther, H. & Shepherd, D. 2005, in *Cores to Clusters: Star Formation with Next Generation Telescopes*, ed. M. S.Ñ. Kumar, M. Tafalla, & P. Caselli, 105–119
- Beuther, H., Zhang, Q., Reid, M. J., Hunter, T. R., Gurwell, M., Wilner, D., Zhao, J., Shinnaga, H., Keto, E., Ho, P. T. P., Moran, J. M., & Liu, S. 2006, *ApJ*, 636, 323
- Bonanos, A. Z. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Vol. 33, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 102–107
- Bonanos, A. Z., Stanek, K. Z., Udalski, A., Wyrzykowski, L., Zebrun, K., Kubiak, M., Szymanski, M. K., Szewczyk, O., Pietrzynski, G., & Soszynski, I. 2004, *ApJ*, 611, L33
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Brogan, C. L., Hunter, T. R., Cyganowski, C. J., Indebetouw, R., Beuther, H., Menten, K. M., & Thorwirth, S. 2009, *ApJ*, 707, 1
- Bronfman, L., Nyman, L., & May, J. 1996, *A&AS*, 115, 81
- Carey, S. J., Clark, F. O., Egan, M. P., Price, S. D., Shipman, R. F., & Kuchar, T. A. 1998, *ApJ*, 508, 721
- Carey, S. J., Feldman, P. A., Redman, R. O., Egan, M. P., MacLeod, J. M., & Price, S. D. 2000, *ApJ*, 543, L157

- Carilli, C. L. & Holdaway, M. A. 1999, *Radio Science*, 34, 817
- Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Anglada, G., Martí, J., Torrelles, J. M., & Osorio, M. 2010, *Science*, 330, 1209
- Cesaroni, R., Galli, D., Lodato, G., Walmsley, C. M., & Zhang, Q. 2007, *Protostars and Planets V*, 197
- Cesaroni, R., Neri, R., Olmi, L., Testi, L., Walmsley, C. M., & Hofner, P. 2005, *A&A*, 434, 1039
- Chambers, E. T., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., & Simon, R. 2009, *ApJS*, 181, 360
- Chan, S. J., Henning, T., & Schreyer, K. 1996, *A&AS*, 115, 285
- Chen, H., Su, Y., Liu, S., Hunter, T. R., Wilner, D. J., Zhang, Q., Lim, J., Ho, P. T. P., Ohashi, N., & Hirano, N. 2007, *ApJ*, 654, L87
- Choi, M., Kang, M., & Tatematsu, K. 2011, *ApJ*, 728, L34
- Chrysostomou, A., Bacciotti, F., Nisini, B., Ray, T. P., Eislöffel, J., Davis, C. J., & Takami, M. 2008, *A&A*, 482, 575
- Churchwell, E., Walmsley, C. M., & Cesaroni, R. 1990, *A&AS*, 83, 119
- Coffey, D., Bacciotti, F., Ray, T. P., Eislöffel, J., & Woitas, J. 2007, *ApJ*, 663, 350
- Coffey, D., Bacciotti, F., Woitas, J., Ray, T. P., & Eislöffel, J. 2004, *Ap&SS*, 292, 553
- Comito, C., Schilke, P., Endesfelder, U., Jiménez-Serra, I., & Martín-Pintado, J. 2007, *A&A*, 469, 207
- Cornwell, T. & Fomalont, E. B. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 187
- Cunningham, N. J., Moeckel, N., & Bally, J. 2009, *ApJ*, 692, 943
- Curiel, S. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, Vol. 1, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. S. Lizano & J. M. Torrelles, 59
- Curiel, S., Ho, P. T. P., Patel, N. A., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Trinidad, M. A., Cantó, J., Hernández, L., Gómez, J. F., Garay, G., & Anglada, G. 2006, *ApJ*, 638, 878
