

Universidad Nacional Autónoma de México

Centro de Radioastronomía y Astrofísica



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE MÉXICO

**Estudio de la región de  
formación de estrellas masivas  
IRAS 16547–4247**

TESIS

que para obtener el título de

Doctor en Ciencias (Astronomía)

presenta

Ramiro Franco Hernández

Directores: Luis Felipe Rodríguez Jorge (CRyA-UNAM),  
James M. Moran (Harvard-Smithsonian CfA)

Morelia, Michoacán, México. Octubre de 2009



Agradezco a los miembros del Centro de Radioastronomía y Astrofísica de la UNAM en especial a los que me han ayudado a mejorar el contenido de esta tesis. A los miembros del Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics en especial al equipo del SubMillimeter Array. A mis asesores Luis Felipe Rodríguez y James M. Moran. A mi familia. A Rosy.



PARA ROSY



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>5</b>
<b>2. Formación estelar</b>	<b>7</b>
2.1. Regiones de formación estelar . . . . .	7
2.2. Formación de las protoestrellas . . . . .	9
2.3. Formación de los flujos . . . . .	14
2.4. Chorros térmicos . . . . .	20
2.5. Formación de estrellas masivas . . . . .	24
<b>3. Radiotelescopios</b>	<b>27</b>
3.1. Teoría electromagnética . . . . .	27
3.2. Parámetros descriptivos de las antenas . . . . .	33
3.3. Antenas de apertura continua . . . . .	38
3.4. Interferómetros y síntesis de apertura . . . . .	42
<b>4. IRAS 16547–4247</b>	<b>49</b>
4.1. Observaciones con el SMA . . . . .	50
4.2. Máseres de agua . . . . .	53
4.3. Temperatura del gas: CH <sub>3</sub> CN . . . . .	55
4.4. Movimientos propios de las fuentes de radiocontinuo. . . . .	57
<b>5. The IRAS 16547–4247 molecular outflow</b>	<b>59</b>
Garay, G., et al. 2007, A&A, 463, 217	
5.1. Introduction . . . . .	60
5.2. Observations . . . . .	61
5.3. Results . . . . .	63
5.3.1. Molecular core . . . . .	63
5.3.2. Molecular outflow . . . . .	66
5.4. Analysis and Discussion . . . . .	68



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.



5.4.1. Physical properties and kinematics of the massive and dense core . . . . .	68
5.4.2. Molecular outflow . . . . .	70
5.5. Conclusions . . . . .	74
<b>6. The Collimated Jet Source in IRAS 16547–4247</b>	<b>77</b>
Rodríguez, et al. 2008, AJ, 135, 2370	
6.1. Introduction . . . . .	78
6.2. Observations . . . . .	79
6.3. Results and Discussion . . . . .	80
6.3.1. The central jet source . . . . .	85
6.3.2. The northern lobe . . . . .	86
6.3.3. The southern lobe . . . . .	86
6.3.4. Source A . . . . .	87
6.3.5. Source D . . . . .	87
6.3.6. Source E . . . . .	87
6.4. Search for variations and proper motions . . . . .	87
6.4.1. The central jet source and source S-1 . . . . .	88
6.4.2. Lack of Proper Motions Along the Jet Axis . . . . .	90
6.4.3. Proper Motions in the Direction Transverse to the Jet Axis . . . . .	90
6.5. A Precession Model for IRAS 16547-4247 . . . . .	91
6.6. Putting the IRAS 16547-4247 Jet in Context . . . . .	98
6.7. Conclusions . . . . .	100
<b>7. IRAS 16547–4247: Rotating Structures and Outflow</b>	<b>101</b>
Franco-Hernández, et al. 2009, ApJ, 701, 974	
7.1. Introduction . . . . .	102
7.2. Observations . . . . .	104
7.3. Results . . . . .	105
7.3.1. 1.3 cm VLA observations . . . . .	105
7.3.2. SMA 1.3 mm continuum observations . . . . .	106
7.3.3. SMA SO <sub>2</sub> observations . . . . .	112
7.4. Discussion . . . . .	112
7.4.1. Water masers . . . . .	112
7.4.2. SO <sub>2</sub> . . . . .	115
7.4.3. An accretion origin for the high luminosity? . . . . .	117
7.5. Conclusions . . . . .	118

ÍNDICE GENERAL	3
----------------	---

---

8. Conclusiones y perspectivas	123
--------------------------------	-----

Bibliografía	127
--------------	-----



# 1

## Introducción

En esta tesis se presenta un estudio observacional de la región de formación de estrellas masivas IRAS 16547–4247. Esta fuente es muy luminosa y está localizada a 2.9 kpc cerca del plano de la galaxia. Las observaciones muestran que este objeto es muy interesante por poseer características similares a las que presentan las estrellas jóvenes de baja masa, esto es, flujos colimados hacia el exterior y estructuras que podrían ser discos. Presenta pues un caso de estudio muy importante para probar los procesos por los cuales se forman las estrellas de alta masa. Las observaciones presentadas aquí, a pesar de sus limitaciones, nos permiten vislumbrar como una estrella joven masiva se forma por medio de lo que parece ser una versión aumentada de una estrella joven de baja masa. Futuros instrumentos permitirán ver mucho más claramente los detalles de los procesos de acreción y expulsión de material en esta fuente.

En el capítulo 2 se presenta una introducción a la formación estelar, discutiendo la teoría básica y la evidencia observacional más importante que la respalda. Se discute la formación de estrellas de baja y alta masa con sus diferencias, y los problemas para estudiar las estrellas de alta masa.

En el capítulo 3 se presenta una introducción a la teoría de la interferometría de radio, comenzando por la teoría electromagnética básica hasta llegar a la técnica de síntesis de imagen.

En el capítulo 4 se presenta una introducción detallada de la fuente IRAS 16547–4247, las observaciones en el infrarrojo, en el radiocontinuo y en líneas moleculares. En el capítulo 5 se muestran las observaciones milimétricas a baja resolución ( $\sim 20''$ ) del flujo molecular a gran escala, así como del núcleo denso y masivo en el que se localiza la fuente.

En el capítulo 6 se presentan observaciones de radiocontinuo con el VLA donde se analiza la variación temporal de las fuentes detectadas, contemplando la posibilidad de precesión y dando límites a los movimientos propios.

En el capítulo 7 se muestran las observaciones de radiocontinuo a 2 cm y máseres de agua realizadas con el VLA, y observaciones del continuo de polvo a 1.3 mm y de línea molecular obtenidas con el SMA. La información de velocidad de los máseres de agua y de la emisión molecular es usada para estimar keplerianamente la masa del objeto en el centro de la región.

Finalmente en el capítulo 8 se presentan las principales conclusiones de la tesis y las perspectivas para el futuro.

Los principales resultados de esta tesis se encuentran publicados en tres artículos: Garay et al. 2007, *A&A*, 463, 217; Rodríguez, et al. 2008, *AJ*, 135, 2370; y Franco-Hernández, et al. 2009, *ApJ*, 701, 974.

# 2

## Formación estelar

Es probable que uno de los primeros seres humanos, mucho antes que las grandes civilizaciones florecieran, miró las estrellas en el cielo y se maravilló del espectáculo. Desde entonces las estrellas han presentado un misterio. Nos hemos hecho preguntas que han cambiado en el tiempo, ¿Qué son? ¿Qué las hace brillar?, ¿Cómo llegaron ahí?, ¿Qué tan viejas son?, ¿Cómo se forman?, ¿Cómo cambian con el tiempo?, etc. Muchas de estas preguntas han sido contestadas más o menos por completo durante los últimos siglos. Al mismo tiempo nuevas preguntas y nuevos intentos por responderlas han surgido. En este capítulo se presenta una introducción a la formación estelar, iniciando con la formación de estrellas de baja masa y siguiendo después con la formación de las estrellas masivas.

### 2.1. Regiones de formación estelar

Se piensa que la formación estelar en nuestra galaxia ha sido un proceso continuo desde que ésta se formó. Evidencia de esta formación continua es que se observan estrellas de diferentes edades, desde muy viejas, con edades calculadas en más de  $10^9$  años, hasta estrellas muy jóvenes, cuya vida se estima del orden de  $10^6$  años.

Las estrellas de masa menor a unas ocho veces la masa del Sol ( $\leq 8 M_{\odot}$ <sup>1</sup>)

---

<sup>1</sup> $M_{\odot}$  es una masa solar,  $\approx 2 \times 10^{33}$  gr.

se conocen como estrellas de baja masa y se han estudiado por mucho tiempo, sin embargo aún queda mucho por entender de los procesos que dan origen a la amplia gama de fenómenos que se presentan en las primeras etapas de la vida de estas estrellas.

Se observa que en algunas galaxias, incluyendo la nuestra, existen cúmulos de estrellas jóvenes, indicando que las regiones en las que se formaron dichas estrellas debieron estar delimitadas de alguna manera. Una primera pista aparece al notar que no todas las galaxias presentan estos cúmulos, por ejemplo las galaxias elípticas prácticamente no presentan estrellas jóvenes, mientras que en las llamadas galaxias espirales estas estrellas son abundantes, y la formación estelar parece dispararse en las galaxias en colisión. Una de las diferencias entre estas galaxias es que mientras las espirales tienen abundante gas interestelar, las elípticas parecen haberlo consumido largo tiempo atrás (ver Sandage, 1986).

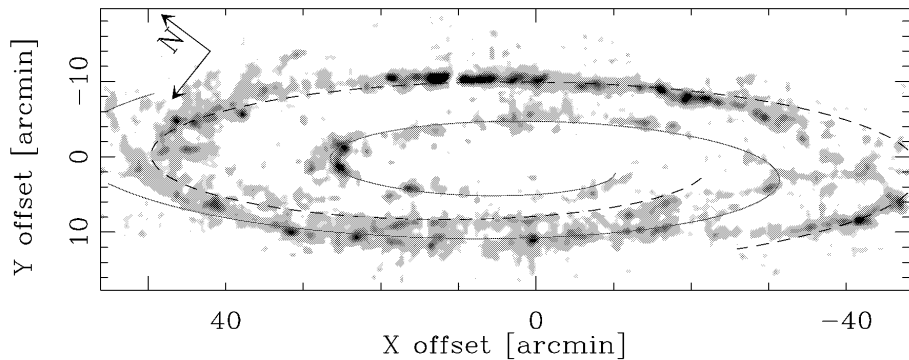
En nuestra Galaxia (la cual se sabe es del tipo espiral) se pueden observar estructuras gaseosas distribuidas a lo largo de los brazos espirales que se conocen como nubes moleculares. En la Fig. 2.1 se pueden ver estas nubes de gas para la galaxia de Andrómeda. Estas nubes están compuestas principalmente de hidrógeno molecular,  $H_2$ , y tienen típicamente temperaturas de  $\sim 10$  K. Estas nubes son oscuras en longitudes de onda cortas como el óptico e incluso en el infrarrojo (ver Fig. 2.2), por lo que las observaciones de radio representan una herramienta muy importante para estudiar su interior.

Algunas de estas nubes moleculares son realmente enormes con tamaños del orden de  $50 \text{ pc}$ <sup>2</sup> y por ello se les conoce como nubes moleculares gigantes. Sus densidades son del orden de  $100 \text{ cm}^{-3}$ , pero en ellas existen regiones que tienen densidades de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , a estas regiones se les conoce como núcleos densos, los cuales representan un 10 % de la masa total de la nube que es del orden de  $10^5 M_\odot$ . Es en estas nubes gigantes en donde se forman la mayoría de las estrellas y, como se verá, los núcleos densos son las semillas para la formación de nuevas estrellas.

Además de estas nubes moleculares existen otras nubes en el medio interestelar, de las cuales las más masivas son las que están compuestas principalmente por hidrógeno neutro, sin embargo estas nubes, por razones que

---

<sup>2</sup>Un parsec (pc) es la distancia a la cual una separación de 1 UA subtende un ángulo de 1 segundo de arco. Un parsec equivale a 206 265 UA, una UA (unidad astronómica) es la distancia promedio entre el Sol y la Tierra,  $1.5 \times 10^{13}$  cm.



**Figura 2.1:** Imagen en radio de la línea  $J = 1 \rightarrow 0$  del CO (ésta es una de las líneas rotacionales del CO) proveniente de la galaxia de Andrómeda en donde se ve la distribución de las nubes moleculares y como siguen el patrón de los brazos espirales, marcados con las líneas continuas y quebradas (tomado de Guélin et al. 2000).

se darán más adelante, no son propicias para la formación estelar, sus densidades son menores a las de las nubes moleculares, del orden de  $30 \text{ cm}^{-3}$ , y tienen temperaturas bastante mayores, del orden de 80 K.

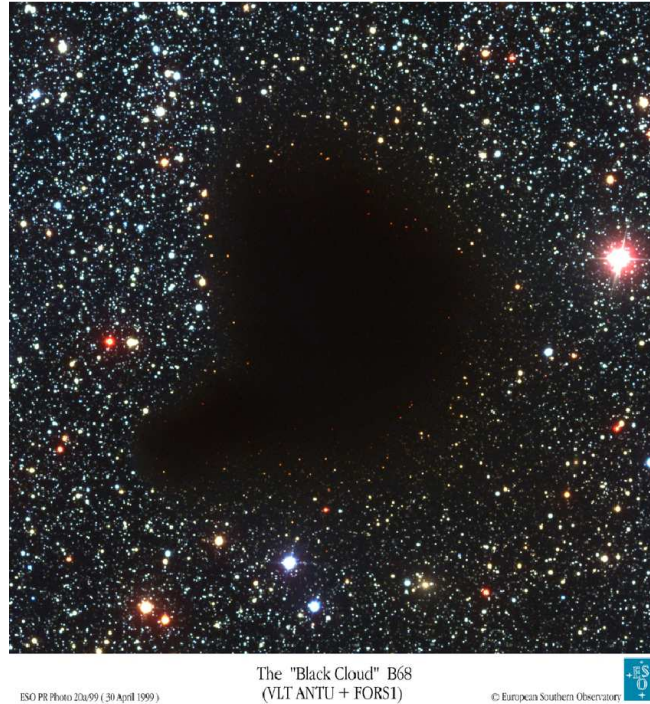
## 2.2. Formación de las protoestrellas

Las nubes compuestas por el material interestelar más denso (las nubes moleculares) son muchos órdenes de magnitud más tenues que cualquiera de las estrellas que observamos. Si se quiere que a partir de alguna de estas nubes se formen estrellas, es necesario que las nubes se contraigan para alcanzar las densidades observadas.

Por una parte las partículas que forman una nube tienden a dispersarse de manera natural por su movimiento pero por otro lado la fuerza de gravedad las mantiene unidas (por lo pronto no consideramos otros agentes como el campo magnético o la turbulencia). Para tener una primera idea de que pasa con una de estas nubes se utiliza el criterio de Jeans, dado por Sir James Jeans a principios del siglo XX.

Consideremos una nube esférica, homogénea, de radio  $R$  y masa  $M$ . El teorema del virial dice que en una situación de equilibrio, el doble de la energía cinética de un sistema de partículas,  $K$ , más su energía potencial,





**Figura 2.2:** En esta figura se puede ver una nube molecular, llamada Barnard 68, que se ha podido observar en esta imagen óptica gracias a que está cerca de nosotros y absorbe la luz de las estrellas que se encuentran detrás, por ello aparece como una región oscura. Según observaciones (ver Hotzel et al. 2002) se le calcula una distancia de 80 pc con una temperatura de  $\approx 8$  K y una masa de sólo  $0.7 M_{\odot}$ , lo que la convierte en una nube molecular de masa pequeña.

$U$ , es igual a cero siempre y cuando la energía potencial dependa como el inverso de la distancia entre las partículas; (ver por ejemplo Goldstein, 1980 §3-4),

$$2K + U = 0 . \quad (2.1)$$

Suponemos que la nube está en equilibrio térmico y entonces la energía cinética total está dada por

$$K = \frac{3}{2}nkT , \quad \text{donde} \quad n = \frac{M}{\mu m_H} , \quad (2.2)$$

$k$  es la constante de Boltzmann,  $T$  es la temperatura de la nube,  $n$  es el número de partículas,  $\mu$  es la masa molecular promedio en unidades de la

masa del átomo de hidrógeno y  $m_H$  es la masa de un átomo de hidrógeno.

La energía potencial de la nube se puede calcular integrando la fuerza entre cada par de elementos de volumen en ésta, dando por resultado

$$U = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}, \quad (2.3)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal. Substituyendo las Ecs. (2.2) y (2.3) en la Ec. (2.1) se puede obtener una expresión para la masa

$$M_J = \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{3}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.4)$$

que se conoce como la masa de Jeans, donde se ha utilizado

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}.$$

También se puede escribir una expresión para el radio de Jeans como

$$R_J = \left( \frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.5)$$

Se dice que la nube entrará en una etapa de colapso si  $2K < |U|$ , entonces la masa de la nube tiene que cumplir con  $M > M_J$ , es decir que la masa de la nube debe de ser al menos su masa de Jeans o en términos del radio  $R > R_J$ , el radio de Jeans es el menor tamaño que debe de tener una nube, de densidad y temperatura dadas, para que colapse.

Las densidades y temperaturas observadas en las nubes moleculares gigantes dan una masa de Jeans que es menor a la masa que se observa en estas nubes. Para los núcleos densos dentro de estas nubes se obtienen masas de Jeans del orden de  $50 M_\odot$ , valor que es mucho menor a su masa observada de unos  $10^3$ – $10^4 M_\odot$ . Ésto quiere decir que en principio tanto la nube molecular gigante como sus núcleos densos deberían de colapsar. Como se verá al final de la sección, este colapso no ocurre tan fácilmente ya que existen otros agentes que dan soporte a la nube.

Ahora pensemos en que pasa cuando la nube empieza a colapsar. A finales de los años 60's y principios de los 70's, Larson (1969) hizo cálculos numéricos de la dinámica de una nube en colapso bajo diferentes condiciones iniciales. Lo más importante de sus resultados es que en todos los casos encontró que

el colapso no es homólogo, lo que quiere decir que las regiones más centrales se colapsan más rápidamente que las capas externas formando un núcleo denso, la energía acumulada por la contracción es radiada libremente en estas primeras etapas ya que la nube es ópticamente delgada.

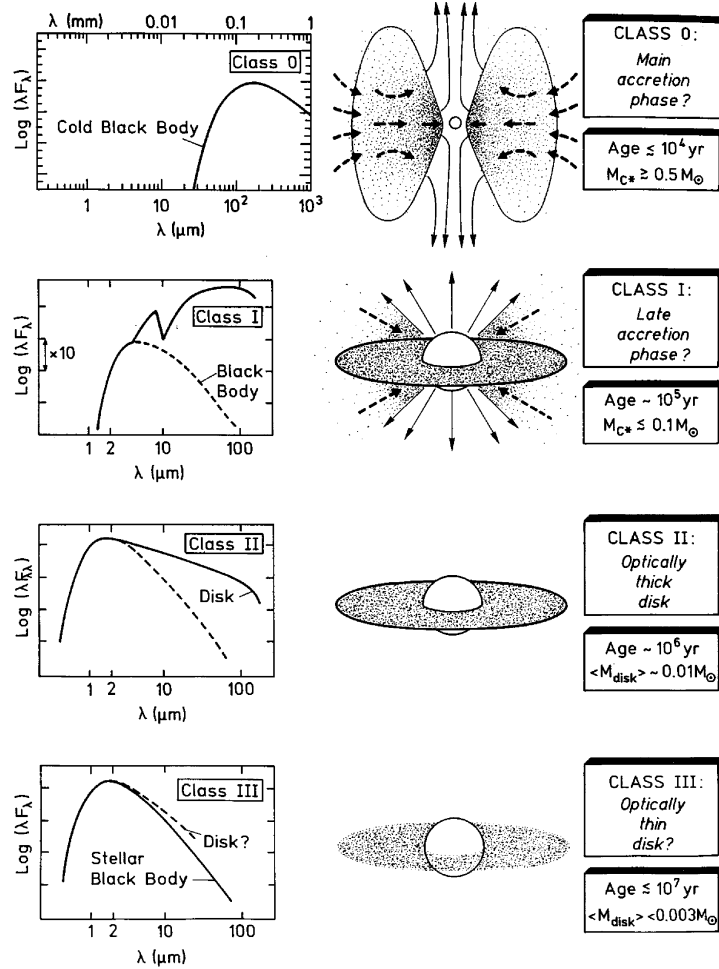
Cuando el material alcanza suficiente densidad en la parte central entonces la radiación ya no puede salir libremente y el material empieza a calentarse en un proceso adiabático, aumentando la temperatura y la presión, dando como resultado una estructura cuasiestática rodeada por la región de acreción del material más exterior. Para una nube de una masa solar este proceso de formación del núcleo tarda del orden de  $10^5$  años. Su masa es de sólo 1 % de la nube original y mide como 1 UA. El material que sigue cayendo se encuentra con el núcleo formando una zona de choque en donde se libera buena parte de la energía en forma de radiación.

El núcleo sigue aumentando su temperatura hasta que alcanza la temperatura suficiente para disociar al  $H_2$  y entonces la parte más central y caliente se colapsa en un segundo núcleo. Al final el primer núcleo terminará por caer al segundo núcleo, este núcleo resultante es el que acretará la masa hasta convertirse en la estrella.

Debido a que el núcleo y la nube pasan por diferentes etapas, se han clasificado los objetos jóvenes por medio de sus distribuciones espectrales de energía (SED por las siglas en inglés de Spectral Energy Distribution). Las cuatro clases principales de esta clasificación se pueden ver en la Fig 2.3 (ver Andre et al. 1993 y Lada, 1987). Estas clases se conocen como clases 0, I, II, III, con el número aumentando como la edad de la estrella. En general los objetos jóvenes tienen un exceso de radiación en el infrarrojo que se debe a la emisión del polvo calentado por medio de la energía liberada por la acreción. Algo notable es que los objetos de Clase 0 parecen tener los flujos más colimados y densos que los otros.

Las etapas posteriores de la evolución se resumen en que la estrella termina de acretar su masa y dependiendo de esta masa sigue diferentes caminos evolutivos. Para estrellas de baja masa el “quemado” de hidrógeno empieza después de que se ha acretado el total de la masa, mientras que las estrellas masivas comienzan a quemarlo antes de que terminen la acreción. Lo anterior se puede ver si se comparan el tiempo de acreción con el tiempo de Kelvin–Helmholtz definido por

$$\tau_{KH} = \frac{|E_g|}{L},$$



**Figura 2.3:** Clasificación de los objetos estelares jóvenes (YSO, Young Stellar Objects) (Lada, 1987+André et al. 1993), tomada de Bachiller (1996). En la columna izquierda se muestra el espectro observado, en el centro se da un diagrama de la morfología de la estrella y en la columna derecha se listan las edades y las masas en las estructuras alrededor de la estrella.

donde  $L$  es la luminosidad de la estrella y  $E_g$  es la energía gravitacional acumulada por la contracción de la nube. Para estrellas como el Sol se tiene  $\tau_{KH} \simeq 10^7$  años mientras que para una estrella masiva  $\tau_{KH} \simeq 10^4$  años, siendo el tiempo de acreción de  $10^6$  años como ya se mencionó.

En realidad si la condición para el colapso fuera solamente el criterio de

Jeans, entonces las nubes moleculares no podrían existir por tanto tiempo como se observa, todas estas nubes colapsarían ya que su masa es mucho mayor que su masa de Jeans. La razón para que no colapsen es que en general existen otras fuentes de soporte además de la presión interna del gas como lo son la turbulencia, la rotación y el campo magnético, de este último se discute brevemente a continuación.

En términos de la inducción magnética  $\mathbf{B}$  se puede escribir la masa crítica para colapso de una nube en unidades prácticas como (Shu, Adams & Lizano, 1987)

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

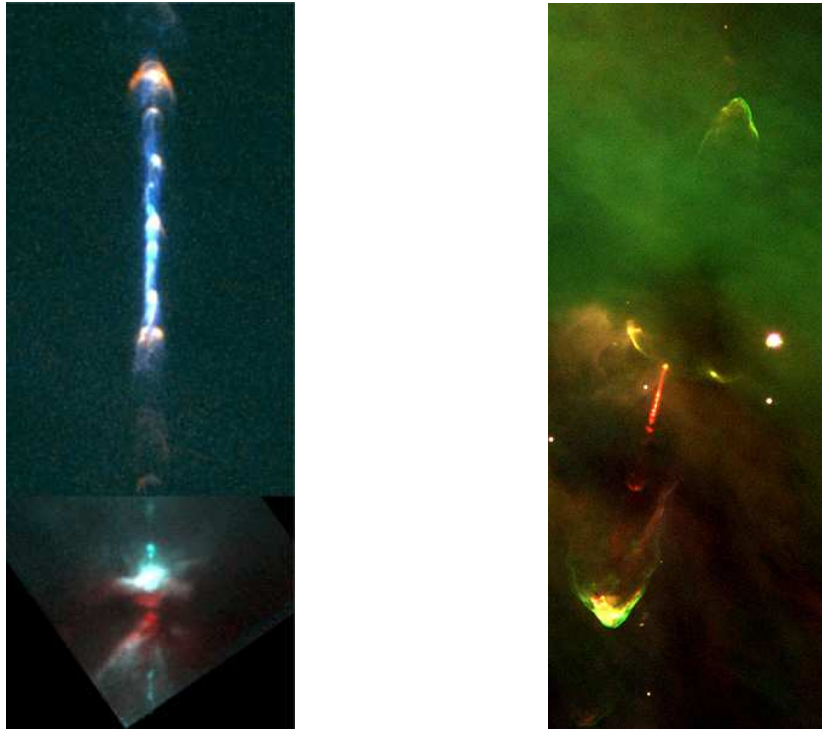
donde  $R$  es el radio de la nube. Las observaciones muestran que los campos son del orden de  $50 \mu\text{G}$  así que la masa crítica obtenida de esta manera sería muy superior a la masa de Jeans para la misma nube pero más parecida a la masa observada (ver Shu et al. 1987). Bajo estas condiciones los agentes externos son importantes para que se pueda dar el colapso de estas nubes, por ejemplo como se mencionó en un principio las galaxias en colisión tienen brotes de formación estelar, se piensa que esto es debido a que al chocar las galaxias la presión exterior sobre las nubes aumenta de tal manera que entran en colapso. Otro ejemplo de un agente externo, que también puede inducir el colapso de las nubes, son las ondas de choque producidas por las explosiones de supernova (más de esto se puede ver por ejemplo en Rodríguez, 1996 §I).

### 2.3. Formación de los flujos

Los objetos Herbig–Haro (HH) fueron descubiertos por George Herbig (1951) y Guillermo Haro (1952) casi al mismo tiempo. En sus observaciones detectaban un espectro que presentaba líneas de emisión características, las más intensas son por ejemplo las líneas<sup>3</sup> de [OI] a 6300 y 6363 Å, el doblete de [OII] a 3727 Å y los pares de [SII] a 4068, 4076 Å y a 6717, 6731 Å. Se pensaba que estas líneas eran producto de choques de material a velocidades de cientos de kilómetros por segundo, ya que el espectro recordaba un poco al de las remanentes de supernova viejas que tienen estas velocidades típicamente. Se sabe que se requiere de fuentes excitadoras para mantener a los objetos radiando y durante mucho tiempo estas se buscaron infructuosamente dentro de los mismos objetos HH.

---

<sup>3</sup>La notación entre corchetes denota que se trata de líneas prohibidas.



**Figura 2.4:** En la imagen de la **izquierda** se puede ver el objeto HH 111 tomado con el Telescopio Espacial Hubble, es una composición de imágenes del óptico (superior) , y el infrarrojo (inferior). Este es un sistema complejo, que parece haber sido un sistema triple, pero ahora se sabe que es sólo un sistema binario. Una de las estrellas de este sistema binario es la que produce el flujo bipolar que se observa (ver Reipurth et al. 1999). En la imagen de la **derecha** se muestra el objeto HH 34, observado con el VLT del Observatorio Austral Europeo (ESO). Se pueden observar las dos zonas de choque simétricas con respecto a la fuente, también cerca de ésta se puede ver un chorro brillante formado por pequeños glóbulos.

Las razones por las que no se encontraron las estrellas que excitaban a los objetos HH ahora son claras. Sabemos que estas estrellas se encuentran en una región del cielo ligeramente distinta a los objetos y además embebidas en una nube que no permite su observación en el óptico. Gracias a las técnicas modernas de observación en el infrarrojo y el radio se ha podido ver que los objetos HH son sólo la parte más externa de un flujo de material. Dicho flujo se puede seguir hasta su origen en donde se encuentra con una región

altamente oscurecida, que emite en el radio e infrarrojo principalmente, como lo hacen los objetos estelares jóvenes (e.g. Pravdo et al. 1985 sobre HH 1 y 2).

Desde entonces se han hecho observaciones que apuntan a que existe una relación muy estrecha entre los objetos estelares jóvenes y los flujos hacia el exterior (ver Bachiller, 1996 y Reipurth & Bally, 2001). Estos flujos están compuestos por material en diferentes estados de excitación, desde gas ionizado hasta molecular, es por ello que se les puede detectar en una variedad de frecuencias, desde el radio hasta el ultravioleta y recientemente también en rayos X (ver Pravdo et al. 2001 y Favata et al. 2002).