- Curiel, S., Trinidad, M. A., Cantó, J., Rodríguez, L. F., Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Patel, N. A., Greenhill, L., Gómez, J. F., Garay, G., Hernández, L., Contreras, M. E., & Anglada, G. 2002, *ApJ*, 564, L35

- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- Davis, C. J., Varricatt, W. P., Todd, S. P., & Ramsay Howat, S. K. 2004, *A&A*, 425, 981
- Di Francesco, J., Myers, P. C., Wilner, D. J., Ohashi, N., & Mardones, D. 2001, *ApJ*, 562, 770
- Draine, B. T. 2006, *ApJ*, 636, 1114
- Durisen, R. H., Boss, A. P., Mayer, L., Nelson, A. F., Quinn, T., & Rice, W. K. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 607
- Durisen, R. H., Mejia, A. C., Pickett, B. K., & Hartquist, T. W. 2001, *ApJ*, 563, L157
- Ebert, R. 1957, *ZAp*, 42, 263
- Edris, K. A., Fuller, G. A., & Cohen, R. J. 2007, *A&A*, 465, 865
- Edris, K. A., Fuller, G. A., Cohen, R. J., & Etoke, S. 2005, *A&A*, 434, 213
- Egan, M. P., Shipman, R. F., Price, S. D., Carey, S. J., Clark, F. O., & Cohen, M. 1998, *ApJ*, 494, L199
- Eikenberry, S. S., Matthews, K., LaVine, J. L., Garske, M. A., Hu, D., Jackson, M. A., Patel, S. G., Barry, D. J., Colonno, M. R., Houck, J. R., Wilson, J. C., Corbel, S., & Smith, J. D. 2004, *ApJ*, 616, 506
- Ellingsen, S. P. 2006, *ApJ*, 638, 241
- Faúndez, S., Bronfman, L., Garay, G., Chini, R., Nyman, L., & May, J. 2004, *A&A*, 426, 97
- Fernández-López, M., Curiel, S., Girart, J. M., Ho, P. T. P., Patel, N., & Gómez, Y. 2011, *AJ*, 141, 72
- Figer, D. F., Najarro, F., & Kudritzki, R. P. 2004, *ApJ*, 610, L109
- Figer, D. F., Najarro, F., Morris, M., McLean, I. S., Geballe, T. R., Ghez, A. M., & Langer, N. 1998, *ApJ*, 506, 384
- Fish, V. L., Reid, M. J., Argon, A. L., & Zheng, X. 2005, *ApJS*, 160, 220
- Franco, G. A. P., Alves, F. O., & Girart, J. M. 2010, *ArXiv e-prints*
- Franco, J., Tenorio-Tagle, G., & Bodenheimer, P. 1990, *ApJ*, 349, 126
- Franco-Hernández, R., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Garay, G. 2009, *ApJ*, 701, 974
- Fuller, G. A., Zijlstra, A. A., & Williams, S. J. 2001, *ApJ*, 555, L125

- Galván-Madrid, R., Keto, E., Zhang, Q., Kurtz, S., Rodríguez, L. F., & Ho, P. T. P. 2009, *ApJ*, 706, 1036
- Galván-Madrid, R., Zhang, Q., Keto, E., Ho, P. T. P., Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., Pineda, J. E., & Vázquez-Semadeni, E. 2010, *ApJ*, 725, 17
- Garay, G., Faúndez, S., Mardones, D., Bronfman, L., Chini, R., & Nyman, L. 2004, *ApJ*, 610, 313
- Garay, G. & Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049
- Garay, G., Mardones, D., Bronfman, L., Brooks, K. J., Rodríguez, L. F., Güsten, R., Nyman, L., Franco-Hernández, R., & Moran, J. M. 2007, *A&A*, 463, 217
- Garmany, C. D., Conti, P. S., & Massey, P. 1980, *ApJ*, 242, 1063
- Garrat, J. R. 1992, in *New York*, ed. Cambridge Univ. Press, 317