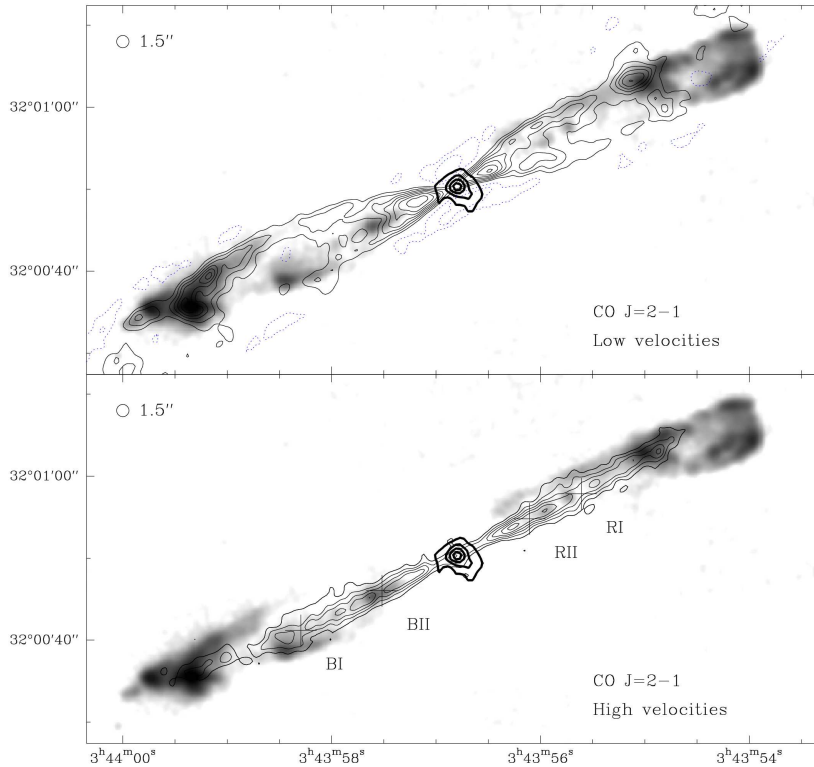
Estos flujos tienen morfologías muy diversas pero en muchos de ellos se presenta una forma bipolar, es decir, que la mayor cantidad de flujo va en dos direcciones diametralmente opuestas. En general la forma del flujo depende de las condiciones del medio circundante y de la energía que se le deposite; ejemplos de algunos flujos se pueden ver en la Fig. 2.4.

Son las partes más alejadas de los chorros las que dan origen a los objetos Herbig–Haro, ésto se debe a que en esta zona se forma una onda de choque entre el material del flujo y el medio. El choque calienta al material en una región muy delgada, llamada superficie de trabajo que conforme avanza deja detrás una zona más gruesa de enfriamiento, de donde se emite la radiación que se observa en el óptico. Este tipo de radiación característica se observa además en otras zonas dentro del flujo y no sólo en las puntas, ya que pueden existir zonas de choque internas.

Buena parte de la información que se tiene sobre los flujos se ha obtenido de las observaciones de su componente molecular, la cual describiremos a continuación.

La emisión de transiciones rotacionales de la molécula del CO sirve para trazar las regiones de densidad moderadamente elevada ( $> 100 \text{ cm}^{-3}$ ) y dan una estimación de la cantidad de hidrógeno molecular que está contenida en el flujo. La cantidad de material que se observa en estos flujos moleculares va desde  $0.1 M_{\odot}$  hasta cerca de unas  $200 M_{\odot}$ . Sin embargo la mayor parte de este material es parte de la nube original que es acelerada por el flujo. En algunas fuentes se observa que los flujos bipolares tienen una componente de baja velocidad poco colimada, con velocidades de hasta unos  $20 \text{ km s}^{-1}$  y otra componente de alta velocidad muy colimada con velocidades hasta de  $100\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$ , ver Fig. 2.5. Las observaciones muestran que las estructuras son complejas y en muchas ocasiones se puede ver que de alguna manera el flujo ha barrido con el material y ha formado una especie de cavidad en la





**Figura 2.5:** En esta figura se muestra la superposición de la imagen de la emisión del hidrógeno molecular  $v=1-0$  S(1) a  $2.12 \mu\text{m}$  del chorro de HH 211 (escala de grises), la emisión de línea de CO  $J = 2 \rightarrow 1$  (líneas delgadas) y la emisión a 1.3-mm del polvo frío que rodea a la fuente (líneas gruesas). En el panel superior se puede ver como el flujo molecular toma la forma de una cavidad cuando se le ve a bajas velocidades, mientras que en el panel inferior se puede ver la forma colimada del flujo a altas velocidades. Tomada de Gueth & Guilloteau (1999).

nube. La manera en que ocurre ésto aún no está entendida del todo.

La extensión de estos flujos es variable debido a que en diferentes etapas de la evolución las condiciones para la eyección cambian. Se observan flujos con dimensiones desde 0.1 pc hasta poco más de 10 pc. Estos tamaños son de esperarse ya que el material eyectado con las velocidades observadas de  $100 \text{ km s}^{-1}$  puede moverse estas distancias durante el tiempo que dura la fase de acreción principal, unos  $10^5$  años.



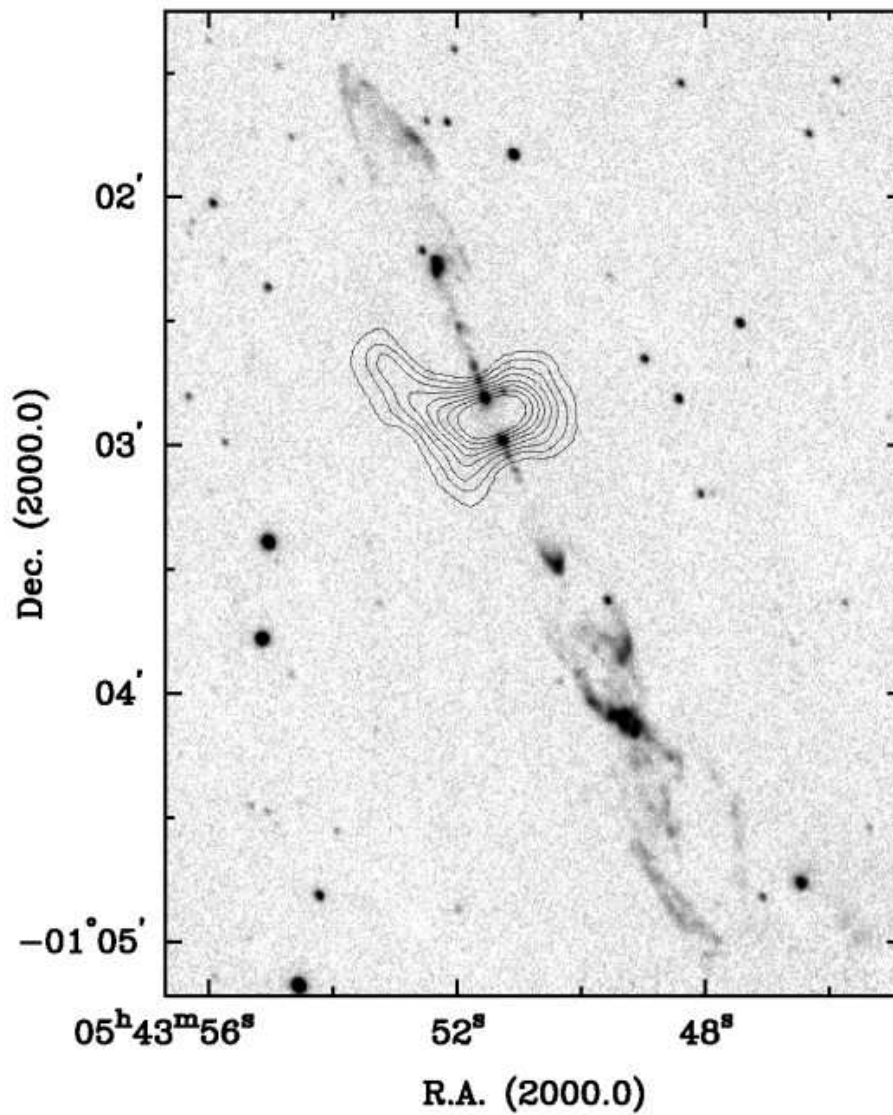
Las observaciones muestran que el flujo no es constante. En algunos casos se puede observar que en el pasado han existido eyecciones de material periódica y simétricamente distribuidas con respecto a la fuente (ver Fig. 2.6), además si la velocidad del flujo es variable (como proponen algunos modelos), se explicaría la existencia de choques internos, en los que el gas a gran velocidad, eyectado más recientemente, puede alcanzar al gas más lento y producir el choque, consistentemente con la estructura observada en los flujos.

Una de las paradojas aparentes en esta etapa de formación es que la estrella debe de estar ganando masa en lugar de perderla. La solución es que en realidad el flujo emergente propicia la acreción de una mayor cantidad de materia hacia la estrella, ya que el material que se encuentra en el disco no podría caer con la misma eficiencia, si no fuera porque el flujo se lleva una importante fracción del momento angular. La cantidad de material eyectado es del orden de 10 % del material que está siendo acretado por la estrella, de igual manera, la energía depositada en el flujo emergente es de sólo 10 % de la energía de la acreción (ver Hartigan, Edwards & Ghandour, 1995).

Hay evidencias observacionales de que alrededor de los objetos estelares jóvenes existen estructuras con dimensiones de  $\approx 100$  UA y masas desde  $10^{-3}$  hasta  $1 M_{\odot}$ . Estas estructuras son discos que se formaron a partir del material original de la nube. La razón para la formación de estas estructuras es que las nubes originalmente tienen una pequeña cantidad de momento angular. Como la nube en contracción debe de conservar el momento angular, entonces perpendicularmente del eje de rotación el material tiene una componente centrífuga y cae más lento que el material en la dirección del eje de rotación. El resultado de eso es que el gas en contracción toma una forma aplanada, al cual se le llama disco de acreción. El material de la nube original cae primero al disco, para después caer en espiral al núcleo.

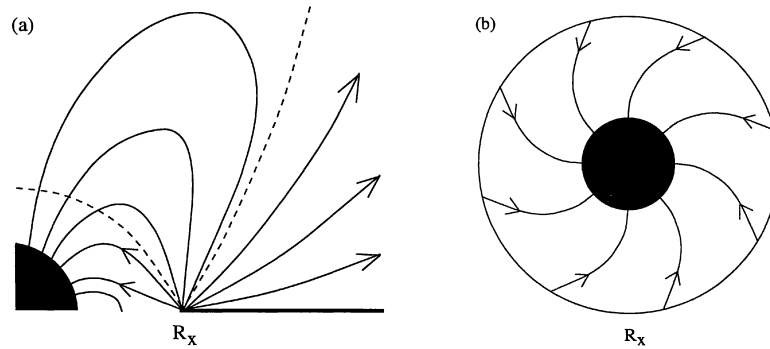
El disco parece ser indispensable para la formación de los flujos que se observan y además los flujos son indispensables para que la estrella continúe acretando material eficientemente, es decir, el disco y el flujo bipolar mantienen una relación simbiótica.

Sobre la producción del flujo molecular con las características observadas se han realizado estudios tanto teóricos como observacionales. Una de las teorías propuestas consiste en un chorro, como los que ya se han mencionado, cuya onda de choque va barriendo el material circundante y que después se propaga junto con el chorro (ver Raga & Cabrit, 1993) produciendo el componente corrido al rojo y el componente corrido al azul que se observan en la emisión molecular. Por otro lado el campo magnético acoplado al disco



**Figura 2.6:** En esta imagen se puede ver la emisión del  $H_2$  a  $2.12 \mu\text{m}$  (escala de grises) del objeto HH 212 (ver Zinnecker, McCaughrean & Rayner 1998). Los contornos representan la emisión del  $NH_3$  (1,1) proveniente del envolvente protoestelar denso. Se puede ver en la imagen del  $H_2$  como existe una simetría del flujo con respecto a la fuente sobre todo cerca de ésta.

en rotación también parece poder proveer un mecanismo para producir flujos



**Figura 2.7:** Vista (a) meridional y (b) polar del disco acoplado con la estrella y el campo magnético. El disco está truncado a la distancia  $R_x$  de la estrella en donde se produce el flujo energético hacia fuera y el flujo en forma de cono hacia la estrella (tomada de Najita, 1995).

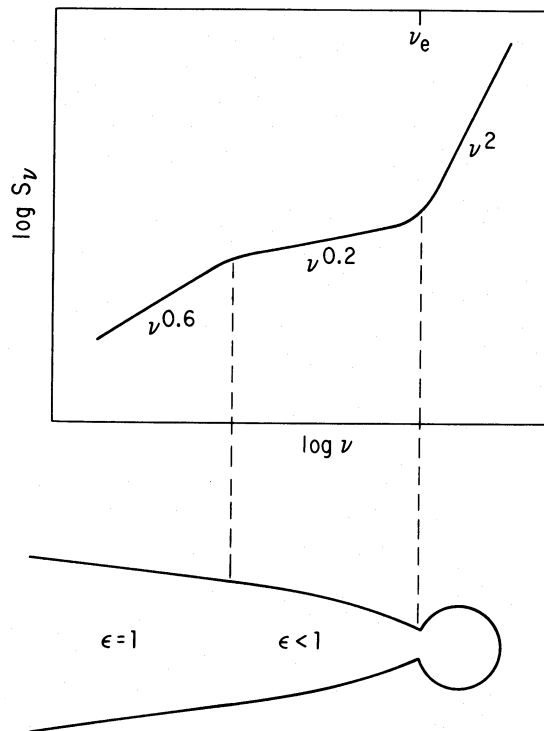
como los que se observan. El modelo más popular en este sentido es el del acelerador X (Shu et al. 1988; Shu et al. 1994ab; Najita & Shu, 1994; Ostriker & Shu, 1995), el cual propone que un viento se origina en la región del disco cercana a la superficie de la estrella en donde el campo magnético es lo suficientemente fuerte para truncar el disco. La rápida rotación del material en esta región parece ser suficiente para producir la eyección de material al mismo tiempo que produce acreción en forma de cono hacia la estrella como se puede ver en la Fig. 2.7. En este modelo la densidad del viento depende del ángulo, dando la impresión de un chorro colimado en la dirección del eje.

En la actualidad no hay evidencia observacional suficiente para respaldar ninguna de las dos teorías, sin embargo parece ser que las características de los flujos moleculares son más bien una compleja combinación de las características predichas por ambos modelos (ver el trabajo de Chin-Fei Lee et al. 2002).

#### 2.4. Chorros térmicos

Como se mencionó anteriormente, los flujos a gran escala asociados a los objetos estelares jóvenes son observados en una gran variedad de longitudes de onda. Sin embargo las regiones más cercanas a estos objetos se encuentran altamente oscurecidas por el material que está siendo acretado, impidiendo su observación en longitudes de onda cortas. Si bien la radiación del polvo

proveniente de estas regiones se puede detectar en el infrarrojo y ha servido para trazar las posiciones de estos objetos, lo que se logra observar no está directamente relacionado con el flujo sino más bien con la envolvente. Es por ésto que las observaciones en longitudes de onda de varios centímetros, que no sufren de extinción por el polvo, son una herramienta valiosa para estudiar los flujos a escalas mucho menores dentro del envolvente.



**Figura 2.8:** Diagrama que ilustra la dependencia del índice espectral en el modelo de Reynolds. La región central que está alrededor de la estrella domina a altas frecuencias mientras que para bajas frecuencias domina el chorro. El parámetro  $\epsilon$  [ver Ec. (2.6)] define el chorro “confinado” ( $\epsilon < 1$ ) y el chorro “libre” ( $\epsilon = 1$ ) (tomado de Reynolds, 1986).

Muchas de las posiciones encontradas para fuentes centimétricas (en los censos) concuerdan con las posiciones de las fuentes excitadoras de los flujos. Se observa que estas fuentes centimétricas son muy compactas, pero en algunos casos que se logran resolver espacialmente (con resoluciones angulares

de fracciones de segundo de arco) se ve que presentan la morfología de un pequeño chorro que está orientado, dentro de sólo unos grados de error, en la dirección del flujo a gran escala <sup>4</sup>. El material del que proviene esta radiación se encuentra muy cerca de la estrella y está parcialmente ionizado y por ello se espera que la mayor parte de la radiación proveniente de este material sea del tipo libre-libre. A estos flujos parcialmente ionizados, compactos y colimados se les conoce como chorros térmicos (Anglada 1996a).

A partir de las mediciones del movimiento propio de los chorros se ha podido inferir que el material que se observa tiene sólo unos pocos años de haber abandonado su fuente, lo que presenta la oportunidad de buscar una explicación al origen de los flujos a gran escala que tienen edades mucho mayores, hasta del orden de  $10^5$  años como se dijo anteriormente.

Otra cosa interesante de los chorros térmicos es que por su pequeño tamaño es posible detectar en ellos variabilidad en el tiempo, en la escala de años.

El espectro de radio observado en estos chorros térmicos es consistente con el que predicen los modelos para chorros térmicos colimados propuestos por Reynolds (1986). A partir de estos modelos la densidad de flujo  $s_\nu$  y el tamaño angular  $\theta_\nu$  como función de la frecuencia para un chorro con una fracción de ionización, temperatura y velocidad constantes está dada por

$$S_\nu \propto \nu^{1.3-0.7/\epsilon} \quad \text{y} \quad \theta_{may} \propto \nu^{-0.7/\epsilon}, \quad (2.6)$$

donde  $\epsilon$  es un parámetro que cuantifica la relación entre el ancho del chorro y su distancia a la estrella, ancho  $\propto$  distancia $^\epsilon$ . Este parámetro puede cambiar con la distancia al origen del chorro, como se puede ver en la Fig. 2.8. Algunos de los chorros térmicos muestran un índice espectral que es consistente con  $\epsilon = 1$  y que corresponde a un chorro cónico (i.e., con ángulo de apertura constante). Sin embargo, otras fuentes requieren de un  $\epsilon < 1$  y gradientes en los otros parámetros (temperatura, velocidad, fracción de ionización, etc) para explicar el índice espectral observado (ver Anglada 1996a).

Los chorros térmicos tienen varias aplicaciones astronómicas que se pueden resumir en: a) permiten determinar de manera precisa la posición de las estrellas en sus primeras etapas de formación (como se dijo antes, las observaciones de la envoltura de gas molecular y polvo no dan esta precisión); b) por la alta resolución de las observaciones se puede investigar si hay fuentes

---

<sup>4</sup>Sin embargo la resolución angular parece no ser suficiente para resolver el ancho del chorro. Ésto da una estimación del límite superior para el ancho de 10 a 50 UA.

múltiples en el sistema, permitiendo dar una explicación en algunos casos a flujos complicados (múltiples); c) los estudios de su variabilidad pueden restringir la naturaleza del fenómeno; d) es posible estimar la tasa de pérdida de masa de acuerdo a la discusión que sigue a continuación.

La estimación de la tasa de pérdida de masa en los chorros térmicos también fué dada por Reynolds (1986). Se supone un chorro compuesto de puro hidrógeno con un ángulo de apertura, velocidad terminal<sup>5</sup>, y fracción de ionización constante, así como una temperatura electrónica<sup>6</sup> constante, tomada igual a  $10^4$  K (que es un valor típico de un gas ionizado). Se supone que el chorro está en plano del cielo (i.e., con un ángulo de inclinación  $i = 90^\circ$ ) sin pérdida de generalidad, ya que variaciones de  $i$  desde  $45^\circ$  hasta  $90^\circ$  sólo cambian la estimación de la tasa de pérdida de masa en un 10 %.

Bajo estas condiciones, la tasa de pérdida de masa queda como (ver Ec. (19) en Reynolds, 1986)

$$\dot{M}_{-6} = 1.9 v_8 \chi_0^{-1} S_{mJy}^{0.75} \nu_9^{-0.45} d_{kpc}^{1.5} \theta_0^{0.75}, \quad (2.7)$$

donde  $\dot{M}_{-6}$  es la tasa de pérdida de masa en unidades de  $10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$ ,  $v_8$  es la velocidad terminal del chorro en  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$ ,  $\chi_0$  la fracción de ionización,  $S_{mJy}$  es la densidad de flujo observado en mJy,  $\nu_9$  es la frecuencia observada en GHz,  $d_{kpc}$  es la distancia en kpc, y  $\theta_0$  es el ángulo de apertura en radianes.

El ángulo de apertura se estima por medio de la relación

$$\theta_0 = 2 \tan^{-1} \left( \frac{\theta_{men}}{\theta_{may}} \right), \quad (2.8)$$

donde  $\theta_{men}$  y  $\theta_{may}$  son las medidas deconvolucionadas del eje menor y mayor del chorro, respectivamente. La velocidad terminal se toma como  $3 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  para estrellas de baja masa.

Por último se puede calcular la tasa de fotones ionizantes requerida para ionizar totalmente el chorro, que siguiendo la discusión de Rodríguez & Cantó (1983) está dada por

$$N_i = 2.0 \times 10^{48} S_{mJy}^{1.5} d_{kpc}^3 \nu_9^{-0.9} r_i^{-1}, \quad (2.9)$$

donde  $N_i$  es la tasa de ionización en fotones por segundo, y  $r_i$  es el radio interior del chorro ionizado en radios solares (i.e. el punto base del chorro y que se puede suponer igual al radio estelar).

---

<sup>5</sup>La velocidad terminal se refiere a la velocidad que alcanza el material expulsado una vez que está lejos de la estrella y la gravedad de ésta ya no es significativa.

<sup>6</sup>La temperatura electrónica es la misma que la temperatura del gas ionizado cuando existe el equilibrio térmico.

### 2.5. Formación de estrellas masivas

Nos referimos aquí a las estrellas con masas superiores a  $\sim 8 M_{\odot}$ , es decir, estrellas que podrían explotar como una supernova tipo II al final de sus vidas. El estudio de la formación de estas estrellas es un campo de investigación que ha crecido en los últimos años. Recientemente se han publicado algunos artículos revisando el estado actual de la teoría y las observaciones sobre la formación de estrellas masivas jóvenes (e.g. Zinnecker & Yorke, 2007).

El estudio de la formación de estrellas de baja masa se ha estado realizando por varias décadas. Existe un gran número de observaciones de las regiones de formación de estrellas de baja masa, y la teoría, aunque no esté completa, está bastante avanzada (ver por ejemplo Shu et al. 1987; 1993, McKee & Ostriker 2007). Sin embargo, las observaciones y la teoría sobre la formación de estrellas masivas se encuentran en un estado mucho menos avanzado. Una parte del problema es que la cantidad de regiones disponibles para estudiar los procesos de formación de estrellas masivas es mucho menor que las regiones donde se forman las estrellas de baja masa. Los lapsos de tiempo en los que ocurren los procesos de formación de estrellas masivas son mucho más cortos que los de las estrellas de baja masa. En términos observacionales, quizás el impedimento más importante, es el hecho de que las distancias a las que se encuentran estas regiones son muy grandes, limitando la capacidad de los telescopios de resolver las fuentes en estas regiones y restringiendo las observaciones a las fuentes más brillantes.

Si se trata de exportar el proceso de acreción por medio del cual se forman las estrellas de baja masa a las estrellas de alta masa, uno se encuentra inmediatamente con un problema. La luminosidad de las estrellas va aproximadamente como la cuarta potencia de la masa,  $L \propto (M)^4$ , entonces la radiación producida por la estrella ejerce una fuerza hacia el exterior que se contrapone a la acreción de material desde la nube molecular. El problema está en que cuanto mayor sea la masa de la estrella (lo cual queremos para hacer estrellas de gran masa) mayor será su luminosidad y por tanto ejercerá una fuerza mayor sobre el material circundante. Eventualmente la acreción se detendrá si la fuerza de la radiación es suficientemente grande. Si suponemos que la fuerza de radiación actúa sobre el polvo y utilizamos valores típicos para el tamaño, densidad y abundancia de los granos, se puede calcular que una estrella de alrededor de  $10 M_{\odot}$  alcanzaría una luminosidad suficiente para frenar la caída de material hacia la estrella. Sin embargo nosotros sabemos que existen estrellas mucho más masivas con masas hasta del



orden de  $100 M_{\odot}$  (e.g. Figer et al. 2002, Lang et al. 2001).

Existen algunos modelos que presentan posibles escenarios en los que se puede aliviar el problema de la fuerte radiación de la estrella. Algunos de los modelos proponen que la acreción de material, en regiones de alta densidad en nubes moleculares, es lo suficientemente rápida y densa como para contrarrestar los efectos de la radiación de la estrella (e.g. Osorio, Lizano, & D'Alessio 1999, McKee & Tan 2002), sin embargo los detalles de la acreción hacia la estrella son muy difíciles de modelar. La fotoionización del material en un posible disco de acreción y la creación de una región HII son procesos importantes que necesitan ser considerados. Otros modelos proponen un escenario en donde estrellas masivas se forman a partir de la fusión de protoestrellas de masas intermedias (Bonnell, Bate, & Zinnecker 1998, Stahler, Palla, & Ho 2000), aunque un problema con esta idea puede ser la alta densidad de protoestrellas necesaria. Densidades del del orden de  $10^8 \text{ pc}^{-3}$  son necesarias para que las fusiones entre estrellas sean posibles aunque esta densidad puede ser de sólo  $10^6 \text{ pc}^{-3}$  si se consideran fusiones de binarias cercanas (Bonnell & Bate 2005). Estas densidades están por arriba de cúmulos jóvenes como el cúmulo del trapecio de Orión que tiene una densidad de  $4.7 \times 10^4 \text{ pc}^{-3}$  (McCaughrean & Stauffer 1994). Una variación al modelo de acreción es el de acreción competitiva (Bonnell et al. 1997), donde las estrellas ganan material dependiendo de su ubicación dentro de la nube molecular, siendo las más favorecidas las que se encuentren en su camino con regiones de gas con mayor densidad y aquellas que iniciaron su crecimiento con mayor tamaño. Quizás en realidad las estrellas de alta masa se forman por una mezcla de estos procesos o quizás existan algunos otros procesos mas complicados que aún no se han considerado.

Si una estrella masiva es formada por un proceso de acreción es de esperar que similarmente a lo que ocurre con sus contrapartes de baja masa, esta se de mediante un disco de acreción. El disco y los flujos colimados emergentes que acompañan a este, deberían de estar presentes en las primeras etapas de la evolución de estas estrellas y ser una versión a gran escala de los discos y flujos de estrellas de baja masa. Por otro lado, si otros procesos como la fusión de protoestrellas es el principal proceso, no esperamos ver ni discos ni chorros masivos. Así la búsqueda de chorros y discos en protoestrellas masivas pone a prueba los distintos modelos propuestos.





# 3

## Radiotelescopios

La resolución angular de un radiotelescopio de diámetro  $D$ , observando en una longitud de onda  $\lambda$ , está dada aproximadamente por  $\theta \simeq \lambda/D$ . Entonces, a una  $\lambda$  dada, la única manera de mejorar la resolución angular es aumentando el diámetro del radiotelescopio. Sin embargo, ésto lleva a limitaciones técnicas que se han superado con la construcción de interferómetros (conjunto de radiotelescopios trabajando simultáneamente), en los cuales se alcanzan resoluciones angulares del orden de  $\theta \simeq \lambda/B$ , donde  $B$  es la máxima separación entre los radiotelescopios.

En este capítulo se presenta la teoría general para entender el funcionamiento de un radiotelescopio trabajando de manera individual, así como las técnicas usadas en la interferometría.

### 3.1. Teoría electromagnética

Para empezar se consideran las ecuaciones de Maxwell, que relacionan al campo de inducción magnética  $\mathbf{B}$  y al campo eléctrico  $\mathbf{E}$ , en unidades cgs

(ver por ejemplo Jackson 1999 §A1):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (3.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.1d)$$

además se tienen las relaciones

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3.2a)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (3.2b)$$

$$\mathbf{H} = \mu \mathbf{B} \quad (3.2c)$$

donde  $\mathbf{D}$  se conoce como el desplazamiento eléctrico,  $\mathbf{H}$  es el campo magnético,  $\rho$  es la distribución de carga eléctrica,  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente eléctrica y además tenemos las constantes:  $c$  = velocidad de la luz,  $\sigma$  = conductividad eléctrica,  $\epsilon$  = permitividad eléctrica y  $\mu$  = permeabilidad magnética.

La solución exacta de las ecuaciones (3.1) para los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  sólo es posible para algunos sistemas muy sencillos. Para facilitar su solución se puede obtener un conjunto de ecuaciones equivalentes en términos de los llamados potenciales electromagnéticos  $\mathbf{A}$  y  $\Phi$ . Estas ecuaciones<sup>1</sup> están dadas por (ver por ejemplo Reitz, Milford & Christy, 1996 §16.7)

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{\epsilon\mu}{c} \dot{\Phi} = 0 \quad (3.3a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\epsilon\mu}{c} \ddot{\mathbf{A}} = -\frac{4\pi}{c} \mu \mathbf{J} \quad (3.3b)$$

$$\nabla^2 \Phi - \frac{\epsilon\mu}{c} \ddot{\Phi} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho \quad (3.3c)$$

Para recuperar los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  se tienen las relaciones

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi - \frac{1}{c} \dot{\mathbf{A}}. \quad (3.5)$$

---

<sup>1</sup>Los puntos  $\dot{\phantom{x}}$  y  $\ddot{\phantom{x}}$  sobre los campos, representan la primera y segunda derivada temporal respectivamente.

Las ecuaciones de los potenciales (3.3b) y (3.3c) son ecuaciones de onda no homogéneas y tienen la forma

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{v^2} \ddot{\psi} = -f(\mathbf{x}, t). \quad (3.6)$$

Si se toma la transformada de Fourier de la Ec. (3.6) ésta se reduce entonces a la ecuación de onda de Helmholtz independiente del tiempo, dada por

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi(\mathbf{x}, \omega) = -F(\mathbf{x}, \omega) \quad (3.7)$$

donde  $k = \omega/v$ . La solución se da en términos de las funciones de Green  $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$

$$\Psi(\mathbf{x}, \omega) = \int F(\mathbf{x}', \omega) G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') d^3 x'. \quad (3.8)$$

Tomando la transformada inversa de Fourier de la Ec. (3.7) y después utilizando las funciones de Green para ondas esféricas emitidas por una fuente puntual, se llega a la solución de la Ec. (3.6) dada por (ver por ejemplo Rohlfs & Wilson, 1996 §5.2)

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{f(\mathbf{x}', t - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}{v})}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x' \quad (3.9)$$

entonces la solución para el potencial vectorial es

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu}{c} \iiint_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}', t - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}{v})}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x' \quad (3.10)$$

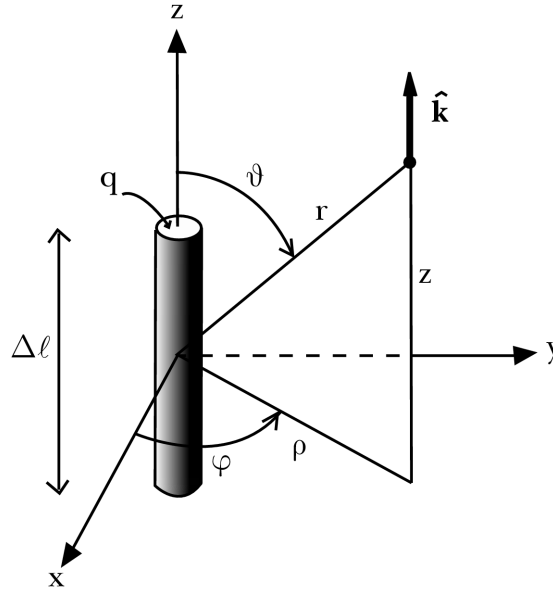
similarmente para el potencial escalar

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu}{c} \iiint_V \frac{\varrho(\mathbf{x}', t - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}{v})}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x'. \quad (3.11)$$

Un caso sencillo que se puede someter a un estudio analítico es el **dipolo de Hertz** en donde se puede encontrar la solución a las integrales dadas en las Ecs. (3.10) y (3.11). La solución para el dipolo fué encontrada por Heinrich Hertz en el año 1888 y él aplicó sus resultados en la demostración de la existencia de las ondas electromagnéticas.

Para obtener la solución es necesario conocer las distribuciones de corriente  $\mathbf{J}$  y carga  $q$  para todo el espacio.

Si fluye una corriente  $I$  en un dipolo de longitud  $\Delta\ell$  y sección transversal  $q$  la densidad de corriente será  $|\mathbf{J}| = I/q$  con  $\mathbf{J} = 0$  en el espacio circundante, el volumen de integración en la Ec. (3.10) se reduce a  $d^3\mathbf{x} = q\Delta\ell$ . En este caso la longitud del dipolo se toma mucho menor a la longitud de onda,  $\Delta\ell \ll \lambda$ .



**Figura 3.1:** La geometría para resolver el dipolo de Hertz.

Si alineamos el dipolo de tal manera que quede orientado en la dirección del eje de coordenadas  $z$  y centrado en el origen, la densidad de corriente se puede poner como

$$\mathbf{J} = \frac{I}{q} e^{-i\omega t} \hat{\mathbf{k}} \quad (3.12)$$

donde  $\hat{\mathbf{k}}$  es el vector unitario en la dirección de  $z$  (ver la Fig. 3.1). Entonces se obtiene mediante la integración de la Ec. (3.10) la solución

$$A_z = \frac{\mu I \Delta\ell}{c r} \exp \left[ -i \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right) \right] \quad (3.13)$$

donde  $\lambda = 2\pi c/\omega$ , además se ha tomado en cuenta que como  $\Delta\ell \ll \lambda$  entonces los efectos de tiempo retardado para los distintos puntos del dipolo no son

importantes. A partir de la Ec. (3.4) se puede obtener el campo  $\mathbf{H}$ , dado en coordenadas esféricas por

$$H_\varphi = -i \frac{I\Delta\ell \sin\vartheta}{2\lambda} \frac{1}{r} \left[ 1 - \frac{1}{i \frac{2\pi}{\lambda} r} \right] \exp \left[ -i \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right) \right]. \quad (3.14)$$

El campo  $\mathbf{E}$  se puede obtener por medio de la Ec. (3.1d). Fuera del dipolo la conductividad  $\sigma$  vale cero y entonces  $\mathbf{J} = 0$ , además si se toma a  $\dot{\mathbf{D}} = -i\omega \mathbf{D}$  (un campo con dependencia del tiempo sinusoidal), y  $\varepsilon \simeq 1$ , queda

$$\mathbf{E} = \frac{ic}{\omega} (\nabla \times \mathbf{H}).$$

A partir de esta ecuación se obtienen los componentes que son diferentes de cero para  $\mathbf{E}$  en coordenadas esféricas

$$E_\vartheta = -i \frac{I\Delta\ell \sin\vartheta}{2\lambda} \frac{1}{r} \left[ 1 - \frac{1}{i \frac{2\pi}{\lambda} r} + \frac{1}{\left( i \frac{2\pi}{\lambda} r \right)^2} \right] \exp \left[ -i \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right) \right] \quad (3.15)$$

$$E_r = -i \frac{I\Delta\ell 2 \cos\vartheta}{2\lambda} \frac{1}{r} \left[ \frac{1}{i \frac{2\pi}{\lambda} r} + \frac{1}{\left( i \frac{2\pi}{\lambda} r \right)^2} \right] \exp \left[ -i \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right) \right]. \quad (3.16)$$

En la solución para los campos dada por las Ecs. (3.14), (3.15) y (3.16), existen términos que dependen de  $1/r^2$ , éstos representan el *campo de inducción*. Para  $E_r$  además se tiene un término que cambia como  $1/r^3$ , que es el llamado campo del *dipolo estático*. Para la presente discusión los términos que interesan dependen de  $1/r$  ya que son los que dominan para valores de  $r$  muy grandes y están dados por

$$H_\varphi = -i \frac{I\Delta\ell \sin\vartheta}{2\lambda} \frac{1}{r} \exp \left[ -i \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right) \right], \quad (3.17)$$

$$E_\vartheta = -i \frac{I\Delta\ell \sin\vartheta}{2\lambda} \frac{1}{r} \exp \left[ -i \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \right) \right], \quad (3.18)$$

que como en el caso de las ondas electromagnéticas planas se cumple

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad \text{y} \quad \frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{H}|} = 1.$$

También podemos ver que lejos del dipolo el campo electromagnético tiene sólo componentes perpendiculares a la línea entre el dipolo y el observador.

Para campos que tienen una dependencia temporal sinusoidal, el vector de Poynting se puede escribir como (ver por ejemplo Jackson, 1999 §6.8)

$$|\langle \mathbf{S} \rangle| = \frac{c}{4\pi} |\operatorname{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)| \quad (3.19)$$

donde  $\mathbf{H}^*$  es el complejo conjugado de  $\mathbf{H}$ . Para el dipolo de Hertz se obtiene que

$$|\langle \mathbf{S} \rangle| = \frac{c}{4\pi} \left( \frac{I\Delta\ell}{2\lambda} \right)^2 \frac{\sin^2\vartheta}{r^2}. \quad (3.20)$$

Si recordamos que el vector de Poynting representa el flujo de energía por unidad de tiempo por unidad de área, entonces la potencia total radiada (para cualquier emisor en general) es

$$P = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\langle \mathbf{S} \rangle| r^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (3.21)$$

Para el dipolo se llega, después de realizar la integración, a

$$P = \frac{2c}{3} \left( \frac{I\Delta\ell}{2\lambda} \right)^2. \quad (3.22)$$

Al tener esta ecuación la forma similar a la de la potencia de una resistencia  $R$ , se puede definir una *impedancia de radiación* como

$$R_s = \frac{c}{3} \left( \frac{\Delta\ell}{\lambda} \right)^2$$

para tener la forma familiar  $P = \frac{1}{2} R_s I^2$ .

Es útil conocer el **teorema de reciprocidad** ya que facilita el estudio de las antenas. Este teorema establece que es posible tratar a una antena como un emisor o un receptor sin hacer ninguna distinción (ver por ejemplo Rohlfs & Wilson, 1996, §5.4). Por ejemplo, si la antena emite más radiación

en una dirección entonces en igual medida será más sensible en la misma dirección cuando se use como receptora. En adelante se tratará a la antena como emisora o receptora indistintamente.

Cuando el tamaño del dipolo se hace comparable con el tamaño de la longitud de onda, el patrón de potencia (que se define en seguida) cambia, ésto se puede ver por ejemplo al analizar el *dipolo de media onda*. Para este dipolo se obtiene que

$$|\langle \mathbf{S} \rangle| = \frac{c}{4\pi} \left( \frac{60I}{r} \right)^2 \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \right]^2. \quad (3.23)$$

El término angular de la Ec. (3.23) es aproximadamente igual a  $\sin^3 \vartheta$ , teniendo entonces

$$|\langle \mathbf{S} \rangle| \simeq \frac{c}{4\pi} \left( \frac{60I}{r} \right)^2 \sin^3 \vartheta. \quad (3.24)$$

Como se puede ver en la Fig. 3.2 el patrón de potencia es algo más angosto que para el dipolo de Hertz (para ver el desarrollo del dipolo de media onda ver Balanis, 1982 §4.4.6).

### 3.2. Parámetros descriptivos de las antenas

Para dar una idea de las características que distinguen a las diferentes antenas utilizadas, ya sea como receptores o transmisores, se definen algunos parámetros útiles.

El patrón de potencia de una antena es la medida de la respuesta de ésta para diferentes direcciones  $(\vartheta, \varphi)$ , se define como el valor absoluto del promedio temporal del vector de Poynting (cuando se le usa en modo de transmisión), ésto es

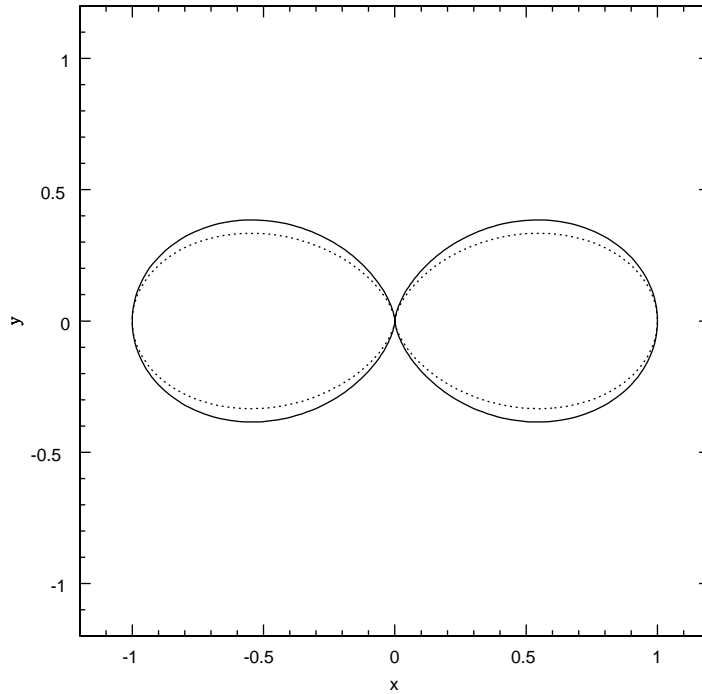
$$P(\vartheta, \varphi) = |\langle \mathbf{S} \rangle|. \quad (3.25)$$

Es conveniente en lugar del patrón de potencia utilizar un patrón de potencia normalizado dado por

$$P_n(\vartheta, \varphi) = \frac{P(\vartheta, \varphi)}{P_{\max}}. \quad (3.26)$$

Para el dipolo de media onda y el dipolo de Hertz se han dibujado los patrones de potencia normalizados en la Fig. 3.2.





**Figura 3.2:** Patrón de potencia normalizado para el dipolo de Hertz (línea continua) y para el dipolo de media onda (línea punteada). La dirección del dipolo (o sea, de la corriente) sería la del eje  $y$  en este dibujo. El patrón tiene simetría circular en el plano  $x$ - $z$ .

Si la antena fuera un transmisor isotrópico, entonces transmitiría  $P$  unidades de potencia por ángulo sólido y la potencia total sería

$$W_\nu = 4\pi P ,$$

pero las antenas reales, el dipolo por ejemplo, no son isotrópicas, así que se define la ganancia direccional  $G(\vartheta, \varphi)$  de la antena como el factor por el cual se debería de multiplicar un patrón de potencia isotrópico  $P$ , para obtener el patrón de potencia real, ésto es

$$P(\vartheta, \varphi) = G(\vartheta, \varphi)P \tag{3.27}$$

entonces se puede ver que

$$G(\vartheta, \varphi) = \frac{4\pi P(\vartheta, \varphi)}{\iint P(\vartheta, \varphi) d\Omega}. \quad (3.28)$$

El patrón de potencia normalizado se puede calcular de manera sencilla para algunos casos, por ejemplo para el dipolo de Hertz se tiene

$$\begin{aligned} P(\vartheta, \varphi) &= S_0 \sin^2 \vartheta \\ P_n(\vartheta, \varphi) &= \sin^2 \vartheta \\ G(\vartheta, \varphi) &= \frac{3}{2} \sin^2 \vartheta. \end{aligned}$$

donde el valor de  $S_0$  se puede obtener al comparar con la Ec. (3.20).

Ahora definimos el ángulo sólido del haz como

$$\Omega_A = \iint_{4\pi} P_n(\vartheta, \varphi) d\Omega. \quad (3.29)$$

Para una antena real el patrón de potencia normalizado tiene un valor muy grande en una región definida de  $\vartheta$  y  $\varphi$  en comparación con el resto de la esfera. A esta región se le denomina haz principal o lóbulo principal y se denominan lóbulos laterales a los otros lóbulos menores ubicados a los lados del lóbulo principal. Se define el ángulo sólido del haz principal como

$$\Omega_{MB} = \iint_{\substack{\text{haz} \\ \text{principal}}} P_n(\vartheta, \varphi) d\Omega. \quad (3.30)$$

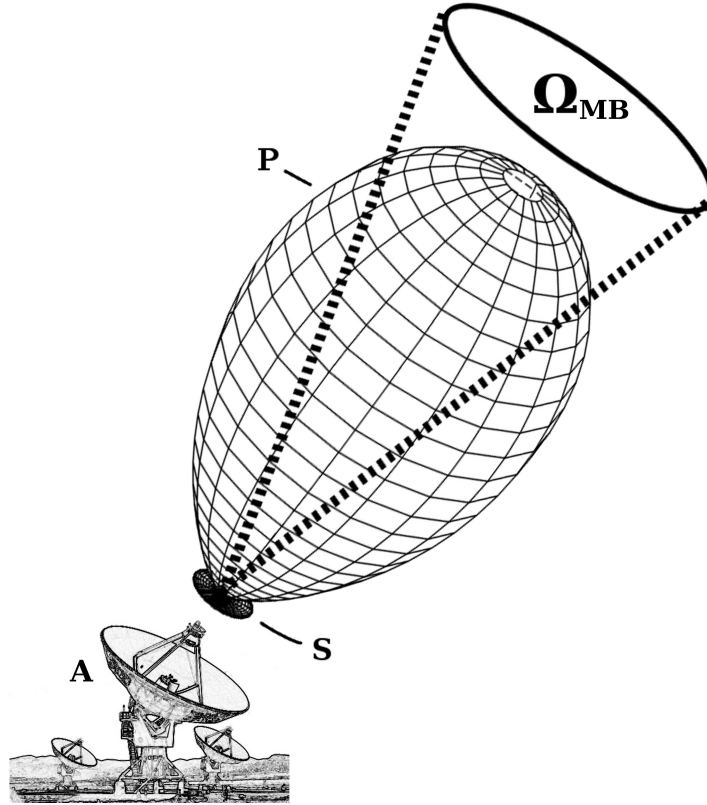
La Fig. 3.3 muestra un patrón de potencia y esquematiza la definición anterior.

Se puede definir una eficiencia para el haz principal como el cociente dado por

$$\eta_B = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A} \quad (3.31)$$

que nos da la idea de que fracción del patrón de potencia está concentrado en el haz principal. Ahora definimos la directividad  $\mathcal{D}$  como el máximo de la ganancia direccional, a partir de la definición dada en la Ec. (3.28) se tiene

$$\mathcal{D} = G_{\max} = \frac{4\pi}{\Omega_A}, \quad (3.32)$$



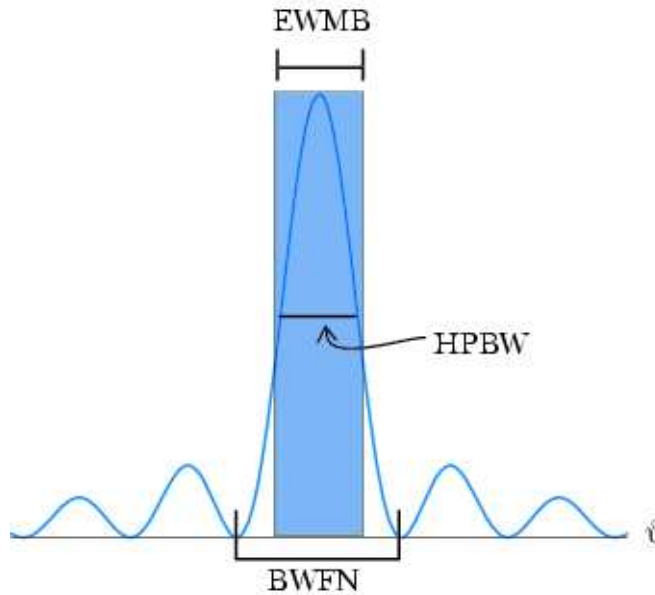
**Figura 3.3:** En esta figura se muestra el lóbulo principal (**P**) y lóbulo secundario (**S**) del patrón de potencia de una antena de plato (**A**). El ángulo sólido del haz principal,  $\Omega_{MB}$ , está definido por la Ec. (3.30).

que para el caso del dipolo de Hertz es  $\mathcal{D} = 3/2$ .

Existen varias definiciones para la anchura del haz principal, por ejemplo HPBW ó FWHP (Half Power Beam Width, Full Width to Half Power) que es la anchura del haz a la mitad de la altura del máximo de potencia. Otras definiciones son BWFN (Beam Width between First Nulls) que es la anchura definida por los primeros ceros y EWMB (Equivalent Width of the Main Beam) definida por

$$\text{EWMB} = \sqrt{\frac{12}{\pi} \Omega_{MB}} .$$

Estas definiciones se ilustran en la Fig. 3.4. Para el caso del dipolo de Hertz se tiene un  $\text{HPBW} = \pi/2 = 1.57$  rad y para el dipolo de media onda se tiene  $\text{HPBW} = 1.30$  rad.



**Figura 3.4:** Definiciones para el tamaño del haz principal.

A continuación definimos la apertura efectiva  $A_e$  de una antena como el cociente entre la potencia extraída  $P_e$  de la onda entre la potencia incidente

$$A_e = \frac{P_e}{|\langle \mathbf{S} \rangle|}$$

de esta forma se define la eficiencia de la apertura como

$$\eta_A = \frac{A_e}{A_g} \quad (3.33)$$

donde  $A_g$  es la apertura geométrica de la antena.

La apertura efectiva y la directividad se relacionan por (ver Rohlfs & Wilson, 1996 §5.5.3)

$$\mathcal{D} = \frac{4\pi A_e}{\lambda^2}, \quad (3.34)$$

que se puede escribir de otra manera, mediante la Ec. (3.32), como

$$A_e \Omega_A = \lambda^2. \quad (3.35)$$

Para el dipolo de Hertz el area efectiva queda

$$A_e = \frac{3}{2} \frac{\lambda^2}{4\pi} \sim \frac{\lambda^2}{8}. \quad (3.36)$$

Estos últimos resultados son de carácter general, es decir son válidos para todas las antenas.

Por último antes de discutir las antenas de apertura continua, que son las que nos interesan, se puede definir la *temperatura de antena*. Si tenemos un patrón de potencia normalizado  $P_n(\vartheta, \varphi)$  y una fuente con una distribución de brillo  $B_\nu(\vartheta, \varphi)$  entonces la potencia detectada por unidad de ancho de banda será

$$W = \frac{1}{2} A_e \iint B_\nu(\vartheta, \varphi) P_n(\vartheta, \varphi) d\Omega. \quad (3.37)$$

Por el teorema de Nyquist se puede introducir una temperatura equivalente para la antena  $T_A$  dada por

$$W = kT_A \quad (3.38)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann que tiene un valor de  $1.38 \times 10^{-16}$  erg  $K^{-1}$ . Usando las Ecs. (3.34) y (3.37) en la aproximación de Rayleigh-Jeans,

$$B_\nu = \frac{2\nu^2 kT}{c^2} \quad (3.39)$$

se obtiene

$$T_A(\vartheta, \varphi) = \frac{\int T_b(\vartheta', \varphi') P_n(\vartheta' - \vartheta, \varphi' - \varphi) d\Omega'}{\int P_n(\vartheta', \varphi') d\Omega'} \quad (3.40)$$

que es la convolución de la temperatura de brillo con el patrón de potencia de la antena.

### 3.3. Antenas de apertura continua

Considerando distribuciones de carga y corrientes sinusoidales, tales como

$$\begin{aligned} \varrho(\mathbf{x}, t) &= \varrho(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \\ \mathbf{J}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{J}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (3.41)$$

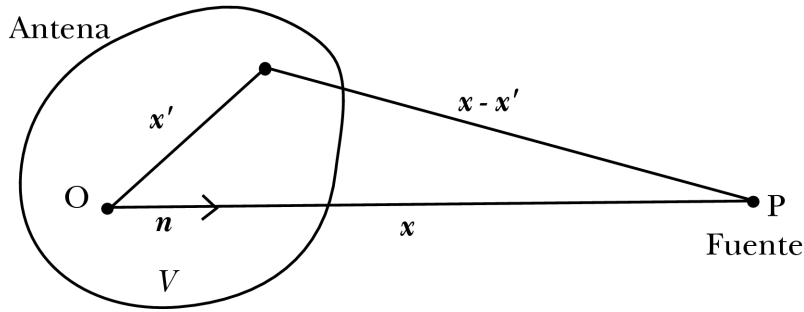
de acuerdo con la Ec. (3.10) el potencial vectorial está dado por

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{x})e^{-i\omega t} \quad (3.42)$$

donde

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu}{c} \iiint_V \mathbf{J}(\mathbf{x}') \frac{e^{-ik|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|} d^3x' . \quad (3.43)$$

Como ya se dijo antes, esta integral es en general difícil de resolver exactamente, pero se pueden hacer algunas aproximaciones para simplificarla. Para empezar se supone que la distancia a la fuente es muy grande en comparación con las dimensiones de la antena. Ésta es la aproximación de Fraunhofer. De la geometría de la Fig. 3.5 se tiene



**Figura 3.5:** Diagrama para entender la aproximación de Fraunhofer.

$$|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| \simeq r - \mathbf{n} \cdot \mathbf{x}',$$

$$r = |\mathbf{x}| \quad \text{y} \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|},$$

con ésto se puede escribir la integral en la Ec. (3.43) como

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu}{c} \frac{e^{ikr}}{r} \iiint_V \mathbf{J}(\mathbf{x}') e^{-ik\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}'} d^3x' \quad (3.44)$$

que corresponde al potencial vectorial para una onda esférica para lo cual se han despreciado los términos lineales de  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}'$  ya que se ha tomado que  $r \gg \mathbf{n} \cdot \mathbf{x}'$ .

Como las corrientes están confinadas a la superficie de la antena, entonces para simplificar aún más la integral de la Ec. (3.44) se toma

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}') = \mathbf{J}_0 g(\mathbf{x}) \quad \mathbf{J}_0 = \text{constante}$$

donde a  $g$  se le llama función de pesado o iluminación. La condición anterior quiere decir que se toma a las corrientes como si fueran en la misma dirección, o sea, como si la radiación fuera linealmente polarizada. Los resultados se pueden extender a radiación no polarizada.

Si se considera a la integral en la Ec. (3.44) pero para una antena supuesta plana, ahora la integral se resuelve sobre un plano, que se toma en  $z = 0$ . Se hace  $\mathbf{J}_0 = (0, J_0, 0)$  entonces el campo inducido en  $\mathbf{x}$  por un elemento de corriente  $J_0 g(\mathbf{x}') dx'$  en  $\mathbf{x}'$  está dado según la Ec. (3.18) por

$$dE_y = \frac{i}{2} \lambda J_0 g(\mathbf{x}') \frac{F_e(n)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} e^{-i(\omega t - k|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)} \frac{dx'}{\lambda} \frac{dy'}{\lambda} \quad (3.45)$$

donde  $F_e(n)$  es el patrón de potencia del elemento de corriente para la dirección  $n$ , el campo total se obtiene integrando sobre toda la superficie de la antena obteniéndose

$$E_y = -i\lambda J_0 \pi \frac{F_e(n)}{r} f(n) e^{-i(\omega t - kr)} \quad (3.46)$$

donde

$$f(n) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} g(\mathbf{x}') e^{-ikn \cdot \mathbf{x}'} \frac{dx'}{\lambda} \frac{dy'}{\lambda} \quad (3.47)$$

y además de la definición dada en la Ec. (3.26) tenemos

$$P_n = \frac{|f(n)|^2}{|f_{max}|^2}. \quad (3.48)$$

Como ejemplo se considera una antena de apertura circular en la que la función de pesado  $g$  tenga simetría de tal forma que sólo sea necesario un parámetro  $u$ , en este caso el seno del ángulo entre el haz principal y la dirección  $n$ .

Utilizando coordenadas polares dadas por  $x = \lambda \rho \cos \varphi$  y  $y = \lambda \rho \sin \varphi$ , sustituyéndolas en la integral dada en la Ec. (3.47) se llega a

$$f(u) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} g(\rho) e^{-i2\pi u \rho \cos \varphi} \rho d\rho d\varphi. \quad (3.49)$$

Recordando que la función de Bessel de orden cero está dada por

$$J_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i z \cos \varphi} d\varphi \quad (3.50)$$

entonces la Ec. (3.49) se puede escribir como

$$f(u) = \int_0^{\infty} g(\rho) J_0(2\pi u \rho) \rho d\rho \quad (3.51)$$

y el patrón de potencia normalizado como

$$P_n(u) = \left[ \frac{\int_0^{\infty} g(\rho) J_0(2\pi u \rho) \rho d\rho}{\int_0^{\infty} g(\rho) \rho d\rho} \right]^2 \quad (3.52)$$

ya que  $J_0(0) = 1$ . La Ec. (3.51) nos dice que el patrón de potencia de la antena es el cuadrado de la transformada de Hankel de la función de pesado<sup>2</sup>.

Un caso muy sencillo está dado por el ejemplo de pesado uniforme

$$g(\rho) = \begin{cases} 1 & \text{para } \rho \leq D/2\lambda \\ 0 & \text{otro} \end{cases} \quad (3.53)$$

que después de resolver las integrales en la Ec. (3.52) y teniendo en cuenta la propiedad de la función de Bessel

$$\frac{d}{dz} \{z^n J_n(z)\} = z^n J_{n-1}(z)$$

se obtiene

$$P_n(u) = \left[ \frac{2J_1(\pi u D/\lambda)}{\pi u D/\lambda} \right]^2 \quad (3.54)$$

que da valores de BWFN=  $2.439\lambda/D$  rad y HPBW=  $1.02\lambda/D$  rad.

En general se puede modificar la forma de  $P_n$  cambiando la función de pesado (a veces llamada también iluminación)  $g$  pero el estudio analítico de

---

<sup>2</sup>La transformada de Hankel es la versión unidimensional de la transformada de Fourier bidimensional, cuando el problema tiene simetría circular.



los resultados está restringido a algunas funciones muy sencillas. Lo importante es hacer notar que no es posible en general obtener un haz principal con buena resolución angular y con bajo nivel de lóbulos laterales, siempre que se quiere mejorar un factor se pierde en el otro. El compromiso final dependerá de las necesidades específicas para las que se construya la antena.

### 3.4. Interferómetros y síntesis de apertura

En la búsqueda de mayor resolución angular se han utilizado técnicas de interferometría, en donde cada radiotelescopio individual es utilizado conjuntamente con otros similares para obtener una resolución mayor que es del orden de  $\lambda/B$  donde  $B$  es la línea de base entre los dos radiotelescopios.

Supondremos que el campo electromagnético se puede conocer totalmente mediante cualquiera de sus componentes eléctrica o magnética. Se define la función de coherencia mutua entre el campo  $U(\mathbf{x}_1, t_1)$  y el campo  $U(\mathbf{x}_2, t_2)$  (medido en el punto  $\mathbf{x}_1$  y  $\mathbf{x}_2$  en la antena al tiempo  $t_1$  y  $t_2$  respectivamente) como

$$\begin{aligned}\Gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U(\mathbf{x}_1, t) U^*(\mathbf{x}_2, t + \tau) dt \\ &= \langle U(\mathbf{x}_1, t) U^*(\mathbf{x}_2, t + \tau) \rangle,\end{aligned}\quad (3.55)$$

donde  $U^*$  denota el complejo conjugado de  $U$ . La intensidad del campo de radiación es un caso particular de esta definición cuando  $\tau = 0$  y  $\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_2$ , es decir, cuando se mide en el mismo lugar y al mismo tiempo, quedando

$$I(\mathbf{x}) = \Gamma(\mathbf{x}, \mathbf{x}, 0) = \langle U(\mathbf{x}, t) U^*(\mathbf{x}, t) \rangle. \quad (3.56)$$

Ahora definimos la función normalizada

$$\gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_1, 0) \Gamma(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_2, 0)}}. \quad (3.57)$$

Esta función alcanza su máximo cuando se mide al campo en el mismo lugar y al mismo tiempo. Se tiene entonces que

$$|\gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau)| \leq 1. \quad (3.58)$$

A esta función se le llama *grado complejo de coherencia*.