- Gibb, A. G., Hoare, M. G., Little, L. T., & Wright, M. C. H. 2003, *MNRAS*, 339, 1011
- Girart, J., Estalella, R., & Ho, P. T. P. 1998, *ApJ*, 495, L59+
- Girart, J. M., Beltrán, M. T., Zhang, Q., Rao, R., & Estalella, R. 2009, *Science*, 324, 1408
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, 313, 812
- Girart, J. M., Rodríguez, L. F., Anglada, G., Estalella, R., Torrelles, J. M., Martí, J., Pena, M., Ayala, S., Curiel, S., & Noriega-Crespo, A. 1994, *ApJ*, 435, L145
- Goddi, C., Moscadelli, L., Sanna, A., Cesaroni, R., & Minier, V. 2007, *A&A*, 461, 1027
- Goldsmith, P. F., Heyer, M., Narayanan, G., Snell, R., Li, D., & Brunt, C. 2008, *ApJ*, 680, 428
- Gómez, J. F., Sargent, A. I., Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., Cantó, J., & Garay, G. 1999, *ApJ*, 514, 287
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., Girart, J. M., Garay, G., & Martí, J. 2003, *ApJ*, 597, 414
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., & Martí, J. 1995, *ApJ*, 453, 268
- Greenhill, L. J., Reid, M. J., Chandler, C. J., Diamond, P. J., & Elitzur, M. 2004, in *IAU Symposium*, Vol. 221, *Star Formation at High Angular Resolution*, ed. M. G. Burton, R. Jayawardhana, & T. L. Bourke, 155
- Gyulbudaghian, A. L., Glushkov, Y. I., & Denisyuk, E. K. 1978, *ApJ*, 224, L137+
- Harju, J., Lehtinen, K., Booth, R. S., & Zinchenko, I. 1998, *A&AS*, 132, 211
- Hartigan, P. & Lada, C. J. 1985, *ApJS*, 59, 383

- Hartigan, P., Morse, J., & Bally, J. 2000, *AJ*, 120, 1436
- Hartmann, L. 1998, in *Accretion processes in star formation* / Lee Hartmann. Cambridge, UK ; New York : Cambridge University Press, 1998. (Cambridge astrophysics series ; 32) ISBN 0521435072., ed. Hartmann, L.
- Heathcote, S., Reipurth, B., & Raga, A. C. 1998, *AJ*, 116, 1940
- Hill, T., Burton, M. G., Minier, V., Thompson, M. A., Walsh, A. J., Hunt-Cunningham, M., & Garay, G. 2005, *MNRAS*, 363, 405
- Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., & Skrutskie, M. F. 2001, *ApJ*, 547, L53
- Ho, P. T. P., Moran, J. M., & Lo, K. Y. 2004, *ApJ*, 616, L1
- Hoare, M. G. 2006, *ApJ*, 649, 856
- Hofner, P., Cesaroni, R., Olmi, L., Rodríguez, L. F., Martí, J., & Araya, E. 2007, *A&A*, 465, 197
- Hofner, P., Peterson, S., & Cesaroni, R. 1999, *ApJ*, 514, 899
- Hogerheijde, M. 1998, PhD thesis, Dept. of Astronomy, University of California, Campbell Hall, Berkeley, CA 94720, USA; [;EMAIL¿michiel@strw.leidenuniv.nl¿/EMAIL¿](mailto:michiel@strw.leidenuniv.nl)
- Holdaway, M. A. 1992, in *Millimeter Array Memo, Green Bank, 1992*, ed. NRAO, Vol. 124
- Humphreys, R. M. 1978, *ApJS*, 38, 309
- Hunter, T. R., Barrett, J. W., Blundell, R., Christensen, R. D., Kimberk, R. S., Leiker, S., Marrone, D. P., Paine, S.Ñ., Cosmo Papa, D., Patel, N., Riddle, P., Smith, M. J., Sridharan, T. K., Tong, C., Young, K. H., & Zhao, J. 2005, in *Sixteenth International Symposium on Space Terahertz Technology*, 58–63