A partir de las Ecs. (3.58) y (3.57) se ve que para una onda plana y monocromática,  $|\gamma| = 1$ , entonces se dice que su grado de coherencia es el

más alto o que es totalmente coherente. En contraste un campo policromático resultará en valores de  $|\gamma| = 0$  para  $\mathbf{x}_1 \neq \mathbf{x}_2$ , lo que quiere decir que es totalmente incoherente. En cualquier caso intermedio se dice que el campo es parcialmente coherente.

La representación compleja de una onda plana propagándose en la dirección dada por un vector unitario  $\mathbf{s}$  está dada por

$$U(\mathbf{x}, t) = U_0 e^{i(k\mathbf{s}\cdot\mathbf{x} - \omega t)}, \quad (3.59)$$

donde  $U_0$  es la amplitud constante del campo,  $\mathbf{x} = (x, y, z)$  es la posición en donde se mide el campo,  $k = 2\pi/\lambda$  es la frecuencia espacial y  $\omega = 2\pi\nu$ .

Para el campo dado en la Ec. (3.59) la función de coherencia mutua queda como

$$\Gamma(\mathbf{u}, \tau) = |U_0|^2 e^{i(k\mathbf{s}\cdot\mathbf{u} + \omega\tau)}. \quad (3.60)$$

donde  $\mathbf{u} = \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$ , es la diferencia en las posiciones donde se mide el campo. Ahora  $\Gamma$  sólo depende de la diferencia en las posiciones y no depende del tiempo sino de la diferencia entre los tiempos para los dos puntos.

Se puede seguir ahora con el caso en el que el campo resultante es la suma de dos campos monocromáticos  $U = U_a + U_b$ . Cada uno de éstos se supone con la forma del campo dada en la Ec. (3.59), con la misma frecuencia, estacionarios en el tiempo y con una polarización constante, pero cada uno propagándose en una dirección distinta dada por los vectores  $\mathbf{s}_a$  y  $\mathbf{s}_b$ . Si se considera que entre ellos no existe una correlación<sup>3</sup>, es decir son totalmente incoherentes, entonces la función de coherencia mutua queda como

$$\Gamma(\mathbf{u}, \tau) = |U_{0a}|^2 e^{i(k\mathbf{s}_a\cdot\mathbf{u} + \omega\tau)} + |U_{0b}|^2 e^{i(k\mathbf{s}_b\cdot\mathbf{u} + \omega\tau)}. \quad (3.61)$$

donde  $U_{0(a,b)}$  son las amplitudes de los campos.

Para el caso de dos campos con igual amplitud entonces la Ec. (3.61) puede escribirse como

$$\Gamma(\mathbf{u}, \tau) = 2|U_0|^2 \cos\left(\frac{k}{2}(\mathbf{s}_a - \mathbf{s}_b) \cdot \mathbf{u}\right) e^{i\left(\frac{k}{2}(\mathbf{s}_a + \mathbf{s}_b) \cdot \mathbf{u} + \omega\tau\right)}. \quad (3.62)$$

En esta ecuación se ve que hay regiones intercaladas en donde el grado de coherencia es máximo y mínimo, teniendo una pérdida total de coherencia

---

<sup>3</sup>Lo cual no es posible para dos campos estrictamente monocromáticos con las características mencionadas, pero sí para dos campos con un ancho de banda pequeño.

en la parte real de la función de coherencia mutua cuando el factor coseno es cero, o sea cuando

$$\frac{k}{2}(\mathbf{s}_a - \mathbf{s}_b) \cdot \mathbf{u} = (2n + 1)\frac{\pi}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.63)$$

Las fuentes reales no son monocromáticas, aún las líneas más angostas tienen un cierto ancho de banda. Además, las fuentes de luz son extendidas y en general no se les puede considerar como puntuales, un ejemplo es el caso de la astronomía en donde las fuentes en el cielo presentan un tamaño angular. Así pues la función de coherencia mutua tiene que generalizarse para campos no monocromáticos y que se generan por fuentes extendidas. La segunda parte de esta generalización es brevemente introducida aquí, para un análisis más general se pueden consultar en Thompson, Moran & Swenson (1998) §3 y en Born & Wolf (1980) §10.

Se puede extender el ejemplo anterior, de la suma de dos campos, a una suma infinita de campos monocromáticos

$$U(\mathbf{x}, t) = \iint U(\mathbf{s}) e^{i(k \mathbf{s} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} d\mathbf{s}, \quad (3.64)$$

donde la integral se evalúa sobre todas las direcciones de las fuentes que contribuyen al campo en  $\mathbf{x}$ .

La función de correlación para el campo dado en la Ec. (3.64) queda como

$$\Gamma(\mathbf{u}, \tau) = \iint I(\mathbf{s}) e^{k \mathbf{s} \cdot \mathbf{u} + \omega \tau} d\mathbf{s}, \quad (3.65)$$

donde

$$I(\mathbf{s}) = \iint U(\mathbf{s} + \sigma) U^*(\mathbf{s} + \sigma) d\sigma \quad (3.66)$$

es la intensidad sobre un punto  $\mathbf{x}$  de la antena si se integra sobre todas las posiciones  $\mathbf{s} + \sigma$ , donde la variable  $\sigma$  se introduce para representar la posición de las fuentes que contribuyen al campo que se propaga en la dirección de  $\mathbf{s}$ .

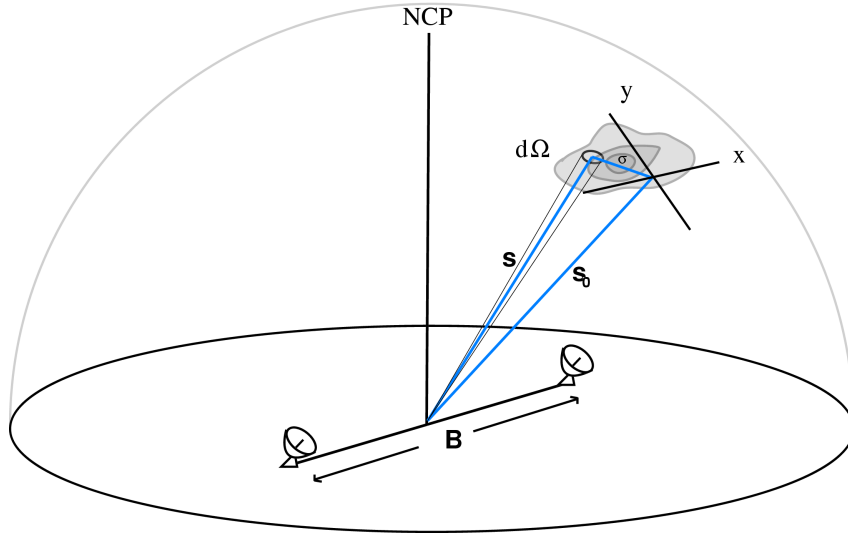
Si se puede medir  $\Gamma$  y resolver la Ec. (3.65) para  $I(\mathbf{s})$  (mediante la transformación inversa) entonces estaría resuelto el problema y conoceríamos la distribución de brillo en la fuente.

La manera más fácil para medir  $\Gamma(\mathbf{u}, \tau)$  es usar un interferómetro de dos elementos (Fig 3.6). Si la diferencia en posiciones es  $\mathbf{B}$  (el vector de línea

de base) entonces los voltajes inducidos por el campo  $\mathbf{E}$  en cada uno de los elementos serán

$$U_1 \propto E e^{i\omega t} \quad U_2 \propto E e^{i\omega(t-\tau)} \quad (3.67)$$

donde  $\tau$  es el tiempo geométrico de retraso causado por la orientación relativa entre  $\mathbf{B}$  y la dirección de propagación de la onda  $\mathbf{s}$ , ver Fig. 3.7.



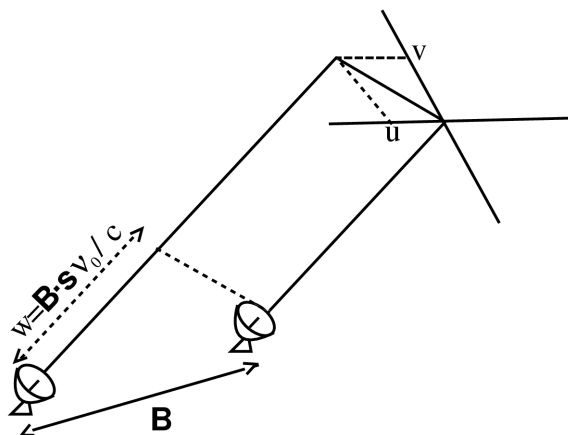
**Figura 3.6:** Diagrama que ilustra algunas de las definiciones con respecto al interferómetro y la fuente. NCP marca el polo norte celeste.

En un interferómetro correlacionador, los voltajes inducidos son multiplicados y después integrados en el tiempo para dar una salida que va como

$$R(\tau) = \iint A(\mathbf{s}) I_\nu(\mathbf{s}) e^{i\omega\tau} ds d\nu \quad (3.68)$$

donde  $A(\mathbf{s})$  es la apertura efectiva de la antena en la dirección  $\mathbf{s}$  (i.e., la forma del haz), además se ha tomado el hecho de que la potencia es proporcional a  $E^2$ , es por eso que aparece el término  $I_\nu(\mathbf{s})$ . Esta ecuación es muy similar a la Ec. (3.65) la única diferencia es el factor  $A(\mathbf{s})$ . En este caso  $\tau$  es la diferencia entre el tiempo de retraso geométrico, comentado anteriormente, y el tiempo de retraso instrumental  $\tau_i$  creado artificialmente (ver la Fig. 3.7).

$$\tau = \tau_g - \tau_i = \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{s}}{c} - \tau_i. \quad (3.69)$$



**Figura 3.7:** El retraso geométrico de la señal.

La síntesis de apertura es un método para resolver la Ec. (3.68) para  $I_\nu(\mathbf{s})$  midiendo  $R(\mathbf{B})$  para valores posibles de  $\mathbf{B}$  (Ryle, 1952).

Se escoge primero un vector  $\mathbf{s}_0$  como el punto de referencia del objeto y se hace el cambio de variable (ver Fig 3.6)

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 + \sigma \quad \text{con} \quad |\mathbf{s}_0| = 1, \quad (3.70)$$

utilizando ésto y sustituyendo de la Ec. (3.69) en la Ec. (3.68) tenemos que

$$R(B) = \int \exp \left[ i \omega \left( \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{s}_0}{c} - \tau_i \right) \right] d\nu \int A(\sigma) I(\sigma) \exp \left( i \frac{\omega}{c} \mathbf{B} \cdot \sigma \right) d\sigma. \quad (3.71)$$

A la integral en el lado derecho de la Ec. (3.71) se le llama *visibilidad* de la distribución de brillo  $I(\sigma)$ .

Si escogemos un sistema de coordenadas dado por

$$\frac{\mathbf{B}}{\lambda} = (u, v, w) \quad (3.72)$$

en donde  $u, v$  y  $w$  se miden en unidades de  $\lambda$  y la dirección  $(0, 0, 1)$  apunta en la dirección de  $\mathbf{s}_0$ ,  $u$  apunta hacia el este local y  $v$  hacia el norte,  $\sigma = (x, y, z)$  se define de tal forma que  $x, y$  sean los cosenos directores con respecto a los

ejes  $u, v$ , la visibilidad queda entonces como

$$V(u, v, w) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) I(x, y) \exp \left[ i2\pi(ux + vy + w\sqrt{1 - x^2 - y^2}) \right] \frac{dx dy}{\sqrt{1 - x^2 - y^2}}. \quad (3.73)$$

donde se ha usado el hecho que  $x^2 + y^2 + z^2 = 1$  por definición. Los límites de la integral se han extendido hasta infinito pero adoptando que  $A(x, y) = 0$  para  $x^2 + y^2 > l^2 < 1$  donde  $l$  es el ancho completo del haz principal.

Si se toma sólo una región pequeña del cielo entonces  $\sqrt{1 - x^2 - y^2} \simeq 1$  y se puede escribir que

$$V(u, v, w)e^{-i\pi w} \simeq V(u, v, 0) \quad (3.74)$$

lo cual quiere decir que  $e^{-i\pi w}$  es el factor aproximado por el cual se tiene que multiplicar la visibilidad, para que fuera como si las líneas de base entre las antenas estuvieran en un plano paralelo al plano  $uv$ .

Con ésto la Ec. (3.73) queda como

$$V(u, v, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) I(x, y) e^{i2\pi(ux+vy)} dx dy. \quad (3.75)$$

Esta ecuación es la transformada de Fourier de  $A(x, y)I(x, y)$ . Entonces se puede realizar la transformación inversa para obtener

$$I'(x, y) = A(x, y)I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v, 0) e^{-i2\pi(ux+vy)} du dv \quad (3.76)$$

donde se puede recuperar  $I(x, y)$  dividiendo  $I'(x, y)$  punto a punto por la respuesta de la antena  $A(x, y)$ .

Como en la práctica las visibilidades  $V(u, v)$  no se toman en todo el plano  $uv$  entonces la integral en la Ec. (3.76) se convierte en una sumatoria dada por

$$I_D = \sum_j \sum_k g(u_j, v_k) V(u_j, v_k) e^{-i2\pi(u_j x + v_k y)} \quad (3.77)$$

donde  $g(u_j, v_k)$  es el análogo del patrón de iluminación dado para los radiotelescopios de apertura continua. Generalmente  $g(u_j, v_k)$  toma el valor de 1 cuando hay medición en el punto  $(u_j, v_k)$  o cero cuando no la hay. Esta elección se conoce como esquema de pesado uniforme. Cuando hay más mediciones en algunos puntos  $(u_j, v_k)$  estos pueden ser pesados con  $g(u_j, v_k) > 1$  para que tengan mayor peso en la resultante  $I_D$ .



# 4

## La región de formación de estrellas masivas IRAS 16547–4247

La región de formación estelar IRAS 16547-4247 es una fuente infrarroja muy luminosa (luminosidad bolométrica de  $6.2 \times 10^4 L_{\odot}$ ), localizada a una distancia de 2.9 kpc (Rodríguez et al. 2005), la cual se piensa está asociada con por lo menos un objeto estelar joven masivo (Franco-Hernández et al. 2009). Observaciones de baja resolución angular ( $\sim 24''$ ) en ondas milimétricas se muestra que la fuente IRAS está asociada con un núcleo molecular aislado con una masa de  $1.3 \times 10^3 M_{\odot}$  y un radio de 0.2 pc (Garay et al. 2003). Observaciones con el VLA<sup>1</sup> y el ATCA<sup>2</sup> muestran un chorro térmico emergiendo de la parte central del núcleo, así como dos lóbulos alineados y separados simétricamente con respecto al chorro por  $\sim 10''$  ó  $\sim 0.14$  pc y un ángulo de posición de  $167^{\circ}$  (Garay et al. 2003; Rodríguez et al. 2005). Además se ha detectado emisión de  $H_2$  a  $2.12 \mu m$  que muestra una cadena de nudos de gas excitado por choques. Esta emisión se puede ver en la Fig. 4.1. Esta emisión de  $H_2$  se extiende 1.5 pc y tiene una orientación similar a la del chorro térmico (Brooks et al. 2003).

En esta sección presentamos los datos obtenidos por nosotros (algunos sin

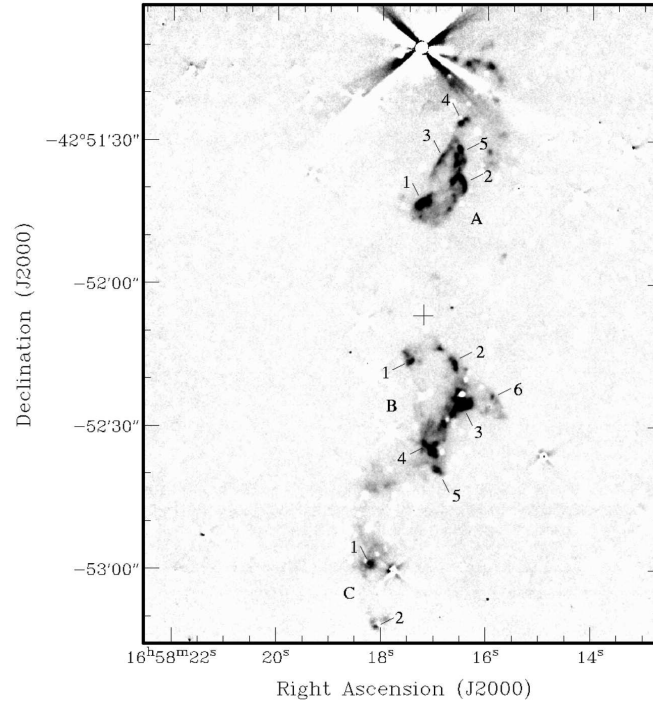
---

<sup>1</sup>Very Large Array

<sup>2</sup>Australia Telescope Compact Array



publicar) y otros grupos hacia IRAS 16547–4247, sin interpretarlos en detalle. En los capítulos siguientes se realiza esta interpretación.



**Figura 4.1:** Esta imagen muestra la emisión de  $\text{H}_2$  a  $2.12 \mu\text{m}$  hacia la fuente IRAS 16547–4247. El continuo ha sido sustraído por lo que se ven algunos artefactos en la imagen. La cruz marca la posición del chorro térmico observado por Garay et al. (2003) y Rodríguez et al. 2005 (imagen obtenida de Brooks et al. 2003).

#### 4.1. Observaciones con el SMA

Garay et al. (2007) observó la emisión de la transición de CO ( $J = 3 \rightarrow 2$ ) hacia esta fuente. Sus observaciones mostraron la presencia de un flujo bipolar colimado alineado en la dirección norte-sur (ver Fig. 5.6). Los parámetros derivados de energía y momento son consistentes con que un objeto estelar joven masivo es responsable de impulsar el flujo, específicamente una estrella tipo O tardía. También Garay et al. observó una fuerte indicación (auto-absorción corrida al rojo con respecto de la velocidad sistema LSR de 30.6

km s<sup>-1</sup>) de movimientos de caída de material a grandes escalas en varias transiciones moleculares.

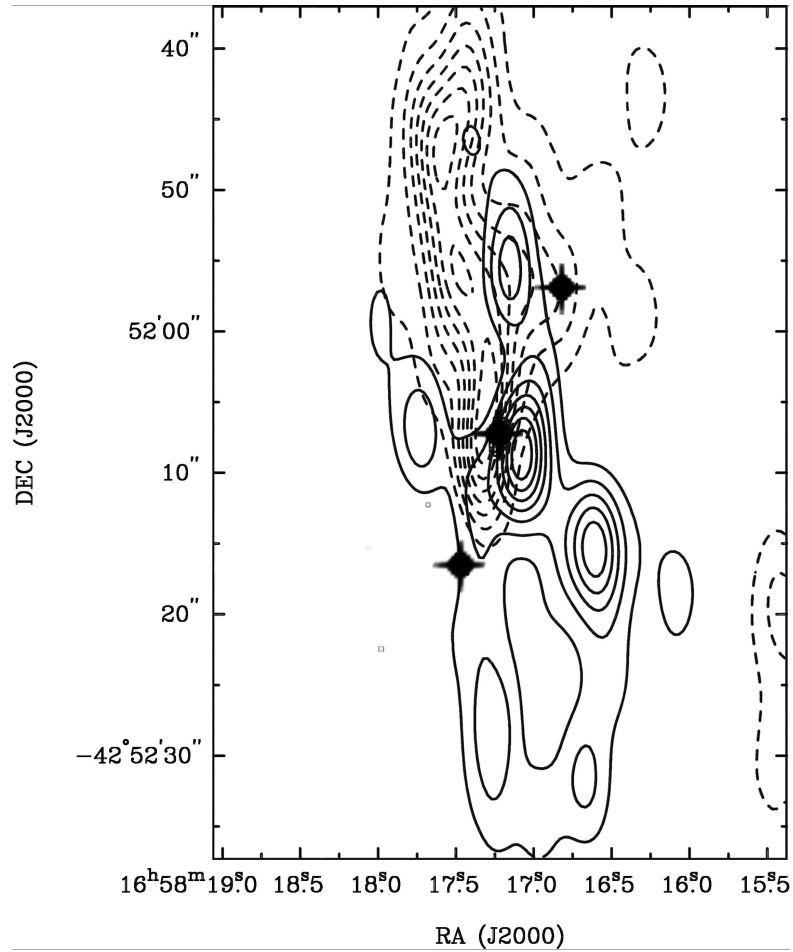
En la Fig. 5.6 se puede ver como la posición del chorro térmico está fuera de la línea que une los picos de emisión de CO por unos pocos segundos de arco. Esto es enigmático ya que se espera que el flujo este más o menos simétrico con respecto a la fuente que lo impulsa. Los mapas de alta resolución de la región obtenidos con el SMA (Franco-Hernández et al. 2010), Fig. 4.2, muestran claramente que la emisión de CO es complicada y también que la posición en donde se origina el flujo coincide (dentro de los errores) con la posición del chorro térmico, como era de esperar.

En la Fig. 4.2 todos los contornos están significativamente por arriba del nivel de ruido y son consistentes con los lóbulos rojo y azul observados por Garay et al. (2007). En esta imagen del SMA la morfología de la emisión de CO es asimétrica y aglutinada debido, en parte, al filtrado de las frecuencias espaciales grandes por el interferómetro. Algunas de las posibles explicaciones para esta morfología son: precesión del eje de flujo, múltiples flujos, y la interacción del flujo con material denso.

A partir de las observaciones realizadas con el SMA observamos que hay otras pocas moléculas además del CO que muestran una emisión extendida (Franco-Hernández et al. 2010). Entre estas se encuentran el HCO<sup>+</sup> (J= 3–2) y el HCN (J= 3 – 2) que presentan estructuras complejas y brillantes. En la Fig. 4.3 y Fig. 4.4 se muestra emisión corrida al rojo y al azul para estas moléculas. El radio lóbulo en el noroeste muestra un pico en la emisión corrida al azul en ambas moléculas. Esta emisión podría estar asociada con una fuente en esta posición impulsando un flujo separado del flujo principal.

La fuente de radiocontinuo que se localiza a 2 segundos de arco al sureste del chorro térmico también coincide con un pico de fuerte emisión en las líneas de HCO<sup>+</sup> y HCN. Esta fuente también está asociada con máseres de agua y metanol (Franco-Hernández et al. 2010). Si esta fuente está impulsando otro flujo molecular, este no se aprecia claramente en las imágenes de CO lo cual hace difícil separarlo.

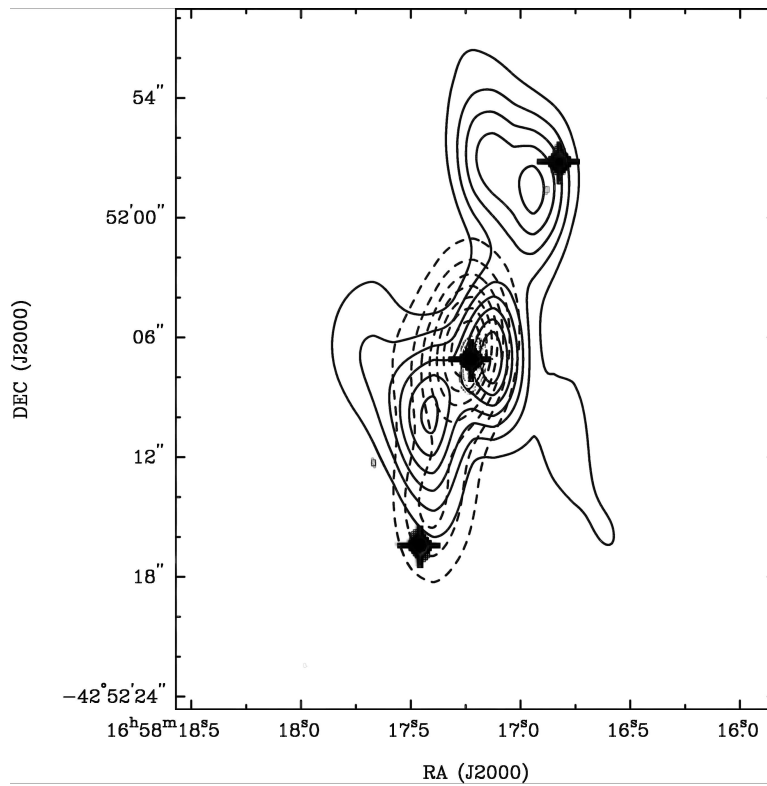
La mayoría de la emisión de las líneas moleculares detectadas en las observaciones del SMA es compacta (excepciones son las emisiones de las moléculas de CO HCN y HCO<sup>+</sup>) y está asociada con el chorro térmico de la fuente que está en el centro de la región (Franco-Hernández et al. 2010). Varias de estas moléculas muestran un gradiente de velocidad que es aproximadamente perpendicular al chorro térmico y el flujo molecular. En la Fig. 7.6 se muestra el chorro térmico y el continuo de polvo junto con una línea de SO<sub>2</sub> que muestra



**Figura 4.2:** Emisión de CO observada con el SMA promediada en el rango de  $-50$  a  $-36$   $\text{km s}^{-1}$  (líneas continuas) y de  $-22$  a  $0$   $\text{km s}^{-1}$  (líneas a trazos). La posición del chorro térmico y los lóbulos de radio de Rodríguez et al. (2005) están marcados con las cruces.

el gradiente de velocidad perpendicular al chorro.

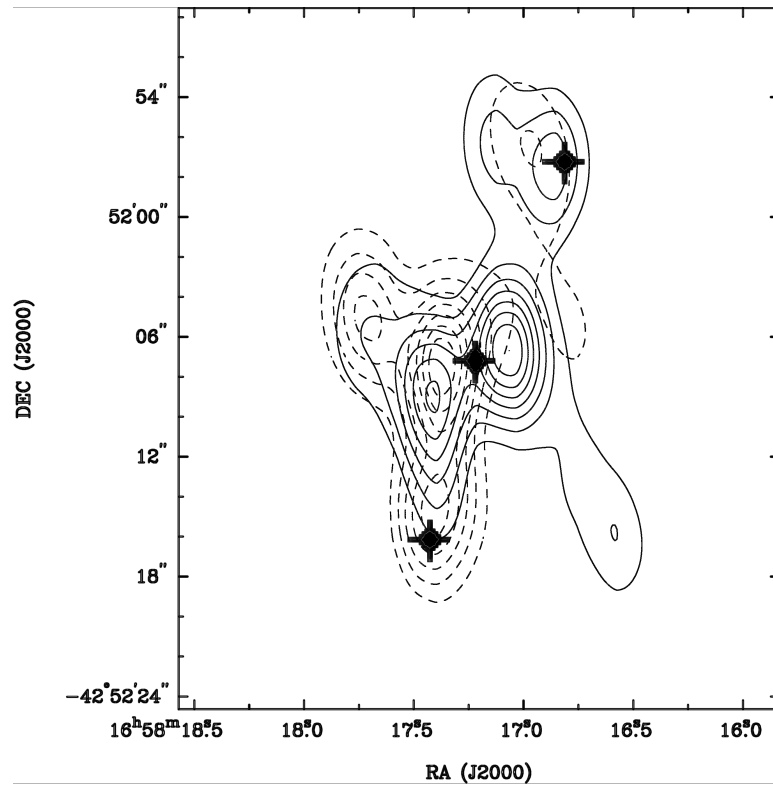
El continuo de polvo a  $1.3$  mm observado con el SMA muestra dos componentes, una muy brillante que está claramente asociada con el chorro térmico (ver Fig. 7.6) y otra componente más débil que probablemente esté asociado a otra fuente que no se observa en radiocontinuo. Unas pocas líneas moleculares muestran emisión en la posición de esta componente como se puede ver, por ejemplo, en la Fig. 4.5.



**Figura 4.3:** Emisión de  $\text{HCO}^+$  ( $J=3-2$ ) observada con el SMA promediada en el rango de  $-50$  a  $-36 \text{ km s}^{-1}$  (líneas continuas) y de  $-22$  a  $0 \text{ km s}^{-1}$  (líneas a trazos). La posición del chorro térmico y los lóbulos de radio de Rodríguez et al. (2005) están marcados con las cruces.

#### 4.2. Máseres de agua

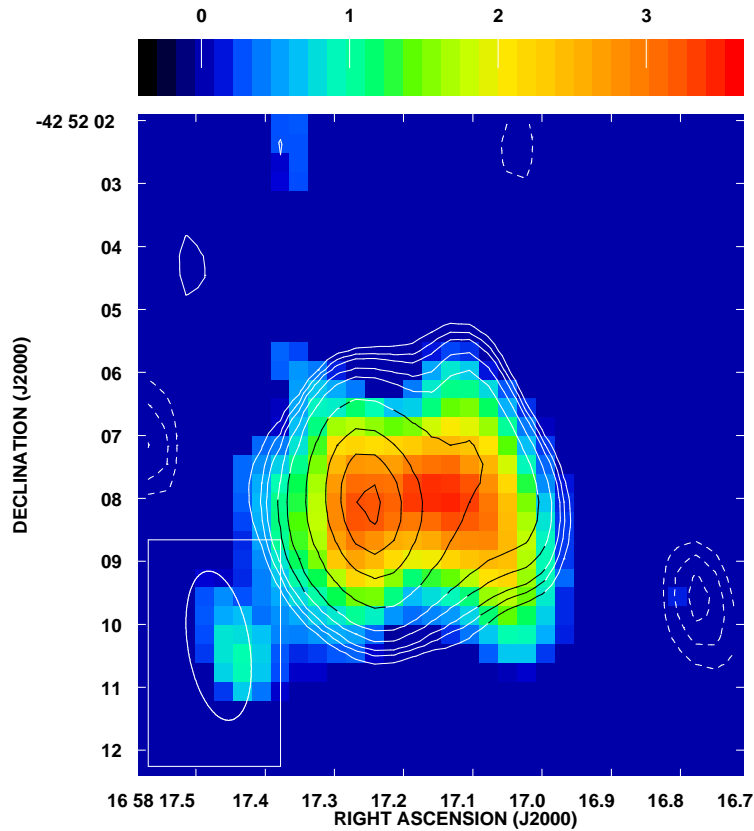
Se detectaron máseres de agua hacia la fuente IRAS 16547-4247 por Batchelor et al. (1980) utilizando el radiotelescopio de Parkes. Ellos reportaron un flujo de  $100 \text{ Jy}$  y una velocidad LSR de  $-34 \text{ km s}^{-1}$  para la emisión máser. Forster & Caswell (1989) obtuvieron una corta observación con el VLA de los máseres de agua en IRAS 16547-4247. La resolución angular de su observación fue suficiente para separar los máseres en unos pocos grupos localizados cerca de la parte central del chorro térmico. Sin embargo, debido a su corto tiempo de integración ( $\sim 8 \text{ min}$ ) y ancho de banda angosto, el radiocontinuo no fue detectado. La posición de los máseres de Forster & Caswell (1989) con respecto al continuo observado por Rodríguez et al. (2005) se muestra en la



**Figura 4.4:** Emisión HCN ( $J=3-2$ ) observada con el SMA promediada en el rango de  $-50$  a  $-36$   $\text{km s}^{-1}$  (líneas continuas) y de  $-22$  a  $0$   $\text{km s}^{-1}$  (líneas a trazos). La posición del chorro térmico y los lóbulos de radio de Rodríguez et al. (2005) están marcados con las cruces.

Fig. 4.6. Hay un desplazamiento en la dirección norte-sur entre los grupos de máseres y los picos de emisión de radiocontinuo, lo cual sugiere que existe un error en la posición relativa del orden de  $1''$  entre las imágenes del  $\text{H}_2\text{O}$  y el continuo.

Nuevas observaciones de los máseres de agua fueron hechas para observar el radiocontinuo a  $1.3$  cm al mismo tiempo que los máseres de agua. De esta manera se pudo recuperar la posición relativa entre los máseres de agua y el radiocontinuo con alta precisión. En estas observaciones se han detectado varios grupos de máseres que se asemejan a los observados por Forster & Caswell (1989). Ahora las posiciones obtenidas para los máseres coinciden con algunas de las fuentes de radiocontinuo observadas por Rodríguez et al.

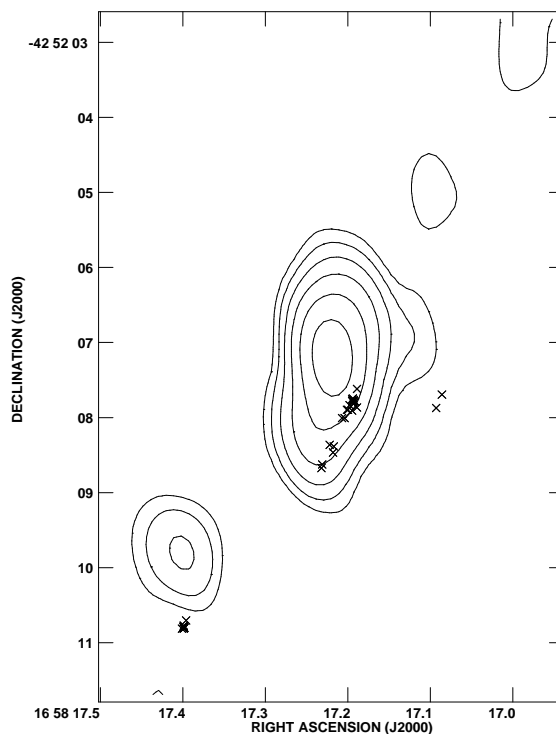


**Figura 4.5:** La emisión de H<sub>2</sub>S en color y la emisión de continuo del polvo a 1.3 mm en contornos. A partir de la morfología de la emisión de esta molécula es claro que hay otra fuente al Oeste del pico del continuo de polvo.

(2005). Dos grupos de máseres son sobresalientes por su estructura y posición. El grupo g1 que coincide con el pico del continuo de radio a 2 cm y el grupo g2 que se encuentra alineado con la dirección del lóbulo norte del chorro térmico (ver Fig. 7.1 y la discusión en la sección 7.4).

### 4.3. Temperatura del gas: CH<sub>3</sub>CN

La temperatura del gas puede ser estimada a partir de los diagramas rotacionales de la emisión de la molécula CH<sub>3</sub>CN (e.g. Araya et al. 2005). Para la emisión de la fuente IRAS 16547-4247 se ha ajustado el espectro utilizando perfiles Gaussianos. El ajuste incluye líneas de emisión de otras



**Figura 4.6:** La imagen muestra los máseres de agua (indicados con cruces) de Forster & Caswell (1989) graficados sobre la imagen de radio continuo a 3.6 cm del VLA de la fuente IRAS 16547-4247 (Rodríguez et al. 2005). Los contornos son -4, 4, 8, 16, 32, 64, 128 veces  $3 \times 10^{-5} \text{ Jy haz}^{-1}$ .

moléculas que emiten a frecuencias en el mismo rango que el  $\text{CH}_3\text{CN}$ . La emisión integrada, calculada a partir de los parámetros ajustados, es utilizada para calcular la temperatura rotacional. La temperatura  $T$  está relacionada con los parámetros moleculares por medio de la ecuación

$$\ln \left( \frac{N_u}{g_u} \right) = \ln \left[ \frac{N}{Q(T)} \right] - \frac{E_u}{kT}, \quad (4.1)$$

donde  $N$  es la densidad columnar total,  $Q(T)$  es la función de partición,  $N_u$ ,  $g_u$  y  $E_u$  son el número de ocupación, la degeneración, y la energía del nivel superior. El ajuste lineal del diagrama rotacional da la temperatura  $T_{\text{Brot}} = 234 \pm 5 \text{ K}$  (error a  $3\sigma$ ). La densidad columnar total del  $\text{CH}_3\text{CN}$  está dada por  $N = Q(T_{\text{Brot}}) \exp b \text{ cm}^{-2}$  donde  $b$  es el intercepto del ajuste

#### 4.4. MOVIMIENTOS PROPIOS DE LAS FUENTES DE RADIOCONTINUO

---

lineal con el eje de las ordenadas. Usando la función de partición de Araya et al. (2005) calculamos  $N = (3.9 \pm 0.1) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  (error a  $3\sigma$ ).

La temperatura y densidad columnar derivadas a partir de este método son consistentes con las que tendría el material calentado por una estrella masiva.

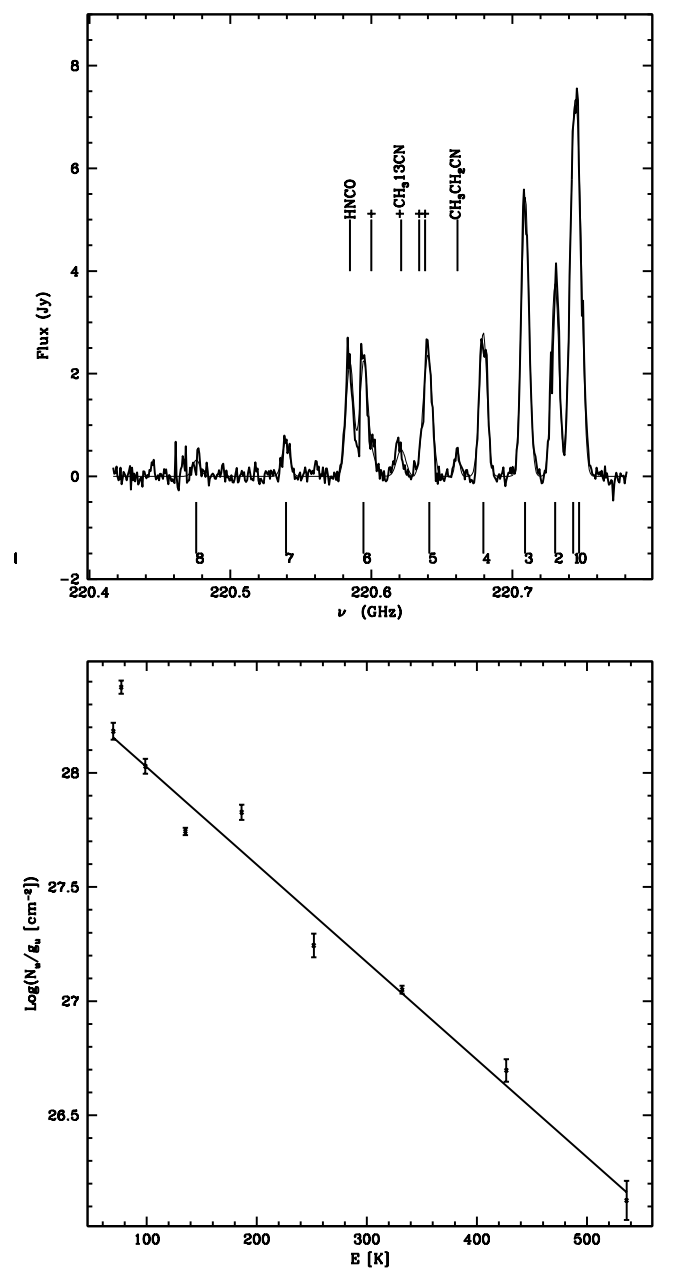
#### 4.4. Movimientos propios de las fuentes de radiocontinuo.

La emisión de radiocontinuo a 3.6 cm de la fuente IRAS 16547-4227 fue observada con el VLA en la configuración A el 25 de Septiembre de 2003 y el 31 de Mayo de 2006, lo que da una base temporal de 2.68 años. En la Fig. 6.2, se muestran las imágenes para las dos épocas individuales así como la imagen de la diferencia entre ellas (2006-2003).

En la imagen de diferencia no se pueden apreciar las características “firmas” negativas-positivas que normalmente exhiben las condensaciones en movimiento. Se han analizado las posiciones de los dos lóbulos de radio y se ha encontrado que éstas son consistentes con que no hay movimiento a un nivel de 50 milisegundos de arco a lo largo del eje del chorro. Para una distancia de 2.9 kpc y una línea de base temporal de 2.68 años esto implica un límite superior en la velocidad de  $\sim 240 \text{ km s}^{-1}$ . Este no es un límite superior muy riguroso pero sugiere que los lóbulos se están moviendo a velocidades muy por debajo de las que se esperan para la velocidad del viento en estrellas masivas ( $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ). La relativamente baja velocidad de los lóbulos implica que la densidad de el medio ambiente donde el choque está ocurriendo es mayor que la densidad del jet en ese punto. Utilizando la ecuación (19) de Raga et al. (1997), se ha estimado que si la velocidad del chorro es  $\sim 490 \text{ km s}^{-1}$  y la velocidad de la superficie de trabajo en el lóbulo es  $\leq 160 \text{ km s}^{-1}$ , el cociente de la densidad del medio y la densidad del chorro es  $\geq 4$ .

La imagen de diferencia muestra evidencia de cambio de brillo en los lóbulos, el lóbulo norte se hace más débil y el lóbulo sur se hace más brillante. La fuerte variación observada sobre este intervalo sugiere tiempos de recombinación del orden de pocos años y densidades electrónicas  $\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$  para los lóbulos. En el capítulo 6 se discuten con más detalle estos cambios.





**Figura 4.7:** La gráfica superior muestra la emisión molecular de CH<sub>3</sub>CN alrededor de 220 GHz. Las líneas verticales numeradas marcan las frecuencias en reposo de las transiciones del CH<sub>3</sub>CN. La gráfica inferior muestra el diagrama rotacional y la regresión lineal.

# 5

## Discovery of an energetic bipolar molecular outflow towards IRAS 16547–4247<sup>0</sup>

We present molecular line observations of the molecular core associated with IRAS 16547-4247, which have allowed us to determine its physical and kinematical properties at angular resolutions of  $\sim 18''$ . The observations were made using the Atacama Pathfinder Experiment Telescope in the  $J = 3 \rightarrow 2$  transitions of  $^{12}\text{CO}$  and  $^{13}\text{CO}$ ,  $J = 4 \rightarrow 3$  transitions of  $\text{HCO}^+$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , and  $J = 7 \rightarrow 6$  transition of  $\text{CS}$ . Our observations reveal the presence of a collimated bipolar outflow with lobes  $\sim 0.7$  pc in extent and aligned with the thermal jet located at the center of the core. The morphology and velocity structure of the flow are well described by a biconical outflow that is inclined from the line of sight by an angle of  $84^\circ$ , has a semi-opening angle of  $14^\circ$ , and in which the gas moves outwards with a constant total velocity, with respect to the cone apex, of  $\sim 120 \text{ km s}^{-1}$ . The outflow is massive and energetic (flow mass  $\sim 110 M_\odot$ ; mass outflow rate  $\sim 2 \times 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ; momentum  $\sim 2 \times 10^3 M_\odot \text{ km s}^{-1}$  and kinetic energy

---

<sup>0</sup>Garay, G., Mardones, D., Bronfman, L., Brooks, K. J., Rodríguez, L. F., Güsten, R., Nyman, L.-Å., Franco-Hernández, R. & Moran, J. M. 2007, A&A, 463, 217

$\sim 9 \times 10^{47}$  ergs), and has a dynamical time scale of  $6 \times 10^3$  yr. These parameters are consistent with the flow being driven by a young massive stellar object with  $L_{bol} \sim 6 \times 10^4 L_{\odot}$ .

### 5.1. Introduction

One of the major questions related to the formation of stars is whether or not the successful model of low-mass star formation, based on accretion via a circumstellar disk and collimated outflow in the form of a jet (Shu, Adams, & Lizano 1987), can be extended to high-mass stars. Support for a similar mechanism of formation is provided by the fact that molecular outflows have been found to be driven by protostellar objects with a broad range of masses (Zhang et al. 2001; Beuther et al. 2002c). The molecular mass outflow rate and the luminosity of the driving source are strongly correlated (Shepherd & Churchwell 1996; Churchwell 2000), which suggests that there is a strong link between accretion and outflow for a wide range of luminosities. There are, however, only a few cases of luminous ( $L > 4 \times 10^4 L_{\odot}$ ) massive young stellar objects (O-type protostars) known to be associated with collimated bipolar outflows. Whether this is an intrinsic property of the most massive stars or due to an observational selection effect – massive stars are rarer and their evolutionary time scales are much shorter than those of low mass stars – has yet to be established.

A wealth of observations of molecular line emission in high density tracers (e.g., Plume et al. 1992, Juvella 1996; Plume et al. 1997) and of dust continuum emission (e.g., Beuther et al. 2002b; Faúndez et al. 2004) show that massive stars ( $M > 8 M_{\odot}$ ) form in regions of molecular gas with distinctive physical parameters, namely radii of typically  $\sim 0.4$  pc, densities of  $\sim 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  and masses of  $\sim 4 \times 10^3 M_{\odot}$ . Hereinafter we will refer to these structures as massive and dense molecular cores. Most massive and dense cores are located within GMC's and in complex environments, which makes the observational study of the early stages of massive star formation difficult. There are, however, a few massive and dense isolated cores, which due to their simple geometry and environment, may prove to be ideal cases for a detailed study of the process of formation of individual massive stars.

G343.126–0.062 is an isolated massive and dense core located at a distance of 2.9 kpc (Garay et al. 2003). It is also known as IRAS 16547-4247 (Bronfman et al. 1996) which has a bolometric luminosity of  $6.2 \times 10^4 L_{\odot}$ , equivalent to that of a single O8 zero-age main-sequence star. The core mass derived

**Table 5.1:** Summary of Parameters for APEX observations

Line	Frequency (MHz)	Beam (FWHM)	Spacing	Positions observed	$t_{in}$ (sec)	$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	rms noise (K)
CO(3 → 2)	345795.991	18''	20''	40	40	0.1058	0.16
<sup>13</sup> CO(3 → 2)	330587.957	19''	20''	15	45	0.1107	0.42
CS(7 → 6)	342882.950	18''	20''	9	80	0.1067	0.18
HCO <sup>+</sup> (4 → 3)	356734.250	17''	20''	9	80	0.1026	0.15
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (4 → 3)	346998.540	18''	20''	9	15	0.1055	0.42
C <sup>17</sup> O(3 → 2)	337061.100	18''	–	1	220	0.1085	0.14

from observations of the dust continuum emission at 1.2 mm is  $1.3 \times 10^3 M_{\odot}$ . Radio continuum observations show three sources, near the center of the core, aligned roughly in a north-south direction (Garay et al. 2003; Rodríguez et al. 2005). The central object is a thermal radio jet, while the two outer lobes, symmetrically separated from the central source by an angular distance of  $\sim 10''$ , are radio HH objects. The position angle of the radio lobes is  $163 \pm 1^{\circ}$  (Rodríguez et al. 2005). The jet is closely aligned with the outer lobes and has an opening angle of  $\sim 25^{\circ}$ . Brooks et al. (2003) reported a chain of H<sub>2</sub> 2.12  $\mu$ m emission knots that trace a collimated flow extending over 1.5 pc that emanates from close to the central component of the triple radio source and has a position angle similar to that defined by the outer lobes of the triple radio source. Most likely this extended component traces gas ejected in the past by the central object of the triple source.

In this paper we present observations towards IRAS 16547-4247 in molecular lines of <sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO, HCO<sup>+</sup>, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, and CS, all of them in the 1 mm wavelength range, with angular resolutions of  $\sim 18''$ . We report the discovery of a highly energetic bipolar molecular outflow, centered on the thermal radio jet. The observed and derived characteristics of the outflow suggest that its driving source is a young luminous protostellar object, confirming that collimated outflows can also be present in the most massive protostars.

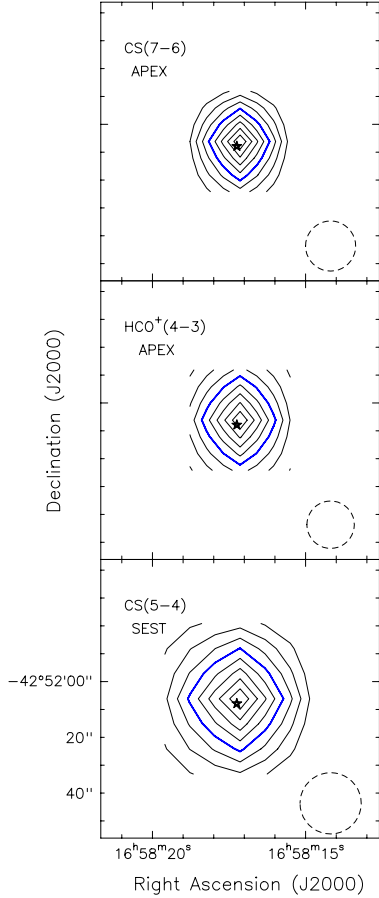
## 5.2. Observations

The observations were made during July, 26-27, 2005, with the Atacama Pathfinder Experiment (APEX<sup>1</sup>) 12-m telescope located at Llano de Chaj-

<sup>1</sup> This publication is based on data acquired with the Atacama Pathfinder Experiment (APEX). APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory.

nantor in the Atacama desert of Chile. The observed transitions and basic observational parameters are summarized in Table 5.1. At the frequencies of the observed lines, the half-power beam width of the telescope is  $\sim 18''$  and the main beam efficiency is 0.73. A detailed description of APEX and its performance are given by Güsten et al. (2006). The frontend consisted of a single pixel heterodyne SiS receiver and the backend of a Fast Fourier Transform Spectrometer built by the MPIfR. A bandwidth of 1 GHz with 8192 frequency channels was used, which provided a velocity coverage of  $\sim 870 \text{ km s}^{-1}$  and a velocity resolution of  $\sim 0.11 \text{ km s}^{-1}$  at 350 GHz. The observations were performed in position-switch mode and taken under good weather conditions. System temperatures were in the range 100 – 230 K. The  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  emission was mapped in a region of  $100'' \times 160''$  in size. The integration time on source at each position was 40 seconds, resulting in an rms noise of typically 0.16 K in antenna temperature. The  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  emission was mapped in a region of  $60'' \times 80''$  in size. The integration time on source at each position was 45 seconds, resulting in an rms noise of typically 0.42 K in antenna temperature. The emission in the other transitions was mapped in a region of  $60'' \times 60''$  in size. All maps were centered on the position of the IRAS source ( $\alpha = 16^{\text{h}}58^{\text{m}}16.9^{\text{s}}$ ;  $\delta = -42^{\circ}52'7''$  J2000) and made with an angular spacing of  $20''$ . We also observed the  $\text{C}^{17}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  emission towards the peak position of the core. Uncertainties in the pointing accuracy are estimated at  $3''$ .

We also report here observations of the  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$  line emission made with the 4-m NANTEN telescope located in Las Campanas, Chile, during January 2003. The FWHM beam width and main beam efficiency at the frequency of the line (89.18852 GHz) are  $3.4'$  and 0.89, respectively. The frontend was an SIS mixer receiver. We mapped, in position-switching mode, a region of  $12' \times 12'$  with a sampling interval of  $2'$ . The system temperatures, including the atmosphere, were typically 90-100 K (SSB) toward the zenith. The spectrometer was an acousto-optical spectrometer which provided a velocity resolution of  $0.483 \text{ km s}^{-1}$  and a velocity coverage of  $500 \text{ km s}^{-1}$ , at the observed frequency. The integration time on source per position was 80 sec. The typical rms noise level of the spectra is 75 mK.

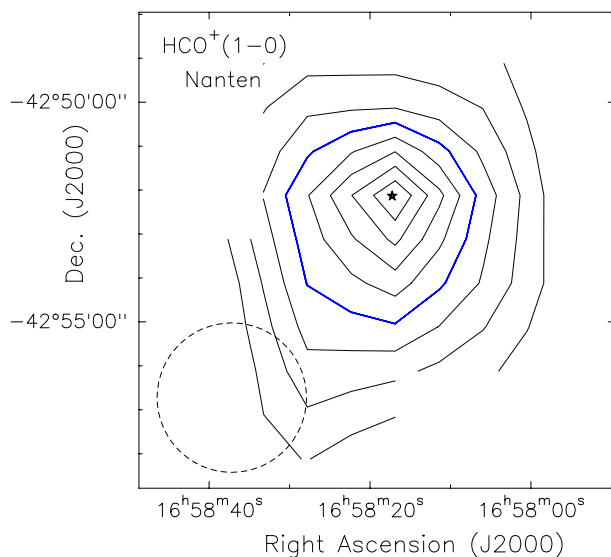


**Figure 5.1:** Maps of the velocity integrated molecular line emission from the ambient gas of IRAS 16547-4247. The velocity range of integration is from  $-36.1$  to  $-23.9$   $\text{km s}^{-1}$ . Contour levels are 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, and 90 % of the peak velocity integrated antenna temperature. The FWHM beam is shown in the lower right corner. The star denotes the position of the thermal radio jet. Top: CS(7 $\rightarrow$ 6) emission observed with APEX. The peak is  $5.34$   $\text{K km s}^{-1}$ . Middle: HCO $^+$ (4 $\rightarrow$ 3) emission observed with APEX. The peak is  $8.79$   $\text{K km s}^{-1}$ . Bottom: CS(5 $\rightarrow$ 4) emission observed with SEST. The peak is  $1.71$   $\text{K km s}^{-1}$ .

### 5.3. Results

#### 5.3.1. Molecular core

We find that the emission from the core ambient gas, in all the molecular lines we mapped, arises from nearly circularly symmetric structures, as is illustrated in Figures 5.1 and 5.2. Figure 5.1 shows maps of the velocity integrated ambient gas emission (velocity range from  $-36.1$  to  $-23.9$   $\text{km s}^{-1}$ ) in the CS(7 $\rightarrow$ 6) and HCO $^+$ (4 $\rightarrow$ 3) lines observed with APEX and in the CS(5 $\rightarrow$ 4) line observed with the 15-m SEST telescope located in La Silla, Chile. Figure 5.2 shows a map of the velocity integrated ambient gas emission in the HCO $^+$ (1 $\rightarrow$ 0) line observed with NANTEN. Note the large difference in angular scale between both figures. Table 5.2 gives the observed sizes determined from the maps using the task `gauss_2d` of the GILDAS data analysis



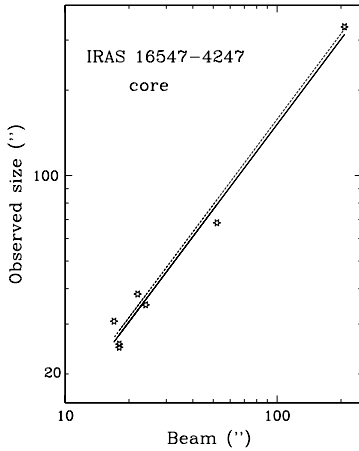
**Figure 5.2:** Map of the velocity integrated  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$  emission from the ambient gas of IRAS 16547-4247 observed with NANTEN. Contour levels are 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, and 90 % of the peak velocity integrated antenna temperature of  $6.56 \text{ K km s}^{-1}$ . The FWHM beam is shown in the lower left corner. The star denotes the position of the thermal radio jet.

package. Also given in Table 5.2 are the sizes determined from previous observations made using SEST ( $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{CS}(5 \rightarrow 4)$ , and  $\text{SO}(6_5 \rightarrow 5_4)$  lines; Garay et al. 2003). Interestingly, we find that the observed size of the emitting region differs among the various transitions and is correlated with the beam size of the telescope used to observe the line. This is shown in Figure 5.3 which shows the observed size (FWHM) of the emission ( $\theta_{obs}$ ) versus the beam size ( $\theta_{beam}$ ) for all the available observations. A least squares fit to the observed relationship gives  $\theta_{obs} = (1.59 \pm 0.05) \theta_{beam}$ .

Figure 5.4 shows spectra observed toward the peak position core of IRAS 16547-4247. The  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  and  $\text{HCO}^+(4 \rightarrow 3)$  spectra show, on one hand, double-peaked line profiles, with a bright blue-shifted peak and a weaker red-shifted peak. On the other hand, the profiles of the  $\text{C}^{17}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(4 \rightarrow 3)$  lines show a symmetric single component with a peak line center velocity of  $\sim -30.6 \text{ km s}^{-1}$ . In addition, the relative minimum intensity (dip) of the optically thick line profiles occurs at a velocity that is higher than the peak velocity of the optically thin lines. These spectroscopic signatures suggest that

**Table 5.2:** Angular sizes

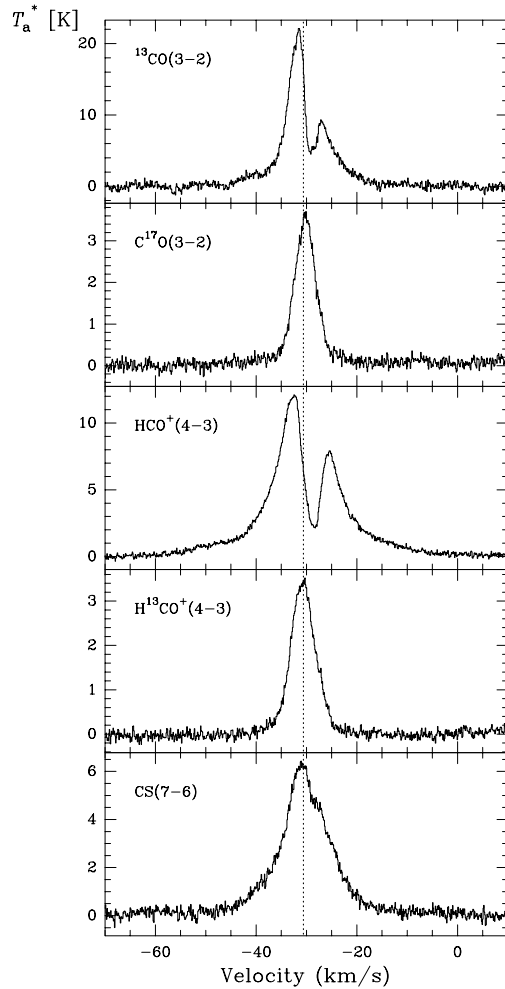
Line	Frequency (GHz)	Telescope	Beam (")	Obs. size (")
CS(7→6)	342.883	APEX	18	24.8±0.8
HCO <sup>+</sup> (4→3)	356.734	APEX	17	30.7±1.6
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (4→3)	346.999	APEX	18	25.5±0.9
CS(5→4)	244.936	SEST	22	38.3±1.3
SO(6 <sub>5</sub> → 5 <sub>4</sub> )	219.949	SEST	24	35.0±1.1
CS(2→1)	97.981	SEST	52	68.2±2.6
HCO <sup>+</sup> (1→0)	89.189	NANTEN	204	334±18



**Figure 5.3:** Observed size versus beam size relationship for the molecular emission from the ambient gas of IRAS 16547-4247. The continuous line corresponds to a linear least squares fit to the data. The dotted line corresponds to the theoretical relation expected for a core with  $I \propto r_p^{-1}$ .

the bulk of the molecular gas toward IRAS 16547–4247 is undergoing large-scale inward motions. Infalling motions traced by optically thick molecular lines are expected to produce line profiles showing blue asymmetry, whereas optically thin lines are expected to exhibit symmetrical profiles (Mardones et al. 1997). In particular, the shift of the dip to a velocity higher than the center-of-rest velocity of the cloud is a strong indication of the collapse of the outer layers (Snell & Loren 1977).