- Hunter, T. R., Churchwell, E., Watson, C., Cox, P., Benford, D. J., & Roelfsema, P. R. 2000, *AJ*, 119, 2711
- Hunter, T. R., Testi, L., Zhang, Q., & Sridharan, T. K. 1999, *AJ*, 118, 477
- Hunter, T. R., Young, K. H., Christensen, R. D., & Gurwell, M. A. 2007, in *IAU Symposium, Vol. 242*, IAU Symposium, ed. J. M. Chapman & W. A. Baan, 481–488
- Imai, H., Omodaka, T., Hirota, T., Umemoto, T., Sorai, K., & Kondo, T. 2006, *PASJ*, 58, 883
- Jenness, T., Scott, P. F., & Padman, R. 1995, *MNRAS*, 276, 1024
- Jijina, J. & Adams, F. C. 1996, *ApJ*, 462, 874
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1999, *ApJS*, 125, 161



- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., Chandler, C., Comito, C., & Schilke, P. 2007, *ApJ*, 661, L187
- Jones, P. A., Burton, M. G., Cunningham, M. R., Menten, K. M., Schilke, P., Belloche, A., Leurini, S., Ott, J., & Walsh, A. J. 2008, *MNRAS*, 386, 117
- Kahn, F. D. 1974, *A&A*, 37, 149
- Kasuga, T., Kanzawa, T., & Ishiguro, M. 1990, in *URSI/IAU Symposium on Radio Astronomical Seeing*, ed. J. E. Baldwin & S. Wang, 54–59
- Kato, S., Mizuno, N., Asayama, S., Mizuno, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1999, *PASJ*, 51, 883
- Keto, E. 2002, *ApJ*, 568, 754
- Keto, E. & Klaassen, P. 2008, *ApJ*, 678, L109
- Keto, E. & Wood, K. 2006, *ApJ*, 637, 850
- Keto, E. R. 1990, *ApJ*, 355, 190
- Keto, E. R., Ho, P. T. P., & Haschick, A. D. 1987, *ApJ*, 318, 712
- Kratter, K. M. & Matzner, C. D. 2006, *MNRAS*, 373, 1563
- Kraus, S., Hofmann, K., Menten, K. M., Schertl, D., Weigelt, G., Wyrowski, F., Meilland, A., Perraut, K., Petrov, R., Robbe-Dubois, S., Schilke, P., & Testi, L. 2010, *Nature*, 466, 339
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2005, in *Protostars and Planets V*, 8271
- Kumar, M. S.Ñ., Fernandes, A. J. L., Hunter, T. R., Davis, C. J., & Kurtz, S. 2003, *A&A*, 412, 175
- Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- Kurtz, S. & Hofner, P. 2005, *AJ*, 130, 711
- Kurtz, S., Hofner, P., & Álvarez, C. V. 2004, *ApJS*, 155, 149
- Kurtz, S. E. 2000, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 9, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. S. J. Arthur, N. S. Brickhouse, & J. Franco, 169–176
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
- Lada, C. J. 2005, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 158, 1
- Lada, C. J., Alves, J., & Lada, E. A. 1999, in *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, ed. V. Ossenkopf, J. Stutzki, & G. Winnewisser, 161

- Lada, C. J. & Lada, E. A. 1991, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 13, *The Formation and Evolution of Star Clusters*, ed. K. Janes, 3–22
- Lal, D. V., Matsushita, S., & Lim, J. 2007, *ArXiv e-prints*
- Larson, R. B. 2003, *Reports on Progress in Physics*, 66, 1651