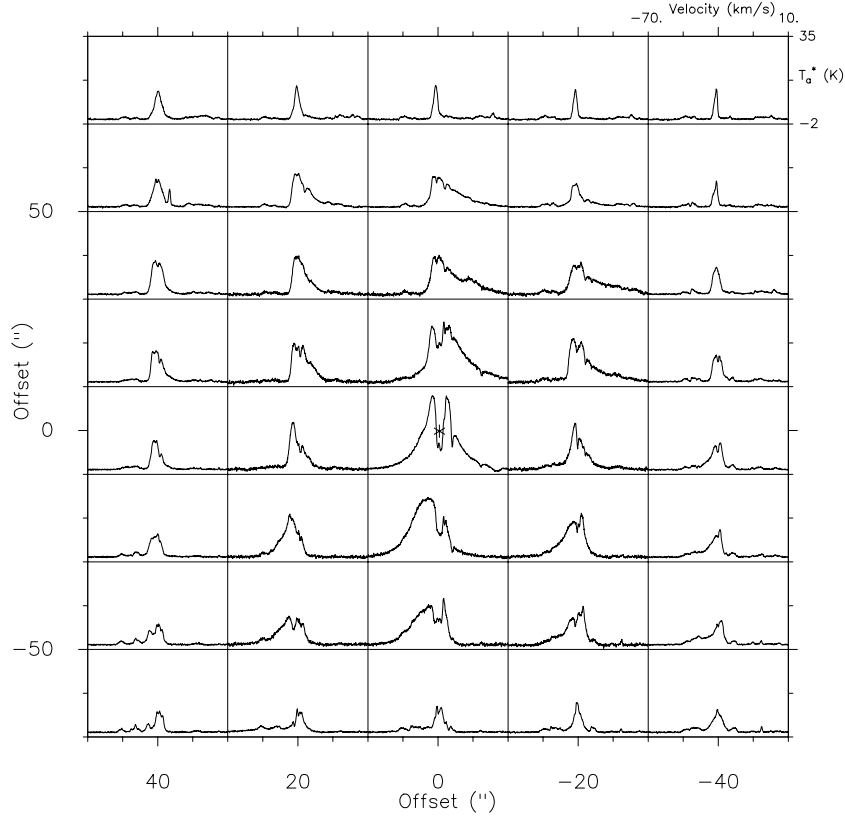


**Figure 5.4:** Spectra of molecular line emission observed with APEX toward the peak position of the IRAS 16547-4247 core. Transitions are given in the upper left corner of the spectra. The vertical dotted line indicates the systemic (ambient) velocity of the gas of  $-30.6 \text{ km s}^{-1}$ .

### 5.3.2. Molecular outflow

Figure 5.5 shows the  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  spectra across a  $100'' \times 160''$  region of IRAS 16547–4247, mapped with APEX. Strikingly seen in this figure is the presence, toward the north, of strong emission at velocities redshifted with respect to the systemic ambient cloud velocity of  $\sim -30.6 \text{ km s}^{-1}$ , and toward the south the presence of strong emission at blueshifted velocities. The emission in the redshifted wing is clearly seen in the LSR velocity range from about  $-22$  to  $0.8 \text{ km s}^{-1}$ , and the emission in the blueshifted wing is clearly seen in the range from about  $-60$  to  $-38 \text{ km s}^{-1}$ .

Figure 5.6 shows the emission in the  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  line wings integra-



**Figure 5.5:**  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  spectra over the  $100''$  by  $160''$  region mapped with APEX. The asterisk marks the position of the thermal jet. The angular separation between panels is  $20''$ . The velocity scale in each panel runs from  $-70$  to  $10 \text{ km s}^{-1}$ , and the temperature scale from  $-2$  to  $35 \text{ K}$ .

ted over the velocity range  $-60 < v_{lsr} < -38 \text{ km s}^{-1}$  (blue contours) and  $-22 < v_{lsr} < 0.8 \text{ km s}^{-1}$  (red contours). Clearly distinguished are two lobes symmetrically placed about the thermal radio continuum source (marked with a star). The bulk of the emission at blueshifted velocities with respect to the ambient cloud velocity arises from the south lobe, whereas the bulk of the emission at redshifted velocities arises from the north lobe. Consequently, we will refer to the south lobe as the *blue lobe* and to the north lobe as the *red lobe*. The south lobe has FWHM major and minor axis of  $46''$  and  $22''$ , respectively. The north lobe has FWHM major and minor axis of  $51''$  and  $27''$ , respectively. The linear extensions in the direction of the flow

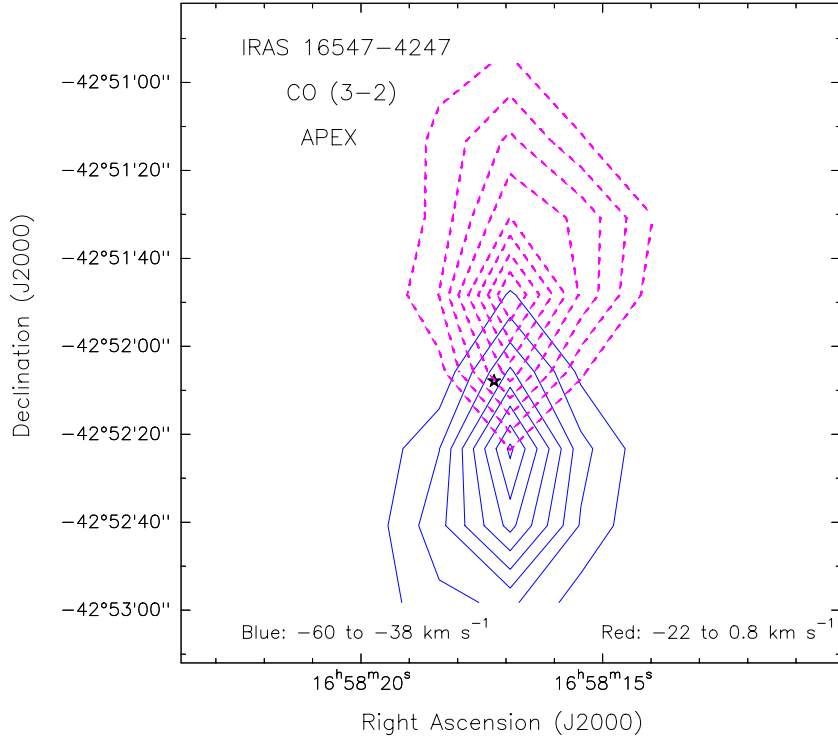
of the south and north lobes are then 0.65 and 0.72 pc, respectively. The position angle of the molecular outflow is  $\sim 174^\circ$ , a value close to that of the  $\text{H}_2$  flow of  $\sim 169^\circ$  (determined from Fig. 1 of Brooks et al. 2003). The symmetry axis of the molecular lobes and radio continuum lobes are not exactly aligned, suggesting that the outflow source might be precessing. From the observed major and minor axes,  $a$  and  $b$ , we estimate that the semi-opening angle ( $= \arctan(b/2a)$ ) of the blue and red lobes are  $13^\circ \pm 3^\circ$  and  $15^\circ \pm 3^\circ$ , respectively. We will adopt a semi-opening angle for the outflow of  $14^\circ$ . The collimation factor is high, with a length-to-width ratio of 3.7 in the lobes, as determined from the half-power contour. Figure 5.7 shows a position-velocity diagram of the  $^{12}\text{CO}$  emission along the major axis of the outflow.

## 5.4. Analysis and Discussion

### 5.4.1. Physical properties and kinematics of the massive and dense core

The observed correlation between the apparent size of the core and the beam size suggests that the underlying specific intensity profile decreases as a power law of distance from the center of the core (e.g., Adams 1991; Ladd et al. 1991). From numerical computations we find that for a source with an intensity profile  $I \propto r_p^{-\alpha}$ , where  $r_p$  is the projected radius, the FWHM apparent size of the observed emission (i.e., the specific intensity convolved with the instrumental beam) is related to the beam size by the expression  $\theta_{obs} = c \theta_{beam}$ , where  $c$  is 1.9, 1.6, and 1.2 for  $\alpha = 0.8, 1.0,$  and  $1.5$ , respectively. The observed relationship for IRAS 16547-4247 implies, therefore, that  $\alpha = 1.0$ . Even though the observed relationship was based on observations of different molecular species and lines, the use of the above expression is appropriate because the proportionality factor is independent of the actual value of the intensity.

A power law dependence of the intensity with radial distance most likely indicates that the physical properties of the core are not homogeneous, that is, where the density or temperature change with distance from the center. An analytical expression for the relation between the power law index of molecular line emission intensity and single power law indices of the density,  $p$ , and temperature,  $q$ , has not yet been reported, however. At the high densities of the core – with an average density of  $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Garay et al. 2003) – we expect that the dust and gas be thermally coupled, and therefore that the density and temperature distributions of the two components be the same.



**Figure 5.6:** Contour maps of the  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  velocity integrated line wing emission from the IRAS 16547-4247 bipolar outflow. Blue lines represent emission integrated over the velocity range  $-60 < v_{lsr} < -38 \text{ km s}^{-1}$ , which is blue shifted with respect to the ambient velocity of  $-30.6 \text{ km s}^{-1}$ , and red dashed lines emission integrated over the velocity range  $-22 < v_{lsr} < 0.8 \text{ km s}^{-1}$ , which is red shifted with respect to the ambient velocity. The star marks the position of the radio continuum jet (Garay et al. 2003). Contour levels are 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, and 90 % of the peak emission of  $233 \text{ K km s}^{-1}$  and  $208 \text{ K km s}^{-1}$  in the blue and red lobes, respectively.

Hence, we will use the expression  $\alpha = p + q - 1$ , appropriate for optically thin dust continuum emission (Motte & André 2001). The IRAS 16547-4247 core is heated by a luminous energy source embedded at its central position, hence its temperature is expected to decrease with distance following a power-law with an index of 0.4 (van der Tak et al. 2000). Adopting  $q = 0.4$ , we then infer that the IRAS 16547-4247 massive and dense core is highly centrally condensed, having a power-law density distribution with an index of 1.6.

The characteristics of the line profiles observed toward IRAS 16547-4247

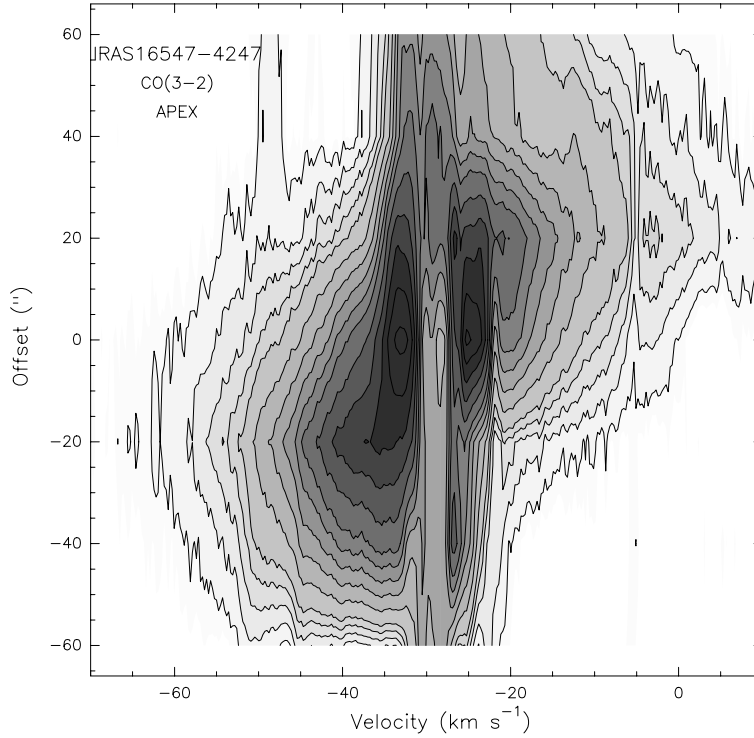
suggest that the molecular gas is undergoing infalling motions. Using the simple model of contracting clouds of Myers et al. (1996), it is possible to derive an infall velocity from the observed velocity difference between the red and blue peaks and the observed brightness temperature of the red peak, blue peak and dip of an optically thick line (see their eqn.[9]). From the spectra of the optically thick  $\text{HCO}^+(4 \rightarrow 3)$  line and the line width of the optically thin  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(4 \rightarrow 3)$  line (of  $5.8 \text{ km s}^{-1}$ ) we estimate an inward velocity of  $0.5 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$  at a radius of 0.22 pc. The latter is an effective radius derived from the map of the  $\text{HCO}^+(4 \rightarrow 3)$  emission. From the spectra of the optically thick  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  line and the line width of the optically thin  $\text{C}^{17}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  line (of  $5.0 \text{ km s}^{-1}$ ) we estimate an inward velocity of  $1.0 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ . The difference in the derived inward speeds could be due to dissimilar contributions of the outflowing gas to the line emission or due to differences in the radial distance of the probed gas due to the different optical depths of the  $\text{HCO}^+(4 \rightarrow 3)$  and  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  lines. We note that the inward speeds are significantly smaller than the free-fall velocity expected for a cloud with a total mass of  $\sim 1 \times 10^3 M_{\odot}$  at its outer envelope radius of 0.2 pc, suggesting that the core is slowly contracting.

The mass infall rate can be estimated as  $\dot{M}_{in} = 4\pi\mu m_H r^2 n v_{in}$ , where  $n$  and  $v_{in}$  are the molecular density and infall speed at radius  $r$ , respectively. Using the values derived from the  $\text{HCO}^+(4 \rightarrow 3)$  observations ( $v_{in} = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $r = 0.22 \text{ pc}$ ) and the molecular density derived from the dust observations ( $n = 6.7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ; Garay et al. 2003), we obtain a mass infall rate of  $1 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Another estimate of the mass infall rate can be obtained assuming that  $\dot{M}_{in} = M/t_{cross}$ , where  $M$  is the core mass ( $1.3 \times 10^3 M_{\odot}$ ) and  $t_{cross}$  the crossing time of the infalling zone at the infall speed. Using  $v_{in} = 0.5 \text{ km s}^{-1}$  and  $r = 0.22 \text{ pc}$ , give  $t_{cross} = 4.3 \times 10^5 \text{ yrs}$  and  $\dot{M}_{in} = 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . We emphasize that these are rough estimates and are uncertain by at least a factor of 3.

#### 5.4.2. Molecular outflow

##### Outflow inclination

A comparison of the observed spatial distribution and position-velocity diagram of the outflowing gas from IRAS 16547–4247 with synthetic maps of the  $^{12}\text{CO}$  line emission, computed for accelerated and constant velocity bipolar outflows (Cabrit & Bertout 1986, 1990), suggests that this molecular



**Figure 5.7:** Position-velocity diagram of the  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  emission along the major axis of the outflow. Contour levels are 1, 2, 3, 4, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 18, 21, 24, 27 and 30 K in corrected antenna temperature  $T_a^*$ .

outflow can be approximated, at first order, as flowing with a velocity that is nearly independent of the radial distance from the apex. In what follows we assume that the IRAS 16547–4247 outflow can be modeled by a biconical flow with constant total velocity and derive the values of the model parameters imposed by the observations. First, from the ratio of the observed maximum blueshifted and redshifted velocities within a single lobe, it is possible to estimate the inclination angle,  $i$ , of the flow (Cabrit et al. 1988). From the maximum values of the absolute magnitude of the blueshifted and redshifted velocities observed toward the blue lobe, of  $38.4 \text{ km s}^{-1}$  and  $13.7 \text{ km s}^{-1}$  respectively, and the semi-opening angle of  $14^\circ$ , we derive  $i = 83^\circ \pm 2^\circ$ . Similarly, from the maximum values of the absolute magnitude of the redshifted and blueshifted velocities observed toward the red lobe, of  $43.8$  and  $22.5 \text{ km s}^{-1}$  respectively, we find that  $i = 85^\circ \pm 2^\circ$ . In both of these deriva-

**Table 5.3:** Outflow Parameters

Lobe	$M_{total}$ ( $M_{\odot}$ )	$P$		$E_k$		$L_m$		$t_d$ (yr)
		$P^{min}$	$P^{max}$	$E_k^{min}$	$E_k^{max}$	$L_m^{min}$	$L_m^{max}$	
		( $M_{\odot}$ km s $^{-1}$ )		( $M_{\odot}$ km $^2$ s $^{-2}$ )		( $L_{\odot}$ )		
South	57	$1.4 \times 10^2$	$6.8 \times 10^3$	$1.0 \times 10^3$	$4.1 \times 10^5$	4.9	$1.3 \times 10^4$	$5.3 \times 10^3$
North	54	$1.6 \times 10^2$	$6.5 \times 10^3$	$1.3 \times 10^3$	$3.9 \times 10^5$	6.1	$1.1 \times 10^4$	$5.9 \times 10^3$
Total	111	$3.0 \times 10^2$	$1.3 \times 10^4$	$2.3 \times 10^3$	$8.0 \times 10^5$	11.	$2.3 \times 10^4$	...

tions we did not consider the emission observed towards the central position. Hereafter, we will adopt an inclination angle for the IRAS 16547–4247 outflow of  $84^{\circ} \pm 2^{\circ}$ . Support for a near edge-on configuration is further provided by the presence of blueshifted gas extending along the flow axis into the red lobe and redshifted gas extending along the flow axis into the blue lobe at lower levels than those plotted in Figure 6. In fact, observations of the CO(4-3) emission made with APEX with an angular resolution of  $13''$ , to be reported in a forthcoming paper, clearly show that this is the case over a scale greater than the beam size. The flow velocity can then be estimated as  $V_m / \cos(i - \theta_{max})$ , where  $V_m$  is the maximum observed flow velocity. Using for  $V_m$  the average of the values observed toward the red and blue lobes, of  $41.1$  km s $^{-1}$ , and the derived value for  $i - \theta_{max}$  of  $70^{\circ}$ , we derive a flow velocity,  $V_o$ , of  $\sim 120$  km s $^{-1}$ .

### Physical parameters

To compute physical parameters of the outflowing gas we followed the standard formalism described in Bourke et al. (1997). A general discussion of the sources of errors have been given by Margulis & Lada (1985) and Cabrit & Bertout (1990). The main source of error arises from the difficulty in determining the contribution to the outflow of the emission in the velocity range of the ambient cloud. For the IRAS 16547–4247 outflow, we will adopt as velocity boundary between the blue and red wing emission and the ambient line the values of  $-38$  and  $-22$  km s $^{-1}$ , respectively.

Using expression (A13) of Bourke et al. (1997) we estimate, from the observed wing emission in the velocity range  $-60 < v_{lsr} < -38$  km s $^{-1}$  for the south lobe and  $-22 < v_{lsr} < 0.8$  km s $^{-1}$  for the north lobe, masses of  $7.6$  and  $8.5 M_{\odot}$  for the south and north lobes, respectively. We assumed an  $[H_2/CO]$  abundance ratio of  $10^4$  and that the excitation temperature of the

outflowing gas,  $T_{ex}$ , is 50 K (e.g., Beuther et al 2002a; Leurini et al. 2006). To estimate the contribution to the flow mass from the low velocity material emitting in the same velocity range as the ambient cloud gas we followed the prescription of Margulis & Lada (1985). Using expression (A16) of Bourke et al. (1997) we estimated that the mass of the low velocity flow within the south and north lobes are 6.1 and 6.4  $M_{\odot}$ , respectively. We emphasize that the adopted correction is somewhat arbitrary (e.g., Cabrit & Bertout 1992) introducing here a factor of 2 uncertainty in the flow mass and other flow parameters.

From the observations of the  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  and  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  lines it is possible to estimate the opacities of the flowing gas and therefore to assess whether or not our assumption that the  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  wing emission is optically thin is correct. Using expression (A2) of Bourke et al. (1997), and assuming  $T_{ex}=50$  K and  $a = 50$ , we find that the average  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  opacity of the blueshifted gas (velocity range between  $-47.4$  to  $-38.1$   $\text{km s}^{-1}$ ) toward the south lobe is  $4.1 \pm 1.1$ , whereas the average optical depth of the redshifted gas (velocity range between  $-21.9$  to  $-12.3$   $\text{km s}^{-1}$ ) toward the north lobe is  $3.5 \pm 2.1$ , indicating that the flowing gas is moderately optically thick. To correct for this effect, we multiply the mass determined from the optically thin assumption by the factor  $\tau_w/(1 - e^{-\tau_w})$ , where  $\tau_w$  is the average  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  optical depth in the line wing. We find that the opacity corrected masses within the blue and red lobes are  $\sim 32$  and  $\sim 31$   $M_{\odot}$ , respectively. The opacity corrected masses for the low velocity material hidden in the ambient line emission are 25 and 23  $M_{\odot}$ , respectively. Adding the high velocity masses to the low velocity masses, we estimate masses of  $\sim 57$  and 54  $M_{\odot}$  for the south and north lobes, respectively.

Using the standard LTE formalism it is also possible to estimate the momentum,  $P$ , the kinetic energy,  $E_k$ , and the mechanical luminosity,  $L_m$ , in the flow (eqns. [A17] of Bourke et al. 1997). These equations assume no correction for flow inclination, and so are strict lower limits. Another method to compute the physical parameters of the outflowing gas is to assume that all the mass is flowing at a velocity characteristic of the entire flow,  $V_{char}$ . The flow parameters are, in this approach, given by

$$P = M V_{char}, \quad E_k = \frac{1}{2} M V_{char}^2, \quad L_m = \frac{1}{2R} M V_{char}^3, \quad (5.1)$$

where  $M$  and  $R$  are the total mass and the length of the outflow lobe. Since for the IRAS 16547–4247 outflow the radial velocity with respect to the cone



apex is approximately constant at  $120 \text{ km s}^{-1}$  (section 5.4.2), we will assume  $V_{char} = V_o$ , and the parameters determined in this manner are upper limits (Cabrit & Bertout 1990). In Table 5.3 we give the parameters of the blue and red lobes of the IRAS 16547–4247 flow calculated using both methods. The dynamical time scale of the outflow,  $t_d$ , is found from  $R/V_o$ , and is estimated at  $\sim 6 \times 10^3$  yrs. The geometric mean values for the outflow parameters are  $\bar{P} \sim 2.0 \times 10^3 M_\odot \text{ km s}^{-1}$ ,  $\bar{E}_k \sim 9 \times 10^{47}$  ergs (or  $4.3 \times 10^4 M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ ), and  $\bar{L}_m \sim 5.0 \times 10^2 L_\odot$ . The mass outflow rate is  $\sim 2 \times 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  and the momentum outflow rate is  $\sim 0.3 M_\odot \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ .

Shepherd & Churchwell (1996) and Beuther et al. (2002c) found that the correlations between physical parameters derived for outflows driven by low-mass protostars can be extended to the high-mass regime. The derived value of the physical parameters of the IRAS 16547–4247 outflow are characteristic of molecular flows driven by high-mass young stellar objects. The derived values of the mass entrainment rate and mechanical force of the IRAS 16547–4247 flow indicate that this is one of the most powerful outflows known (see Figs. 4 and 5 of Beuther et al. 2002c), even if no correction is made for material hidden at the cloud velocity. In particular, the correlations observed between these parameters and the bolometric luminosity of the driving source predicts that the IRAS 16547–4247 outflow is being driven by a source with a luminosity of  $\sim 1 \times 10^5 L_\odot$ . The total far-infrared luminosity of the IRAS 16547–4247 core, computed using the IRAS fluxes (see Casoli et al. 1986), is  $\sim 6.2 \times 10^4 L_\odot$ . This strongly suggest that the bulk of the luminosity of IRAS 16547-4247 is due to a single luminous object which drives a bipolar outflow and a highly collimated thermal jet. We suggest that at the center of IRAS 16547–4247 lies a very young massive protostar which is still accreting matter, building up its mass from a surrounding infalling envelope. The mass accretion rate is large enough,  $\sim 1 \times 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  to prevent the development of an observable UC H II region (Yorke, 1984; Walmsley 1995). Ours and previously published results show that IRAS 16547–4247 harbors a massive and young molecular outflow, a thermal jet (Brooks et al. 2003) and a rotating disk-like structure (Franco-Hernández et al. 2005), making it the most luminous embedded YSO known in the Galaxy that exhibits these three phenomena (see Table 3 of Garay & Lizano 1999).

### 5.5. Conclusions

We have observed the IRAS 16547–4247 massive and dense core in the  $J = 3 \rightarrow 2$  transitions of  $^{12}\text{CO}$  and  $^{13}\text{CO}$ ,  $J = 4 \rightarrow 3$  transitions of  $\text{HCO}^+$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , and  $J = 7 \rightarrow 6$  transition of CS, with angular resolution of  $\sim 18''$ . The main results and

conclusions presented in this paper are summarized as follows.

1. The observations of the  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  line emission reveal the presence of a collimated bipolar outflow with lobes extending  $\sim 0.7$  pc in opposite directions from the thermal jet located at the center of the core. The bulk of the emission from the south lobe arises at velocities that are blueshifted (velocity range from about  $-60$  to  $-38$   $\text{km s}^{-1}$ ) with respect to the ambient cloud velocity of  $-30.6$   $\text{km s}^{-1}$ , while the bulk of the emission from the north lobe arises from velocities that are redshifted (velocity range from about  $-22$  to  $0.8$   $\text{km s}^{-1}$ ).
2. The observed morphology and velocity structure of the flow is well accounted for with a simple model of a biconical outflow with a semi-opening angle of  $14^\circ$ , in which the gas moves outwards with a constant radial velocity (with respect to the cone apex) of  $\sim 120$   $\text{km s}^{-1}$  and that the outflow axis is inclined from the line of sight at an angle of  $\sim 84^\circ$ .
3. The total flow masses within each lobe, taking into account the mass in the velocity range of the ambient cloud and optical depth effects of the flowing gas, are  $57 M_\odot$  and  $54 M_\odot$  for the south and north lobes, respectively. The molecular outflow has a mass outflow rate of  $\sim 2 \times 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , a momentum of  $\sim 2 \times 10^3 M_\odot \text{ km s}^{-1}$  and a kinetic energy of  $\sim 9 \times 10^{47}$  ergs. Its dynamical age is  $\sim 6 \times 10^3$  years and the mechanical luminosity is  $\sim 5.0 \times 10^2 L_\odot$ .
4. The molecular line emission from the ambient gas arises from nearly circular structures. The observed angular sizes depend, however, on the beam size of the observations. The observed relation ( $\theta_{obs} = 1.59 \theta_{beam}$ ) can be well fitted by a model in which the intensity decreases with projected radial distance following a power-law dependence with an index of 1.0 ( $I \propto r_p^{-1.0}$ ). This in turn implies that the massive and dense core is highly centrally condensed, with the density decreasing with radial distance following a power-law dependence with an index of 1.6 ( $n \propto r^{-1.6}$ ).
5. The characteristics of the line profiles observed toward IRAS 16547-4247 indicate that the molecular gas is undergoing large scale infalling motions. From the observed spectra in the  $\text{HCO}^+(4 \rightarrow 3)$  and  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 3)$  lines we derived inward speeds of  $0.5$  and  $1.0$   $\text{km s}^{-1}$ , respectively. The mass infall rate is of the order of  $10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ .
6. We conclude that IRAS 16547-4247 is a massive and dense molecular core in a state of collapse, harboring at its center the most luminous and massive

protostellar object known in the Galaxy. The massive YSO is in a very early stage of evolution, being formed under very high mass accretion rates and driving a highly collimated thermal jet and an energetic bipolar molecular outflow.

# 6

## The Collimated Jet Source in IRAS 16547–4247: Time Variation, Possible Precession, and Upper Limits to the Proper Motions Along the Jet Axis<sup>0</sup>

The triple radio source detected in association with the luminous infrared source IRAS 16547-4247 has previously been studied with high angular resolution and high sensitivity with the Very Large Array (VLA) at 3.6-cm wavelength. In this paper, we present new 3.6 cm observations taken 2.68 years after the first epoch that allow a search for variability and proper motions, as well as the detection of additional faint sources in the region. We do not detect proper motions along the axis of the outflow in the outer lobes of this source at a  $4\text{-}\sigma$  upper limit of  $\sim 160 \text{ km s}^{-1}$ . This suggests that these lobes are probably working surfaces where the jet is interacting with a denser medium. However, the brightest components of the lobes show evidence of precession, at a rate of  $0^{\circ}08 \text{ yr}^{-1}$  clockwise in the plane of the sky. It may be possible

---

<sup>0</sup>Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Franco-Hernández, R., Garay, G., Brooks, K. J., & Mardones, D. 2008, AJ, 135, 2370

to understand the distribution of almost all the identified sources as the result of ejecta from a precessing jet. The core of the thermal jet shows significant variations in flux density and morphology. We compare this source with other jets in low and high mass young stars and suggest that the former can be understood as a scaled-up version of the latter.

### 6.1. Introduction

A successful model of low-mass star formation, based on accretion via a circumstellar disk and a collimated outflow in the form of jets (Shu, Adams, & Lizano 1987), has been developed and found to be consistent with the observations. An important question related to star formation is whether or not this model can be scaled up for the case of high-mass protostars or if other physical processes (i.e., stellar merging; Bonnell, Bate, & Zinnecker 1998; Stahler, Palla, & Ho 2000; Bally & Zinnecker 2005) are important. A small number of B-type young stars have been found to be associated with collimated outflows and possibly even circumstellar disks (see Garay & Lizano 1999; Arce et al. 2007; Cesaroni et al. 2007). The source IRAS 16547-4247 is the best example of a highly-collimated outflow associated with an O-type protostar studied so far, and its study may reveal important information about the way high mass stars form.