- Larson, R. B. & Starrfield, S. 1971, *A&A*, 13, 190
- Launhardt, R., Pavlyuchenkov, Y., Gueth, F., Chen, X., Dutrey, A., Guilloteau, S., Henning, T., Piétu, V., Schreyer, K., & Semenov, D. 2009, *A&A*, 494, 147
- Lay, O. P. 1997a, *A&AS*, 122, 547
- . 1997b, *A&AS*, 122, 535
- Lee, C., Hasegawa, T. I., Hirano, N., Palau, A., Shang, H., Ho, P. T. P., & Zhang, Q. 2010, *ApJ*, 713, 731
- Lee, C., Ho, P. T. P., Bourke, T. L., Hirano, N., Shang, H., & Zhang, Q. 2008, *ApJ*, 685, 1026
- Lee, C. W., Myers, P. C., & Tafalla, M. 1999, *ApJ*, 526, 788
- Linz, H., Stecklum, B., Henning, T., & Hofner, P. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 221, *IAU Symposium*, 200P
- Lizano, S. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 287, *Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum*, ed. J. M. De Buizer & N. S. van der Bliek, 115–125
- Lodato, G. & Rice, W. K. M. 2004, *MNRAS*, 351, 630
- . 2005, *MNRAS*, 358, 1489
- Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1
- Machida, M.Ñ., Inutsuka, S., & Matsumoto, T. 2008, *ApJ*, 676, 1088
- Maíz Apellániz, J., Walborn, N. R., Morrell, N. I., Niemela, V. S., & Nelan, E. P. 2007, *ApJ*, 660, 1480
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, *ApJ*, 416, 208
- . 1995, *ApJ*, 449, 184
- . 1998, *ApJ*, 502, 337
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Torrelles, J. M. 1999, *A&A*, 345, L5

- Martin-Pintado, J., Bachiller, R., Thum, C., & Walmsley, M. 1989, *A&A*, 215, L13
- Martín-Pintado, J., Jiménez-Serra, I., Rodríguez-Franco, A., Martín, S., & Thum, C. 2005, *ApJ*, 628, L61
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- Mason, B. D., Gies, D. R., Hartkopf, W. I., Bagnuolo, Jr., W. G., ten Brummelaar, T., & McAlister, H. A. 1998, *AJ*, 115, 821
- Masqué, J. M., Girart, J. M., Beltrán, M. T., Estalella, R., & Viti, S. 2009, *ApJ*, 695, 1505
- Masson, C. R. 1994, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 59, IAU Colloq. 140: Astronomy with Millimeter and Submillimeter Wave Interferometry, ed. M. Ishiguro & J. Welch, 87
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Matsushita, S., Iono, D., Petitpas, G. R., Chou, R., Gurwell, M. A., Hunter, T. R., Muller, J. L. S., Peck, A. B., Sakamoto, K., Sawada Satoh, S., Wiedner, M. C., Wilner, D. J., & Wilson, C. D. 2009, *ApJ*, 693, 56
- Matthews, L. D., Greenhill, L. J., Goddi, C., Chandler, C. J., Humphreys, E. M. L., & Kunz, M. W. 2010, *ApJ*, 708, 80
- McCaughrean, M. J. & O'dell, C. R. 1996, *AJ*, 111, 1977
- McCutcheon, W. H., Sato, T., Purton, C. R., Matthews, H. E., & Dewdney, P. E. 1995, *AJ*, 110, 1762
- McGroarty, F., Ray, T. P., & Bally, J. 2004, *A&A*, 415, 189
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Menten, K. M. & Young, K. 1995, *ApJ*, 450, L67+
- Middelberg, E., Roy, A. L., Walker, R. C., & Falcke, H. 2005, *A&A*, 433, 897
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., & Palla, F. 1996, *A&A*, 308, 573
- . 2000, *A&A*, 355, 617
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F., & Palumbo, G. G. C. 1998, *A&A*, 336, 339
- Molinari, S., Noriega-Crespo, A., & Spinoglio, L. 2001, *ApJ*, 547, 292
- Moscadelli, L., Cesaroni, R., & Rioja, M. J. 2005, *A&A*, 438, 889

- Myers, P. C., Bachiller, R., Caselli, P., Fuller, G. A., Mardones, D., Tafalla, M., & Wilner, D. J. 1995, *ApJ*, 449, L65
- Najarro, F., Herrero, A., & Verdugo, E. 2006, *Ap&SS*, 303, 153
- Nakano, T. 1989, *ApJ*, 345, 464
- Nakashima, J., Fong, D., Hasegawa, T., Hirano, N., Koning, N., Kwok, S., Lim, J., Dinh-Van-Trung, & Young, K. 2007, *AJ*, 134, 2035
- Narayanan, G. & Walker, C. K. 1996, *ApJ*, 466, 844
- Nelan, E. P., Walborn, N. R., Wallace, D. J., Moffat, A. F. J., Makidon, R. B., Gies, D. R., & Panagia, N. 2004, *AJ*, 128, 323
- Norberg, P. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 359, 1025
- Osterloh, M., Henning, T., & Launhardt, R. 1997, *ApJS*, 110, 71
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Panagia, N. 1973, *AJ*, 78, 929
- Patel, N. A., Curiel, S., Sridharan, T. K., Zhang, Q., Hunter, T. R., Ho, P. T. P., Torrelles, J. M., Moran, J. M., Gómez, J. F., & Anglada, G. 2005, *Nature*, 437, 109
- 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., & Tiphene, D. 1996, *A&A*, 315, L165
- Pérez, L. M., Lamb, J. W., Woody, D. P., Carpenter, J. M., Zauderer, B. A., Isella, A., Bock, D. C., Bolatto, A. D., Carlstrom, J., Culverhouse, T. L., Joy, M., Kwon, W., Leitch, E. M., Marrone, D. P., Muchovej, S. J., Plambeck, R. L., Scott, S. L., Teuben, P. J., & Wright, M. C. H. 2010, *ApJ*, 724, 493
- Pestalozzi, M. R., Elitzur, M., & Conway, J. E. 2009, *A&A*, 501, 999
- Pravdo, S. H., Tsuboi, Y., & Maeda, Y. 2004, *ApJ*, 605, 259
- Pravdo, S. H., Tsuboi, Y., Suzuki, Y., Thompson, T. J., & Rebull, L. 2009, *ApJ*, 690, 850
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2007, *Protostars and Planets V*, 277
- Puga, E., Feldt, M., Alvarez, C., Henning, T., & Stecklum, B. 2005, in *Science with Adaptive Optics*, ed. W. Brandner & M. E. Kasper, 236

- Qi, C., Wilner, D. J., Calvet, N., Bourke, T. L., Blake, G. A., Hogerheijde, M. R., Ho, P. T. P., & Bergin, E. 2006, *ApJ*, 636, L157
- Qiu, K. & Zhang, Q. 2009, *ApJ*, 702, L66
- Qiu, K., Zhang, Q., Megeath, S. T., Gutermuth, R. A., Beuther, H., Shepherd, D. S., Sridharan, T. K., Testi, L., & De Pree, C. G. 2008, *ApJ*, 685, 1005
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., Chambers, E. T., Simon, R., Shipman, R., & Frieswijk, W. 2005, *ApJ*, 630, L181
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., & Simon, R. 2006, *ApJ*, 641, 389
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., Zhang, Q., & Simon, R. 2008, *ApJ*, 689, 1141
- Reipurth, B. & Graham, J. A. 1988, *A&A*, 202, 219