The systemic LSR velocity of the ambient molecular cloud where IRAS 16547-4247 is embedded is  $-30.6 \text{ km s}^{-1}$  (Garay et al. 2007). Adopting the galactic rotation model of Brand & Blitz (1993) and assuming that the one-dimensional rms velocity dispersion among molecular clouds is  $7.8 \text{ km s}^{-1}$  (Stark & Brand 1989), we estimate a distance of  $2.9 \pm 0.6 \text{ kpc}$  for the source. IRAS 16547-4247 has a bolometric luminosity of  $6.2 \times 10^4 L_{\odot}$ , equivalent to that of a single O8 zero-age main-sequence star, although it is probably a cluster for which the most massive star would have slightly lower luminosity. Garay et al. (2003) detected an embedded triple radio continuum source associated with the IRAS 16547-4247. The three radio components are aligned in a northwest-southeast direction, with the outer lobes symmetrically separated from the central source by an angular distance of  $\sim 10''$ , equivalent to a physical separation in the plane of the sky of  $\sim 0.14 \text{ pc}$ . The positive spectral index of the central source is consistent with that expected for a radio thermal (free-free) jet (e.g., Anglada 1996; Rodríguez 1997), while the spectral index of the lobes suggests a mix of thermal and nonthermal emission. Forster & Caswell (1989) detected both mainline OH and H<sub>2</sub>O masers at a position close to the central continuum source. The triple system is centered on the position of the IRAS source and is also coincident within measurement error with a 1.2 mm dust continuum and molecular line emission core whose mass is on the order of  $10^3 M_{\odot}$  (Garay et al. 2003). Brooks et al. (2003) reported a chain of

$H_2$  2.12  $\mu\text{m}$  emission knots that trace a collimated flow extending over 1.5 pc that emanates from close to the central component of the triple radio source and has a position angle very similar to that defined by the outer lobes of the triple radio source. Most likely this extended component traces gas ejected in the past by the central component of the triple source. The molecular observations of Garay et al. (2007) revealed the presence of a collimated bipolar outflow with lobes  $\sim 0.7$  pc in extent and aligned with the thermal jet located at the center of the core.

In a high angular resolution study made with the VLA and ATCA, Rodríguez et al. (2005) confirmed that the central object is a thermal radio jet, while the two outer lobes are most probably heavily obscured HH objects. The thermal radio jet was resolved angularly for the first time by these authors and found to align closely with the outer lobes. Several fainter sources detected in the region away from the main outflow axis were interpreted as most probably associated with other stars in a young cluster. Brooks et al. (2007) used ATCA observations to substantiate the jet nature of the central source and to detect emission at 88 GHz that most probably arises from dust associated with this source.

In this paper, we present new sensitive high angular-resolution Very Large Array observations that provide new information on the characteristics of the radio triple source in IRAS 16547-4247 as well as other sources in the field.

## 6.2. Observations

The new 3.6-cm wavelength observations were made using the Very Large Array (VLA) of the National Radio Astronomy Observatory (NRAO)<sup>1</sup>. These VLA radio continuum observations were carried out in 2006 May 31 and June 08 at the frequency of 8.46 GHz. The array was in the BnA configuration and an effective bandwidth of 100 MHz was used. The absolute amplitude calibrator was 1331+305 (with an adopted flux density of 5.21 Jy), and a source model provided by NRAO was used for its calibration. The phase calibrator was 1626–298, with bootstrapped flux densities of  $1.684 \pm 0.003$  and  $1.823 \pm 0.004$  Jy for the first and second epochs, respectively. The phase center of the array was  $\alpha = 16^{\text{h}}58^{\text{m}}17^{\text{s}}.202$  and  $\delta = -42^{\circ}52'09''.59$  (J2000.0). The data were edited and calibrated using the software package Astronomical Image Processing System (AIPS) of NRAO. To correct for amplitude and phase errors caused by the low elevation of the source, the data were self-calibrated in phase and amplitude. No significant variations were found between the two epochs of observations (separated by only eight days) and the final analysis was made from the result of concatenating all data. The average epoch for the two data sets is 2006.42, which we use in subsequent analysis. Clean

---

<sup>1</sup>NRAO is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

maps were obtained using the task IMAGR of AIPS with the ROBUST parameter set to 0. The synthesized (FWHM) beam was  $1''.18 \times 0''.60$ ;  $PA = 8^\circ$ . The noise level achieved in the final image was  $23 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ .

The 3.6-cm wavelength archive data was taken on 2003 September 25 and 30 (epoch 2003.74) in very similar conditions to those of the new observations and the resulting beam was  $1''.17 \times 0''.64$ ;  $PA = 11^\circ$ . This old data set is described in Rodríguez et al. (2005). These data were cross-calibrated in phase and amplitude using the 2006.42 epoch as the model, which serves to globally minimize the differences in positions and flux densities of the sources. The absolute flux density error is estimated to be 10%.

### 6.3. Results and Discussion

To allow a more reliable comparison between the two epochs, both images were convolved to the same angular resolution ( $1''.20 \times 0''.65$ ;  $PA = 9^\circ$ ). To improve the relative gain calibration between the two epochs we examined the relative strengths of the 13 sources we identified in the images. It is clear that the ratios of the flux densities of all the sources except S-1 and N-1 had the same constant value of  $0.91 \pm 0.02$ . Hence, we adjusted the flux scale of the first epoch by this relative gain factor. Figure 1 shows the corrected ratio of the flux densities of all the sources. The reduced  $\chi^2$  of the estimate of the gain constant is 0.76, which suggests that the flux density errors may be slightly overestimated by about 15 percent. Since the  $\chi^2$  is close to unity we conclude that there is no evidence for variability among the 11 sources, whereas the changes in flux densities of S-1 and the jet are highly significant.

Figure 2 shows contour images of the emission observed at 8.46 GHz in the two epochs, as well as the difference image (2006.42 - 2003.74). The positions, flux densities, and deconvolved angular sizes of the sources identified in Fig. 2 are given in Table 1. The observed parameters for each component were determined from a linearized least-squares fit to a Gaussian ellipsoid function using the task JMFIT of AIPS.

**Table 6.1:** Observed 3.6 cm parameters of sources in the field

Component (Epoch)	$\alpha(2000)^a$ ( $16^h 58^m$ )	$\delta(2000)^a$ ( $-42^\circ$ )	$S_\nu^b$ (mJy)	Deconvolved Size <sup>c</sup>
A(2003)	$17^s 0597 \pm 0.0077$	$51' 55'' 039 \pm 0'' 240$	$1.58 \pm 0.23$	$4'' 2 \pm 0'' 6 \times 1'' 2 \pm 0'' 2; 9^\circ \pm 4^\circ$
A(2006)	$17^s 0641 \pm 0.0072$	$51' 55'' 212 \pm 0'' 205$	$1.60 \pm 0.20$	$4'' 1 \pm 0'' 5 \times 1'' 5 \pm 0'' 2; 4^\circ \pm 5^\circ$
N-1(2003)	$16^s 8165 \pm 0.0005$	$51' 57'' 048 \pm 0'' 011$	$2.86 \pm 0.07$	$1'' 06 \pm 0'' 04 \times 0'' 31 \pm 0'' 05; 163^\circ \pm 3^\circ$
N-1(2006)	$16^s 8136 \pm 0.0004$	$51' 57'' 060 \pm 0'' 009$	$2.85 \pm 0.06$	$1'' 15 \pm 0'' 03 \times 0'' 23 \pm 0'' 08; 156^\circ \pm 2^\circ$
N-2(2003)	$16^s 8706 \pm 0.0015$	$51' 58'' 339 \pm 0'' 028$	$2.35 \pm 0.10$	$1'' 65 \pm 0'' 09 \times 0'' 80 \pm 0'' 08; 162^\circ \pm 5^\circ$
N-2(2006)	$16^s 8669 \pm 0.0011$	$51' 58'' 249 \pm 0'' 019$	$2.24 \pm 0.07$	$1'' 47 \pm 0'' 07 \times 0'' 76 \pm 0'' 07; 151^\circ \pm 5^\circ$
N-3(2003)	$16^s 9142 \pm 0.0021$	$52' 00'' 776 \pm 0'' 061$	$1.82 \pm 0.12$	$2'' 52 \pm 0'' 17 \times 0'' 62 \pm 0'' 10; 168^\circ \pm 3^\circ$
N-3(2006)	$16^s 9114 \pm 0.0022$	$52' 00'' 921 \pm 0'' 052$	$1.76 \pm 0.10$	$2'' 52 \pm 0'' 14 \times 0'' 78 \pm 0'' 09; 162^\circ \pm 3^\circ$
E(2003)	$18^s 2348 \pm 0.0080$	$52' 02'' 183 \pm 0'' 115$	$0.16 \pm 0.05$	$\leq 1'' 2^d$
E(2006)	$18^s 2128 \pm 0.0044$	$52' 02'' 319 \pm 0'' 106$	$0.12 \pm 0.04$	$\leq 1'' 1^d$
N-4(2003)	$16^s 9645 \pm 0.0061$	$52' 02'' 650 \pm 0'' 164$	$0.87 \pm 0.14$	$2'' 66 \pm 0'' 43 \times 0'' 88 \pm 0'' 27; 171^\circ \pm 9^\circ$
N-4(2006)	$16^s 9851 \pm 0.0033$	$52' 03'' 286 \pm 0'' 092$	$0.86 \pm 0.09$	$2'' 40 \pm 0'' 25 \times 0'' 71 \pm 0'' 16; 170^\circ \pm 5^\circ$
N-5(2003)	$17^s 0764 \pm 0.0053$	$52' 04'' 881 \pm 0'' 079$	$0.27 \pm 0.06$	$\leq 1'' 0^d$
N-5(2006)	$17^s 0715 \pm 0.0024$	$52' 04'' 737 \pm 0'' 046$	$0.30 \pm 0.04$	$\leq 0'' 7^d$
D(2003)	$17^s 1265 \pm 0.0016$	$52' 06'' 840 \pm 0'' 031$	$0.50 \pm 0.03$	$\leq 0'' 7^d$
D(2006)	$17^s 1211 \pm 0.0012$	$52' 06'' 833 \pm 0'' 023$	$0.48 \pm 0.02$	$\leq 0'' 6^d$
Jet(2003)	$17^s 2097 \pm 0.0001$	$52' 07'' 142 \pm 0'' 003$	$10.4 \pm 0.1$	$1'' 21 \pm 0'' 01 \times 0'' 15 \pm 0'' 03; 165^\circ \pm 1^\circ$
Jet(2006)	$17^s 2093 \pm 0.0001$	$52' 07'' 150 \pm 0'' 002$	$11.3 \pm 0.1$	$1'' 20 \pm 0'' 01 \times 0'' 14 \pm 0'' 02; 163^\circ \pm 1^\circ$
B(2003)	$17^s 3946 \pm 0.0013$	$52' 09'' 675 \pm 0'' 019$	$0.81 \pm 0.06$	$\leq 0'' 6^d$
B(2006)	$17^s 3904 \pm 0.0009$	$52' 09'' 732 \pm 0'' 015$	$0.85 \pm 0.04$	$\leq 0'' 5^d$
C(2003)	$17^s 6549 \pm 0.0010$	$52' 12'' 150 \pm 0'' 018$	$1.10 \pm 0.06$	$\leq 0'' 6^d$
C(2006)	$17^s 6603 \pm 0.0007$	$52' 12'' 221 \pm 0'' 012$	$0.97 \pm 0.04$	$\leq 0'' 5^d$
S-1(2003)	$17^s 4519 \pm 0.0004$	$52' 16'' 301 \pm 0'' 006$	$3.65 \pm 0.06$	$0'' 59 \pm 0'' 04 \times 0'' 40 \pm 0'' 05; 51^\circ \pm 9^\circ$
S-1(2006)	$17^s 4556 \pm 0.0002$	$52' 16'' 284 \pm 0'' 003$	$4.97 \pm 0.05$	$0'' 66 \pm 0'' 02 \times 0'' 38 \pm 0'' 02; 35^\circ \pm 4^\circ$
S-2(2003)	$17^s 5481 \pm 0.0013$	$52' 18'' 113 \pm 0'' 031$	$0.63 \pm 0.06$	$\leq 0'' 7^d$
S-2(2006)	$17^s 5473 \pm 0.0011$	$52' 18'' 210 \pm 0'' 026$	$0.69 \pm 0.05$	$\leq 0'' 8^d$

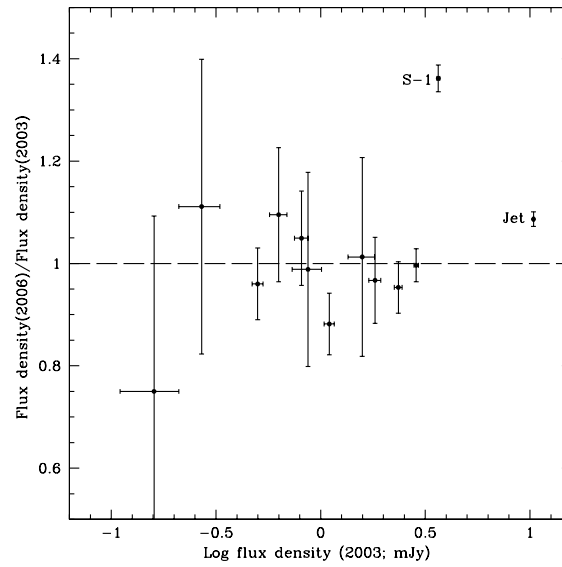
<sup>a</sup> Peak position. Right ascension ( $\alpha$ ) given in hours, minutes, and seconds, and declination ( $\delta$ ), given in degrees, arcmins, and arcsecs. The errors given are formal statistical errors. The absolute positional error of the images are estimated to be  $0'' 2$  in right ascension and  $0'' 5$  in declination. The sources are listed in order of decreasing declination.

<sup>b</sup> Total flux density. The errors given are formal statistical errors. The absolute flux density error is estimated to be on the order of 10%.

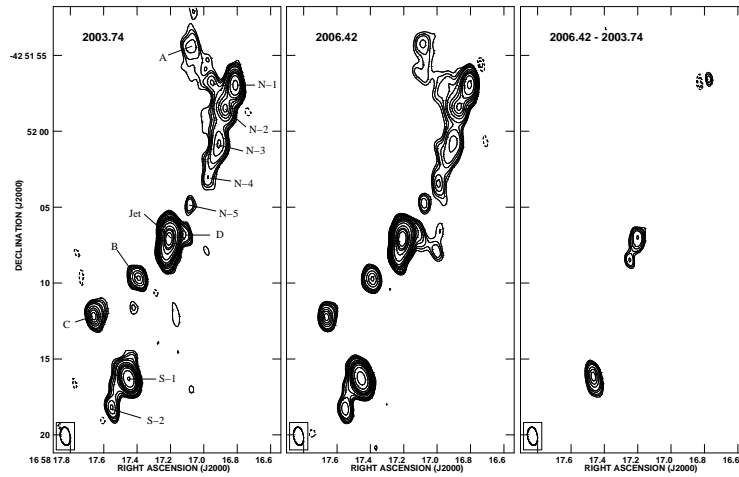
<sup>c</sup> Deconvolved dimensions of the source: FWHM major axis  $\times$  FWHM minor axis; position angle of major axis.

<sup>d</sup> Unresolved





**Figure 6.1:** Ratio of 2006 to 2003 flux densities versus the logarithm of the 2003 flux density, given in mJy. Only the jet and source S-1 show clear evidence of variability between the two epochs.



**Figure 6.2:** VLA contour images at 8.46 GHz towards IRAS 16547-4247 for epochs 2003.74 (left) and 2006.42 (center), as well as the difference image (2006.42 - 2003.74). Contours are -25, -20, -15, -10, -8, -6, -5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 60, 100, 140, 160, and 200 times  $27 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the 2003.74 and 2006.42 images (the average value of the rms noises of the two images) and  $38 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the difference image (the rms noise of this last image). The half power contour of the synthesized beams ( $1''.20 \times 0''.65$ ;  $\text{PA} = 9^\circ$ ) is shown in the bottom left corner of each panel. The individual sources are identified in the 2003.74 image.

**Table 6.2:** Proper Motions of Sources

Source	D <sup>a</sup> ( <sup>''</sup> )	PA(O) <sup>b</sup> ( <sup>°</sup> )	PA(P) <sup>c</sup> ( <sup>°</sup> )	$\mu(\alpha)$ <sup>d</sup> (mas yr <sup>-1</sup> )	$\mu(\delta)$ <sup>e</sup> (mas yr <sup>-1</sup> )	$\mu^f$ (mas yr <sup>-1</sup> )	PA( $\mu$ ) <sup>g</sup> ( <sup>°</sup> )	$\mu(R)$ <sup>h</sup> (mas yr <sup>-1</sup> )	$\mu(T)$ <sup>i</sup> (mas yr <sup>-1</sup> )
A	12.215	-7.76	-15	18±43	-65±118	67±114	164±97	-67±114	0±53
N-1	10.981	-23.19	-18	-12±3	-4±5	13±3	-111±14	-1±5	-13±3
N-2	9.560	-22.96	-21	-15±8	34±13	37±12	-24±19	36±12	-5±8
N-3	7.147	-27.04	-27	-11±12	-54±30	55±29	-168±30	-49±29	-26±15
E	12.316	66.26	-15	-90±37	-51±58	104±43	-119±24	-24±57	-101±39
N-4	5.239	-30.98	-31	85±28	-237±70	252±67	160±15	-251±68	16±34
N-5	2.695	-32.96	-37	-20±24	54±34	57±33	-21±33	57±33	-5±25
D	0.964	-71.73	-41	-22±8	3±14	22±8	-83±21	9±14	-21±9
Jet	0.000	0.00	-43	-2±1	-3±1	3±1	-151±20	-2±1	-2±1
B	3.248	141.24	144	-17±6	-21±9	27±8	-141±17	17±9	22±7
C	7.004	135.65	153	22±5	-26±8	35±7	140±12	31±8	-16±5
S-1	9.538	163.79	159	15±2	6±3	16±2	67±7	-3±2	-16±2
S-2	11.585	161.26	164	-3±7	-36±15	36±15	-175±24	35±15	11±8

<sup>a</sup> Displacement with respect to the jet in arcsec.

<sup>b</sup> Observed position angle with respect to the jet in degrees.

<sup>c</sup> Predicted position angle in the precession model.

<sup>d</sup> Right Ascension proper motion in milliarcsec per year. (1 mas yr<sup>-1</sup> = 14 km s<sup>-1</sup> at a distance of 2.9 Kpc)

<sup>e</sup> Declination proper motion in milliarcsec per year.

<sup>f</sup> Total proper motion in milliarcsec per year.

<sup>g</sup> Position angle of the total proper motion in degrees.

<sup>h</sup> Radial proper motion with respect to an axis with PA = -16°, in milliarcsec per year. A negative sign corresponds to motions approaching the jet.

<sup>i</sup> Transversal proper motion with respect to an axis with PA = -16°, in milliarcsec per year. A positive sign corresponds to counterclockwise motion.

<sup>j</sup> Note that if the maps were aligned to make the position of the jet fixed, the proper motions of the other components would change by 2 and 3 mas yr<sup>-1</sup> in Right Ascension and Declination, respectively.

In Table 2 we summarize the parameters of the proper motions of all sources in the field, derived from differences of the positions in the two epochs. Note that the position of the jet changes slightly between the epochs by about 6 mas in each coordinate ( $\sim 3\sigma$ ). We do not attach any significance to this shift. If we aligned the jet positions, the proper motions listed in Table 2 would change by about 2 mas yr<sup>-1</sup>. This amount is insignificant and does not change any of our conclusions.

We note that the faint features that appear marginally detected at the 4- $\sigma$  level in the images of the individual epochs (for example, some faint structures to the west of the central source in the 2006.42 image), do not appear in the difference image, since this is about  $\sqrt{2}$  noisier than the individual images.

As already discussed by Rodríguez et al. (2005), the lobes first observed by Garay et al. (2003) break into several components. A more careful examination of the 2003 map in conjunction with the 2006 map shows that there are two other components present in the northern lobe (components N-4 and N-5; see Table 1 and Figure 2), as well as two additional field sources (sources D and E, see Table 1).

In this section we will discuss the sources individually when new information was found, and in the following section we focus on the search for variability and proper motions. Most of the interpretation is in the context of a jet and bipolar outflow. The position angle of the jet is  $-16 \pm 1^\circ$ , whereas the PA of the CO lobes is about  $-6^\circ$  and the PA of the line joining N-1 and S-1 is  $-16^\circ$ . We adopt a nominal angle for the jet outflow of  $-16^\circ$ .

### 6.3.1. The central jet source

An important difference with respect to the analysis of Rodríguez et al. (2005) is that we recognize the presence of a compact source (source D) very close to the jet source (see Fig. 2), about 1".2 to its NW. To obtain the parameters of the jet and of source D separately we fitted simultaneously two Gaussian ellipsoids to this region of the image. The jet parameters for the two epochs discussed are given in Table 1. We note that the consideration of source D in the fitting procedure results in somewhat smaller deconvolved dimensions for the minor axis of the jet than obtained in Rodríguez et al. (2005). We assume that the opening angle of the thermal jet is the angle subtended by the deconvolved minor axis at a distance of one-half the deconvolved major axis (Eisloffel et al. 2000). Using the average of the de-

convolved angular dimensions given in Table 1, we then estimate the opening angle of the thermal jet to be  $\sim 15^\circ$  (as opposed to the value of  $\sim 25^\circ$  derived by Rodríguez et al.), indicating significant collimation in this massive protostar. This result suggests that jets from high mass young stars can be as collimated as those found in lower mass objects, where HST studies indicate opening angles in the range of tens of degrees in scales of tens of AU from the star (Ray et al. 2007). On larger physical scales the optical jets from low mass young stars are known to show recollimation, resulting in opening angles of a few degrees (Ray et al. 2007). This recollimation is not evident in the thermal radio jets, which are usually detected only close to the star.

### 6.3.2. The northern lobe

As noted before, we identify two additional components (N-4 and N-5) in this lobe, indicating an almost continuous sequence of knots between the central jet and the outermost N-1 component (see Fig. 2). The sequence of five knots, N-1 to N-5, shows a gentle monotonic curvature that may be indicative of precession (see Section 5). Four of the five knots are resolved angularly, and it is interesting to note that all four have position angles consistent with  $\sim 160^\circ \pm 10^\circ$ . This result suggests that they are part of the northern outflow. This orientation does not seem to be valid for component S-1, as discussed in the next subsection. The N-1 and N-2 continuum components are the only ones in the whole region that appear to be associated with class I methanol masers (Voronkov et al. 2006).

### 6.3.3. The southern lobe

Only the component S-1 is clearly resolved, but in contrast to the components of the northern lobe that have intrinsic position angles consistent with  $\sim 160^\circ \pm 10^\circ$ , the southern lobe's intrinsic position angle is  $\sim 40^\circ$ . The misalignment between the intrinsic position angle of S-1 and the outflow axis, suggests that more than part of the main jet body, S-1 could be its working surface (e.g., Chakrabarti 1988) to the south. As we will see below, the time variability of this component could support this interpretation. On the other hand, the presence of an additional component (S-2) downstream suggests that our interpretation of S-1 as a working surface may be incorrect, or that S-2 is an independent source associated with a star. The fact that S-2 is unresolved is consistent with this interpretation.

#### 6.3.4. Source A

This source is clearly resolved. It appears to be part of a diffuse region of emission that connects with the brighter component of the northern lobe. Source A could actually be part of the outflow, either if the outflow is less collimated and the ionized gas preferentially highlights regions where the flow is interacting with dense ambient material or if source A is part of the northern flow being deflected to the east by interaction with a dense clump of gas. The second possibility is interesting and it may be related to the fact that components N1 and N2 are the only ones in the region showing methanol maser emission. It is possible that the methanol maser emission is being stimulated by the deflection of the jet, as it interacts with N1 and N2. Finally, the position of source A could be understood if the outflow has precession (see discussion in Section 5). High angular resolution observations of a tracer of dense molecular gas are needed to advance our understanding of this source.

#### 6.3.5. Source D

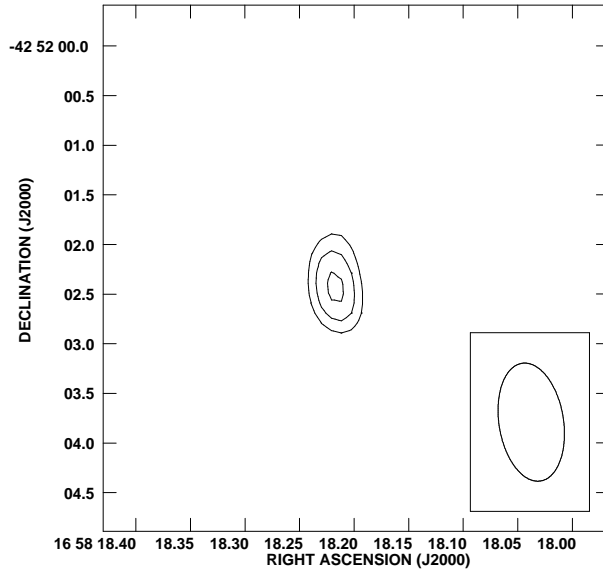
Source D is the faint source located  $1''.2$  to the NW of the jet, and first identified as an independent source here. It is unresolved angularly and may probably trace an independent star. In the 2006.42 image, it shows a faint extension to the west.

#### 6.3.6. Source E

Source E is a barely detected source located about  $10''$  to the east of the core of IRAS 16547-4247. It is located outside of the region shown in Figure 2, and is unresolved in angular size. A contour image of this source is shown in Figure 3. The *a priori* probability of finding a 3.6 cm background source with a flux density of  $\sim 0.14$  mJy (the average flux density of the two epochs) in a solid angle of  $20'' \times 20''$  is only  $\sim 0.003$  (Windhorst et al. 1993). We conclude that this radio source most probably traces a young star embedded in this region.

### 6.4. Search for variations and proper motions

Analysis of Figure 2 and Table 1 indicates that significant flux density or morphological variations are observed only in three sources: the jet source, N-1, and S-1. This is not unexpected, since these are the three brightest sources

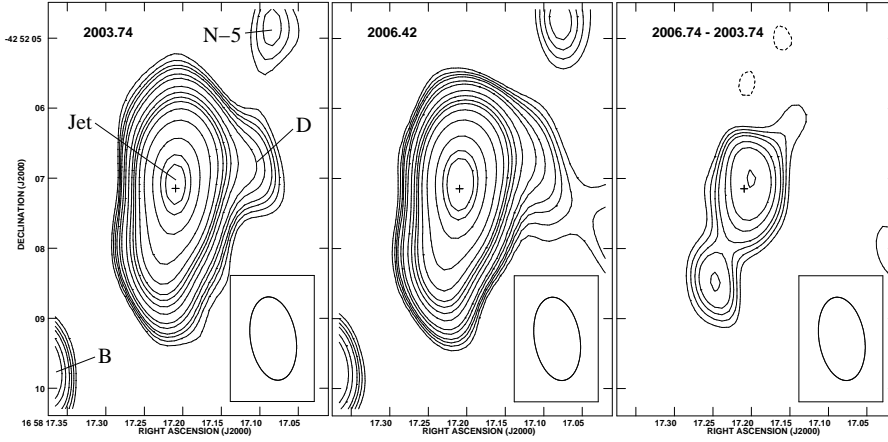


**Figure 6.3:** VLA contour images at 8.46 GHz of the source E, made from the average of both epochs (2003.74 and 2006.42). Contours are -4, 4, 5, and 6 times  $18 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ , the rms noise of the image. The half power contour of the synthesized beam is as in Fig. 2.

in the field and small variations in position or flux density are not evident in weaker sources where the signal-to-noise ratio is much smaller. In the case of N-1 the variation is only in position since the flux density remained constant and the flux density variations are evident only for the jet source and S-1. We will discuss our interpretation of the observed variabilities and proper motions in the following subsections.

#### 6.4.1. The central jet source and source S-1

The jet source seems to have increased its flux density by about 10 % between the two epochs (see Table 1 and Figure 1). This difference is consistent with the fact that both thermal jets (Rodríguez et al. 2001; Galván-Madrid, Avila, & Rodríguez 2004) and HH knots (Rodríguez et al. 2000) can show small but statistically significant flux density variations on scales of years or even months. The difference image (Figure 4) suggests that the increase in emission comes from two discrete positions. One increase (of about 0.8 mJy) is unresolved and associated with the central source and we attribute



**Figure 6.4:** VLA contour images at 8.46 GHz towards the jet in IRAS 16547-4247 for epochs 2003.74 (left) and 2006.42 (center), as well as the difference image (2006.42 - 2003.74). Contours are -25, -20, -15, -10, -8, -6, -5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 60, 100, 140, 160, and 200 times  $27 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the 2003.74 and 2006.42 images and  $38 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the difference image. The half power contour of the synthesized beams ( $1''.20 \times 0''.65$ ;  $\text{PA} = 9^\circ$ ) is shown in the bottom right corner. The cross marks the peak position of the jet as determined from the average of the two positions given in Table 1. Individual sources are identified in the 2003.74 image.

it to an increase in mass loss at the core of the jet. The second increase (of about 0.4 mJy) comes from an unresolved component clearly displaced to the SE, and located at  $\alpha(2000) = 16^h 58^m 17^s 2446 \pm 0^s 0033$ ;  $\delta(2000) = -42^\circ 52' 08''.354 \pm 0''.067$ , at  $1''.3$  from the center of the jet. The OH maser emission detected by Caswell (1998) is close to the unresolved component associated with this second increase. We can think of three interpretations for this localized flux density increase. One is that we are observing a time-variable source powered by an independent star. There are two arguments against this interpretation: the first is that the sources in this region in general show little variation (see Table 1) and the second is that the source lies exactly in the path of the outflow, suggesting a relation with the jet. This latter fact suggests a second interpretation: we are seeing a discrete, new ejecta from the jet. This interpretation, on its turn, has several difficulties. The first is that, while a similar phenomenon was observed and monitored in the jet



associated with HH 80-81 (Martí, Rodríguez, & Reipurth 1995; 1998), in this source the ejection was clearly bipolar, while in IRAS 16547-4247 we would have to consider a monopolar ejection. The second problem is related to the large velocity required for the ejection to move over  $1''.3$  in 2.68 years or less, that at a distance of 2.9 kpc implies the unlikely velocity of  $\sim 10^4$  km s $^{-1}$  or more. Finally, a third possibility is that we are observing the brightening of the jet flow as it interacts with dense gas in its path. Observations of higher angular resolution are required to disentangle the nature of the variations seen in the jet source. Unfortunately, the present observations are the best that it can be done now and possibly for decades (until completion of the Square Kilometer Array). The source can be observed, but with lower angular resolution, with ATCA (as already done) but it cannot be observed from the latitude of the future e-MERLIN. Finally, the emission is thermal and not easily detectable with VLBI arrays.