- Reipurth, B., Rodney, S. A., & Heathcote, S. 2008, in *Handbook of Star Forming Regions, Volume II*, ed. Reipurth, B., 578
- Ridge, N. A. & Moore, T. J. T. 2001, *A&A*, 378, 495
- Rodriguez, L. F., Moran, J. M., Franco-Hernández, R., Garay, G., Brooks, K. J., & Mardones, D. 2008, *AJ*, 135, 2370
- Rodriguez, L. F., Moran, J. M., & Ho, P. T. P. 1980a, *ApJ*, 240, L149
- Rodriguez, L. F., Moran, J. M., Ho, P. T. P., & Gottlieb, E. W. 1980b, *ApJ*, 235, 845
- Rodríguez, L. F. & Reipurth, B. 1989, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 17, 59
- Rodriguez, L. F., Zapata, L. A., & Ho, P. T. P. 2007, *ApJ*, 654, L143
- Saito, H., Tachihara, K., Onishi, T., Yamaguchi, N., Mizuno, N., Mizuno, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1999, *PASJ*, 51, 819
- Sandell, G. & Wright, M. 2010, *ApJ*, 715, 919
- Schöier, F. L., Fong, D., Bieging, J. H., Wilner, D. J., Young, K., & Hunter, T. R. 2007, *ApJ*, 670, 766
- Schreyer, K., Semenov, D., Henning, T., & Forbrich, J. 2006, *ApJ*, 637, L129
- Shang, H. 2007, *Ap&SS*, 311, 25
- Shepherd, D. S., Borders, T., Claussen, M., Shirley, Y., & Kurtz, S. 2004, *ApJ*, 614, 211
- Shepherd, D. S. & Churchwell, E. 1996, *ApJ*, 472, 225

- Shepherd, D. S., Claussen, M. J., & Kurtz, S. E. 2001, *Science*, 292, 1513
- Shepherd, D. S. & Kurtz, S. E. 1999, *ApJ*, 523, 690
- Shepherd, D. S., Testi, L., & Stark, D. P. 2003, *ApJ*, 584, 882
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Shu, F. H., Galli, D., Lizano, S., & Cai, M. 2006, *ApJ*, 647, 382
- Shu, F. H., Galli, D., Lizano, S., & Cai, M. J. 2007, in *IAU Symposium*, Vol. 243, *IAU Symposium*, ed. J. Bouvier & I. Appenzeller, 249–264
- Shu, F. H., Lizano, S., Ruden, S. P., & Najita, J. 1988, *ApJ*, 328, L19
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Sohn, B. W., Kim, H. R., Chung, H. S., Lee, C. H., Roh, D. K., Kim, H. G., Han, S. T., Byun, D. Y., Kim, K. T., Wi, S. O., Oh, S. J., Wajima, K., Jung, M. H., Yi, J. Y., Song, M. K., Yeom, J. H., Jung, T. H., & Sasao, T. 2006, in *Proceedings of the 8th European VLBI Network Symposium*
- Soker, N. 2005, *A&A*, 435, 125
- . 2009, *ArXiv e-prints*
- Sollins, P. K., Zhang, Q., Keto, E., & Ho, P. T. P. 2005, *ApJ*, 631, 399
- Sridharan, T. K., Beuther, H., Saito, M., Wyrowski, F., & Schilke, P. 2005, *ApJ*, 634, L57
- Sridharan, T. K., Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., & Wyrowski, F. 2002, *ApJ*, 566, 931
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1980, *ApJ*, 241, 637
- Stecklum, B., Feldt, M., Richichi, A., Calamai, G., & Lagage, P. O. 1997, *ApJ*, 479, 339
- Strömgren, B. 1939, *ApJ*, 89, 526
- Szymczak, M., Cohen, R. J., & Richards, A. M. S. 1998, *MNRAS*, 297, 1151
- Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W. 1986, in *New York*, Wiley-Interscience, 1986, 554 p., ed. Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W.
- Thompson, M. A., Hatchell, J., Walsh, A. J., MacDonald, G. H., & Millar, T. J. 2006, *A&A*, 453, 1003
- Thompson, R. I. 1984, *ApJ*, 283, 165

- Thum, C., Matthews, H. E., Harris, A. I., Tacconi, L. J., Schuster, K. F., & Martin-Pintado, J. 1994, *A&A*, 288, L25
- Torrelles, J. M., Gómez, J. F., Garay, G., Rodríguez, L. F., Curiel, S., Cohen, R. J., & Ho, P. T. P. 1998, *ApJ*, 509, 262
- Torrelles, J. M., Patel, N. A., Curiel, S., Estalella, R., Gómez, J. F., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Anglada, G., Vlemmings, W., Garay, G., Raga, A. C., & Ho, P. T. P. 2011, *MNRAS*, 410, 627
- Torrelles, J. M., Patel, N. A., Gómez, J. F., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., Anglada, G., Garay, G., Greenhill, L., Curiel, S., & Cantó, J. 2001, *ApJ*, 560, 853
- Torrelles, J. M., Verdes-Montenegro, L., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., & Canto, J. 1993, *ApJ*, 410, 202
- Trinidad, M. A., Curiel, S., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Migenes, V., & Patel, N. 2006, *AJ*, 132, 1918
- Trinidad, M. A., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., & Curiel, S. 2007, *AJ*, 134, 1870
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- Val'tts, I. E., Ellingsen, S. P., Slysh, V. I., Kalenskii, S. V., Otrupcek, R., & Larionov, G. M. 2000, *MNRAS*, 317, 315
- van der Tak, F. F. S., Walmsley, C. M., Herpin, F., & Ceccarelli, C. 2006, *A&A*, 447, 1011
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., Jappsen, A. K., Ballesteros-Paredes, J., González, R. F., & Klessen, R. S. 2007, *ApJ*, 657, 870
- Walborn, N. R., Howarth, I. D., Herrero, A., & Lennon, D. J. 2003, *ApJ*, 588, 1025
- Walmsley, M. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 1, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. S. Lizano & J. M. Torrelles, 137
- Walsh, A. J., Burton, M. G., Hyland, A. R., & Robinson, G. 1998, *MNRAS*, 301, 640
- Wang, Y., Zhang, Q., Rathborne, J. M., Jackson, J., & Wu, Y. 2006, *ApJ*, 651, L125
- Woitas, J., Bacciotti, F., Ray, T. P., Marconi, A., Coffey, D., & Eisloffel, J. 2005, *A&A*, 432, 149
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Yamashita, T., Murata, Y., Kawabe, R., Kaifu, N., & Tamura, M. 1991, *ApJ*, 373, 560
- Yamashita, T., Sato, S., Nagata, T., Suzuki, H., Hough, J. H., McLean, I. S., Garden, R., & Gatley, I. 1987, *A&A*, 177, 258

- Yamashita, T., Suzuki, H., Kaifu, N., Tamura, M., Mountain, C. M., & Moore, T. J. T. 1989, *ApJ*, 347, 894
- Yorke, H. W. & Bodenheimer, P. 1999, *ApJ*, 525, 330
- Yorke, H. W. & Kruegel, E. 1977, *A&A*, 54, 183
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846
- Young, K. H., Hunter, T. R., Wilner, D. J., Gurwell, M. A., Barrett, J. W., Blundell, R., Christensen, R., Fong, D., Hirano, N., Ho, P. T. P., Liu, S. Y., Lo, K. Y., Martin, R., Matsushita, S., Moran, J. M., Ohashi, N., Papa, D. C., Patel, N., Patt, F., Peck, A., Qi, C., Saito, M., Schinckel, A., Shinnaga, H., Sridharan, T. K., Takakuwa, S., Tong, C. E., & Trung, D. V. 2004, *ApJ*, 616, L51
- Zapata, L. A., Menten, K., Reid, M., & Beuther, H. 2009, *ApJ*, 691, 332
- Zapata, L. A., Palau, A., Ho, P. T. P., Schilke, P., Garrod, R. T., Rodríguez, L. F., & Menten, K. 2008, *A&A*, 479, L25
- Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P., Beuther, H., & Zhang, Q. 2006, *AJ*, 131, 939
- Zapata, L. A., Schmid-Burgk, J., Muders, D., Schilke, P., Menten, K., & Guesten, R. 2010, *A&A*, 510, A2
- Zhang, Q. 2005, in *IAU Symposium, Vol. 227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 135–144
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Sridharan, T. K., & Ho, P. T. P. 2002, *ApJ*, 566, 982
- Zhou, S., Evans, II, N. J., Koempe, C., & Walmsley, C. M. 1993, *ApJ*, 404, 232
- Zhou, S., Evans, II, N. J., & Wang, Y. 1996, *ApJ*, 466, 296
- Zinnecker, H. & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, 45, 481