The source S-1 is the one with the largest flux density variation, with an increase of  $\sim 40\%$  (see Figure 1 and Table 1) between the two epochs. We believe that this large increase is related to our suggestion that S-1 may be a working surface of the jet, where kinetic energy is rapidly being dissipated and changes are expected.

#### **6.4.2. Lack of Proper Motions Along the Jet Axis**

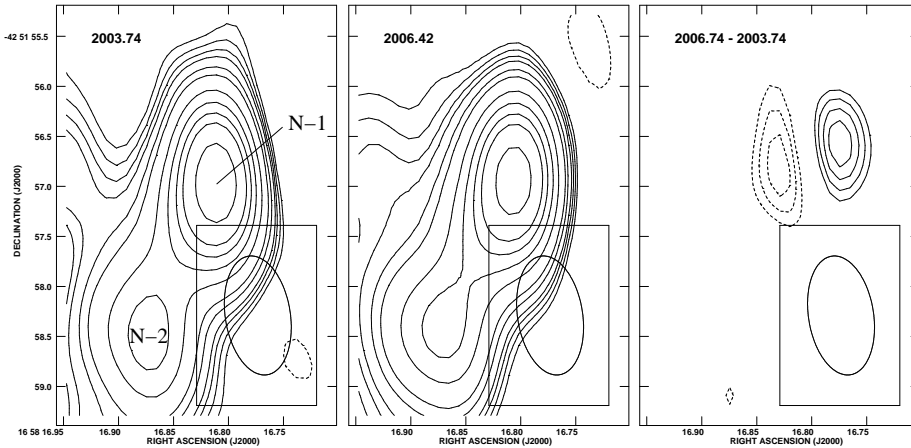
The proper motions of the prominent components N-1 and S-1 along the nominal jet axis of  $-16^\circ$  are  $-2 \pm 5$  and  $-3 \pm 2$  mas yr $^{-1}$ , respectively. These motions correspond to inward motions of 28 and 42 km s $^{-1}$ , respectively, and are not statistically significant. The weighted average radial motion of all the components is  $5.0 \pm 2.5$  mas yr $^{-1}$ , corresponding to  $70 \pm 40$  km s $^{-1}$ . We adopt a conservative  $4\sigma$  upper limit on the proper motion of 160 km s $^{-1}$ . This upper limit is not very stringent, but certainly indicates that the IRAS 16547-4247 lobes are not moving as fast as the knots observed in the jets associated with the massive young stars HH 80-81 and Cep A HW2, where velocities in the plane of the sky of  $\sim 500$  km s $^{-1}$  have been reported (Martí, Rodríguez, & Reipurth 1998; Curiel et al. 2006).

#### **6.4.3. Proper Motions in the Direction Transverse to the Jet Axis**

The only components that show transverse motions to the nominal jet direction of  $-16$  degrees above the  $4\sigma$  level are N-1 and S-1 (see Table 2).

These motions are  $-13 \pm 3$  and  $-16 \pm 2$  mas yr $^{-1}$ , corresponding to clockwise transverse motions of  $180 \pm 40$  and  $220 \pm 30$  km s $^{-1}$ , respectively. The discovery of transverse (clockwise) motion, with no radial motion, was unexpected.

The total flux density of component N-1 hardly changed, and the difference images shown in Figures 2 and 5 clearly show the negative-positive residuals characteristic of a moving source with constant flux density.

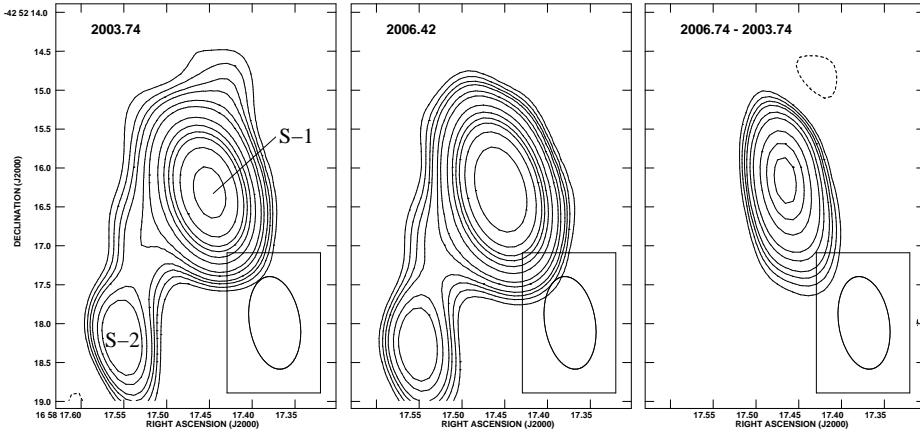


**Figure 6.5:** VLA contour images at 8.46 GHz towards the component N-1 in IRAS 16547-4247 for epochs 2003.74 (left) and 2006.42 (center), as well as the difference image (2006.42 - 2003.74). Contours are -25, -20, -15, -10, -8, -6, -5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 60, 100, 140, 160, and 200 times  $27 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the 2003.74 and 2006.42 images and  $38 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the difference image. The half power contour of the synthesized beams ( $1''.20 \times 0''.65$ ; PA =  $9^\circ$ ) is shown in the bottom right corner. Individual sources are identified in the 2003.74 image.

In contrast, the negative-positive signature of proper motion is not present in the case of S-1 (see Figures 2 and 6) because during the same period there was the strong brightening previously discussed that dominated the difference image.

### 6.5. A Precession Model for IRAS 16547-4247

We believe that it may be possible to understand the distribution of almost all the identified sources as well as the clockwise precession as the result of ejecta from a precessing jet of stellar origin. The gently curved and



**Figure 6.6:** VLA contour images at 8.46 GHz towards the component S-1 in IRAS 16547-4247 for epochs 2003.74 (left) and 2006.42 (center), as well as the difference image (2006.42 - 2003.74). Contours are -25, -20, -15, -10, -8, -6, -5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 60, 100, 140, 160, and 200 times  $27 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the 2003.74 and 2006.42 images and  $38 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  for the difference image. The half power contour of the synthesized beams ( $1''.20 \times 0''.65$ ; PA =  $9^\circ$ ) is shown in the bottom right corner. Individual sources are identified in the 2003.74 image.

antisymmetric distribution of the radio components strongly suggests such a model. The basic idea is that the jet itself is not observed directly (because of the lack of radial motion in the outflow). Rather the observed sources are the result of the jet interacting with the ambient medium. We describe this model in simple empirical terms. We assume that the axis of symmetry is along the N-S direction and that the position angle (measured East of North) of the precession axis is given by

$$\theta \sim \theta_m \sin(\omega t) - \theta_0 , \quad (6.1)$$

where  $\theta_m$  is the amplitude of precession,  $\omega$  is the precession rate and  $\theta_0$  is the position angle at  $t = 0$ . We assume that the time scale of the observable outflow phenomenon is much shorter than the precession period. Hence, over a short period the precession position angle changes linearly,

$$\theta \simeq \theta_m \omega t - \theta_0 = \beta t - \theta_0 . \quad (6.2)$$

The coordinates in the plane of the sky at the time of our observations,  $t$ , for the location of gas ejected from the star at time  $t_e$  will be

$$x(t) = r(t) \sin \theta_e \quad (6.3)$$

$$y(t) = r(t) \cos \theta_e \quad (6.4)$$

where  $\theta_e$  is the precession angle at the time of emission, and  $r$  is the radial position of the ejecta,  $r = v (t - t_e)$ . We assume that the ejection velocity,  $v$ , is constant. Since  $t - t_e = r/v$  we obtain

$$x(t) = r \sin \left( \frac{\beta r}{v} - \theta_0 \right) \quad (6.5)$$

$$y(t) = r \cos \left( \frac{\beta r}{v} - \theta_0 \right) . \quad (6.6)$$

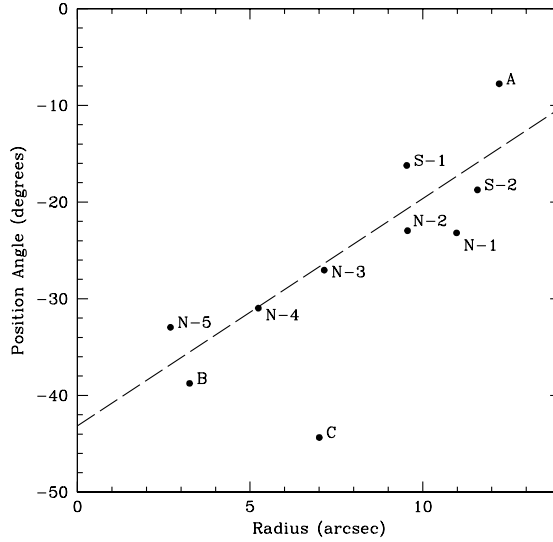
The prediction of this simple model is that  $\theta$  is linearly related to  $r$ , that is

$$\theta(r) = \beta r/v - \theta_0. \quad (6.7)$$

Figure 7 shows the position angle of each component plotted versus its radial offset from the center of the jet component, which we identify as the origin. Source C deviates from the straight line fit to the data by about  $19^\circ$ . We assume that it is not part of the jet, but a separate entity from the jet, perhaps evidence of another nearby star. The straight-line fit of equation 6.7 to the remaining 9 sources gives parameters,  $\theta_0 = -43^\circ \pm 4^\circ$  (the current PA of the jet), and  $\alpha = \beta/v = 2.3 \pm 0.4$  degrees/arcsecond. For a distance of 2.9 kpc the value of  $\alpha$  in the source frame is  $9.2 \times 10^{-19}$  radians/cm or 2.9 radians/pc. Since the jet seems to be precessing linearly with time, we assume that the precession period is much greater than the time scale of the flow. Note that we cannot solve separately for the precession rate and the ejection velocity. The shape of the jet at the current epoch, as determined by equations 6.5 and 6.6, is shown in Figure 8.

As noted before only two sources have significant proper motions, N-1 and S-1. Their motions are both in the transverse direction to the direction of the jet, whereas their motions along the jet are insignificant (see Table 2). Hence, we assume that the sources are caused by the interaction of the jet and clumps of ambient material as the jet sweeps across the clumps. In this model, the clumps will have apparent transverse velocities given by

$$v_T = r\beta = r\alpha v , \quad (6.8)$$



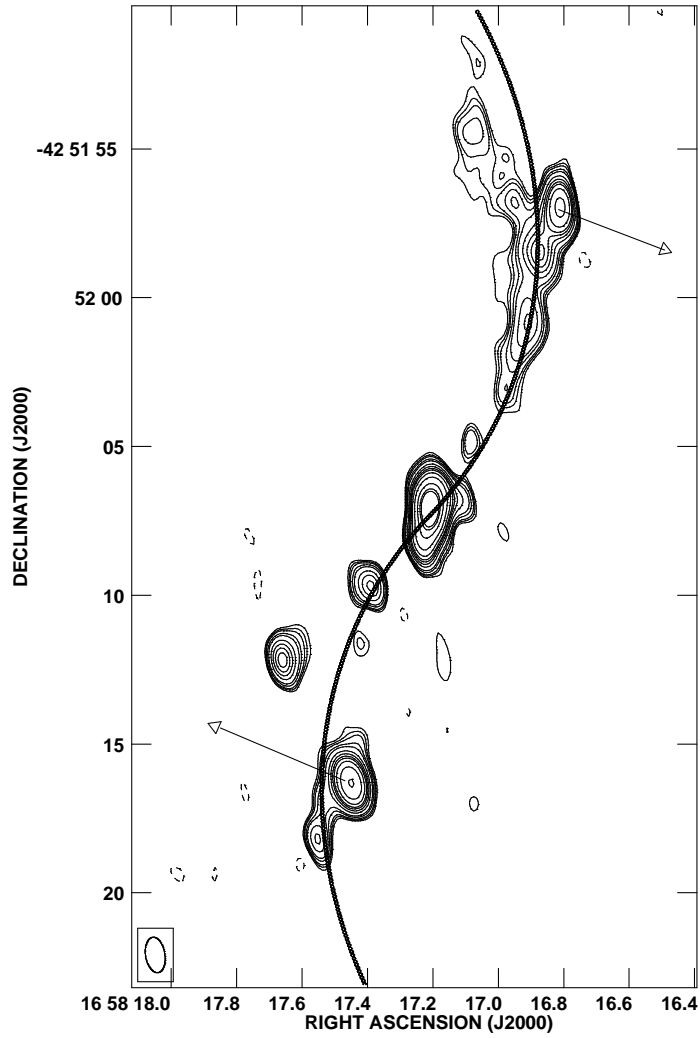
**Figure 6.7:** Position angle of the jet components as a function of radial offset from the jet center. The components south of the jet have been folded by  $180^\circ$  in this figure. The dashed line is the linear least squares fit to the components, with the exception of source C, that is taken to be an independent star.

which, with the observed value of  $\alpha$ , becomes

$$v_T = 0.42v(r/10''). \quad (6.9)$$

The proper motion measurements of all the sources are listed in Table 2. We believe that the apparent motions of source C could be due to the presence of an additional, time-variable component to the NW of the main component of source C (see Fig. 2). Source N-4 shows proper motions that are slightly below  $4\text{-}\sigma$  (see Table 2). However, these marginal proper motions are against the expected flow of the jet and, if real, are probably due to a “Christmas tree” effect more than to a real motion.

The velocity vectors of S-1 and N-1 are nearly transverse to the jet direction, and agree in direction with the sense of precession of the jet (see Fig. 8). These velocities are  $180$  and  $220 \text{ km s}^{-1}$ , respectively. Since N-1 and S-1 both have about the same radial distance, we cannot confirm the expected



**Figure 6.8:** VLA contour image at 8.46 GHz towards IRAS 16547-4247 for epoch 2003.74. Contours and beam are as in Figure 2. The solid line indicates the position of the spiral model discussed in the text. The arrows indicate the proper motions of components N-1 and S-1 for a period of 300 years.

linear trend in transverse velocity with radius predicted by eqn. 8. However, with these two data points we estimate from eqn. 9 that the ejection velocity

is  $490 \pm 80 \text{ km s}^{-1}$ . If we assume that we are indeed dealing with a working surface, the lack of proper motions ( $\leq 160 \text{ km s}^{-1}$ ) allow us to estimate the ratio between the density of the medium and the density of the jet. Using the formulation of Raga, Rodríguez, & Cantó (1997), the ratio of ambient medium density,  $\rho_a$ , to jet density,  $\rho_j$ , is

$$\frac{\rho_a}{\rho_j} = \left( \frac{v_j}{v_{ws}} - 1 \right)^2, \quad (6.10)$$

where  $v_j$  and  $v_{ws}$  are the jet and working surface velocities, respectively. For a jet velocity of  $490 \text{ km s}^{-1}$  and an upper limit of  $160 \text{ km s}^{-1}$  for the velocity of the working surface, we obtain  $\rho_a/\rho_j \geq 4$ .

The precession rate of the jet is  $\beta = \alpha v$ . Hence with  $\alpha = 2.3 \pm 0.4$  degree/arcsecond, and  $v = 490 \pm 80 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\beta = 0.080 \pm 0.02$  degrees/year. Note that the measurements of  $\alpha$  and  $v$  are both  $6\text{-}\sigma$  results, but the measurement of  $\beta$  is a  $4\text{-}\sigma$  result. The precession period of the jet is  $T = 2\pi\theta_m/(\alpha v)$ , which for a precession opening angle of  $30^\circ$ , would be about 5500 years. Since the range in PA among the components is about  $25^\circ$  (see Fig. 7), the jet travel time to outer components is about 300 years.

We might expect that the sources excited by the passing jet would persist after the jet moves on. However, there is no evidence (see Fig. 8) of structure in the transverse direction in any of the sources. This absence of “trails” suggests that the decay times for emission must be less than  $\sim 100$  years, which would produce an extension of  $1.5''$  at the radius of sources N-1 and S-1. The recombination time for an H II region with electron density  $n_e$  is estimated as

$$\left( \frac{t}{\text{yr}} \right) = 1.2 \times 10^5 \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1}. \quad (6.11)$$

The spectral index of N-1 indicates it is probably a thermal optically thin HII region (Rodríguez et al. 2005). Using the values for the flux density and size in Table 1 we estimate a emission measure of  $1.8 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}^{-1}$  and the electron density as  $n_e = 1.1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Using this value for the electron density in eqn. (10) we find a recombination time for the N-1 component to be about 11 years. This time is an order of magnitude smaller than that required for the jet to leave an observable transverse trail.

For the S-1 source the emission may have a nonthermal component (Rodríguez et al 2005). The density of relativistic electrons,  $n_{er}$ , and magnetic

field,  $B$ , can be estimated using eqns. (2) and (3) from Garay et al. (1996)

$$\left(\frac{B}{\text{mG}}\right) = 0.50 \left(\frac{S_\nu}{\text{mJy}}\right)^{2/7} \left(\frac{\theta_s}{\text{arcsec}}\right)^{-6/7} \cdot \left(\frac{\nu}{10 \text{ GHz}}\right)^{1/7} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^{-2/7} \left(\log \frac{E_{max}}{E_{min}}\right)^{2/7}, \quad (6.12)$$

$$\left(\frac{n_{er} E_{min}}{10^{-9} \text{ ergs cm}^{-3}}\right) = 3.58 \left(\frac{S_\nu}{\text{mJy}}\right) \left(\frac{\theta_s}{\text{arcsec}}\right)^{-3} \cdot \left(\frac{\nu}{10 \text{ GHz}}\right)^{1/2} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^{-1} \left(\frac{B}{\text{mG}}\right)^{2/7}, \quad (6.13)$$

where  $E_{max}$  and  $E_{min}$  are the maximum and minimum energies of the relativistic electrons that we assume are  $10^{11}$  and  $10^6$  eV respectively. For the distance  $D = 2.9$  kpc and  $\theta_s = 0.76$  arcsec, we get  $B = 1.4$  mG and a density of relativistic electrons of  $n_{er} = 4.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ . The decay time is given by Krolick (1999) as  $t_d = 1.3 \times 10^{12} \nu^{-1/2} B^{-3/2}$  sec with  $\nu$  in Hz and  $B$  in G, or  $t_d(\text{yr}) = 0.5 B^{-3/2}$  for our frequency. Using the value derived above for  $B$  we get  $t_d = 9 \times 10^4$  yr, which is much too long. A magnetic field of 30 mG would be required to achieve a synchrotron decay time of 100 years.

Franco-Hernández et al. (2008, in preparation) have discovered two linear structures traced by water vapor masers on the mas scale. Their g2 group of maser has a PA of about  $-30^\circ$ , which is  $13^\circ$  away from the current PA of the proposed precessing source ( $-43^\circ$ ). Another group of masers (g1) has a position angle of about  $50^\circ$ . If these masers were in a disk, their pole PA would be  $-40^\circ$ , close to the current precession angle. Hence these masers may be associated with the precessing excitation source.

The larger scale CO lobes are offset from the jet by about  $15''$  along a PA of about  $-6^\circ$ . The line of sight velocity with respect to the ambient cloud is about  $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$ . These lobes could also be associated with the precessing source. The expected PA for emission at  $15''$  from eqn. (7) would be about  $-8^\circ$ , close to the observed value. If the molecular flow picks up the full jet velocity of  $490 \text{ km s}^{-1}$ , then the inclination would be about  $90 - \arctan(30/490)$ , or about  $86^\circ$ , very close to the value inferred from the analysis of the velocity structure of the CO lobes (Garay et al 2007). More realistically, the molecular flow velocity will be smaller, implying a smaller inclination angle.



**Table 6.3:** Jet and Molecular Outflow Parameters of Three Massive Young Stars.

Source	Distance (kpc)	$S_\nu(3.6 \text{ cm})$ (mJy)	$\dot{P}$ ( $M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ )	References <sup>a</sup>
IRAS 16547-4247	2.9	8.7	$4.0 \times 10^{-1}$	1,2,3,4
HH 80-81	1.7	3.0	$5.3 \times 10^{-2}$	5,6
Cep A HW2	0.725	6.9	$5.4 \times 10^{-3}$	7,8

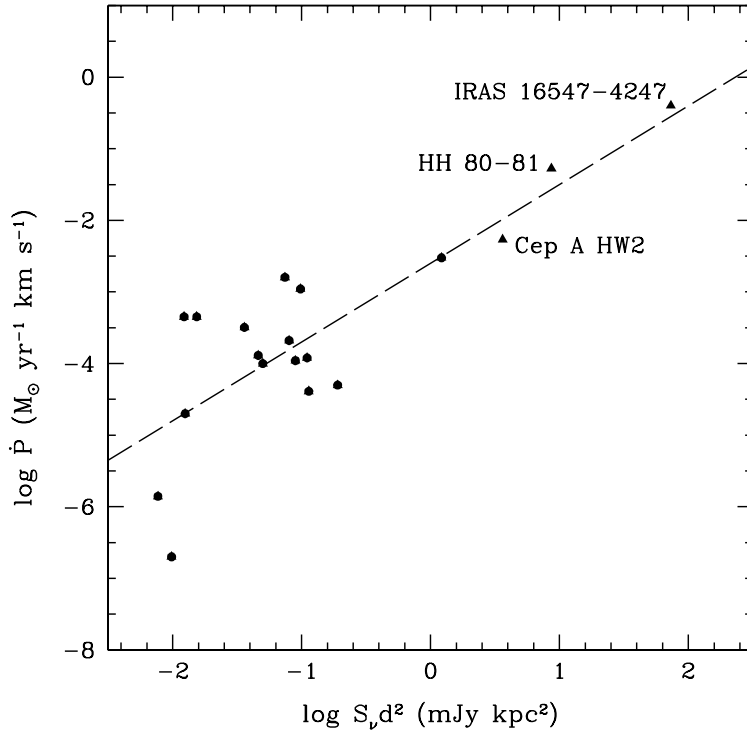
<sup>a</sup> 1) Garay et al. (2007); 2) Garay et al. (2003); 3) Rodríguez et al. (2005); 4) this paper; 5) Martí et al. (1993); 6) Yamashita et al. (1989); 7) Curiel et al. (2006); 8) Narayanan & Walker (1996).

The precession model nicely accounts for the fact that the line from N-1 to S-1 does not intercept the known jet. However, if the angle of the driving precessing source is currently  $-43^\circ$ , it is significantly discrepant with the PA of  $-16$  of the known radio jet. A possible explanation for this discrepancy might be that the central source is really a binary stellar system. Source I would be a non-precessing source associated with the known jet, which is related to the large scale CO outflow with about the same PA. Source II would be a precessing source which drives the continuum thermal sources and may be associated with the water masers and also the large scale CO outflow.

### 6.6. Putting the IRAS 16547-4247 Jet in Context

How does the IRAS 16547-4247 jet compare with other jets found in regions of star formation? Anglada et al. (1992) have compared the centimeter radio luminosity (taken to be proportional to the flux density times the distance squared,  $S_\nu d^2$ ) of thermal jets associated with low mass young stars with the momentum rate ( $\dot{P}$ ) in the associated molecular outflow. For 16 sources studied, they conclude that these low mass objects can be fitted with a power law of the form  $\dot{P} = 10^{-2.6}(S_\nu d^2)^{1.1}$ , where  $\dot{P}$  is in  $M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ ,  $S_\nu$  is in mJy and  $d$  is in kpc.

In Figure 9, we plot the data used by Anglada et al. (1992). They interpret the fit to be in agreement with a simple model in which the observed ionization is produced by shocks (Curiel, Cantó, & Rodríguez 1987; Curiel et al. 1989), where about 10% of the energy in the jet is thermalized. We have plotted in the same figure, the three best studied cases of thermal jets



**Figure 6.9:** Momentum rate in the molecular outflow,  $\dot{P}$ , versus the radio flux density times distance squared,  $S_\nu d^2$ . The solid dots are the 16 low mass young stars from the study of Anglada et al. (1992). We have included three high mass young stars (solid triangles, see also labels in figure) from this paper as well as from the references given in Table 3. The dashed line is the fit of Anglada et al. (1992) to the low mass young stars. The high mass young stars fall reasonably well on the correlation, suggesting a common nature for thermal jets associated with low and high mass young stars.

associated with massive young stars: IRAS 16547-4247, HH 80-81, and Cep A HW2, using the data listed in Table 3. Remarkably, these three data points fall reasonably well on the Anglada et al. correlation. We believe that this agreement suggests that the jets associated with massive young stars may be a scaled-up version of the phenomenon seen in low mass young stars, although

a firmer conclusion requires the study of a larger sample of objects than now available. Note that the intrinsic radio luminosity of the IRAS 16547-4247 jet is about  $2 \times 10^3$  larger than the typical radio luminosity of jets associated with low mass stars, and that it is the most luminous case known.

### 6.7. Conclusions

Our main conclusions follow:

1) We present new, sensitive 3.6-cm wavelength VLA observations of the multiple radio source associated with the luminous infrared source IRAS 16547-4247, the most massive example known of a thermal jet found in association with a forming star. The main purposes of these new observations were to search for variability and proper motions as well as to detect additional faint sources in the region. We detected four new components (N-4, N-5, D, and E) in the region;

2) We do not detect proper motions along the axis of the flow in the outer lobes of this source at a  $4\text{-}\sigma$  upper limit of  $\sim 160 \text{ km s}^{-1}$ , suggesting that if these lobes are the working surfaces of the jets and the jet velocity is  $\sim 490 \text{ km s}^{-1}$ , the ambient medium is at least four times as dense as the jet;

3) The brightest components of the lobes, sources N-1 and S-1, show evidence of clockwise precession, at a rate of  $0.08 \text{ yr}^{-1}$  in the plane of the sky;

4) A precessing model can account for the antisymmetric distribution of most of the sources in the field, as well as for the evidence of precession in sources N-1 and S-1;

5) The thermal jet at the core of the region shows significant variations in flux density and morphology but our angular resolution is insufficient to reach a clear conclusion on what produces these changes; and

6) The correlation found by Anglada et al. (1992) for outflows and jets in low mass stars extends to the handful of massive forming stars known. This result suggests that the jets associated with massive young stars are a scaled-up version of the phenomenon seen in low mass young stars, although a firmer conclusion requires the study of a larger sample of jets that now available.

# 7

## The Rotating Molecular Structures and the Ionized Outflow Associated with IRAS 16547-4247<sup>0</sup>

We present VLA 1.3 cm radio continuum and water maser observations as well as SMA SO<sub>2</sub> (226.300 GHz) and 1.3 mm dust continuum observations toward the massive star formation region IRAS 16547-4247. We find evidence of multiple sources in the central part of the region. There is evidence of a rotating structure associated with the most massive of these sources, traced at small scales ( $\sim 50$  AU) by the water masers. At large scales ( $\sim 1000$  AU) we find a velocity gradient in the SO<sub>2</sub> molecular emission with a barely resolved structure that can be modeled as a rotating ring or two separate objects. The velocity gradients of the masers and of the molecular emission have the same sense and may trace the same structure at different size scales. The position angles of the structures associated with the velocity gradients are roughly perpendicular to the outflow axis observed in radio continuum and several molecular tracers. We estimate the mass of the most massive central source to be around 30 solar masses from the

---

<sup>0</sup>Franco-Hernández, R., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Garay, G. 2009, ApJ, 701, 974

velocity gradient in the water maser emission. The main source of error in this estimate is the radius of the rotating structure. We also find water masers that are associated with the large scale molecular outflow of the system, as well as water masers that are associated with other sources in the region. Our results suggest that the formation of this source, one of the most luminous protostars or protostellar clusters known, is taking place with the presence of ionized jets and disk-like structures.

### 7.1. Introduction

Our present understanding of star formation is primarily based on observations of the relatively abundant low-mass stars. The theoretical framework for star formation (Shu et al. 1987; 1993, see also McKee & Ostriker 2007) has been successful in explaining the processes that occur in the formation of these low mass stars, processes that are inferred from multiwavelength observations (e.g., Lada 1991, Evans 1999). Key ingredients in this scenario are the presence of a central protostar accreting from a circumstellar disk that is surrounded by an infalling envelope of dust and gas, as well as the presence of ionized jets and molecular outflows that remove angular momentum and mechanical energy from the accretion disk.

The applicability of this paradigm to the formation of massive stars remains unproven. It is possible that massive stars are formed by processes that are radically different from those that produce low-mass stars, such as by the merging of lower mass protostars (Bonnell, Bate, & Zinnecker 1998). The role of the coalescence (Stahler, Palla, & Ho 2000) and accretion (Osorio, Lizano, & D’Alessio 1999, McKee & Tan 2002) processes in the assembling of a massive star is still under debate. If massive O stars are formed by accretion we expect that disks and jets will be present during their earliest stages of evolution. On the other hand, if they are formed through coalescence of lower-mass stars then neither disks nor jets are expected since they would be disrupted during the merging process. For a recent review on the competing ideas to explain massive star formation see Zinnecker & Yorke (2007).

Water masers have been observed in association with massive star formation regions and even though they have been studied for four decades (Cheung et al. 1969), their nature is still not fully understood. There has been a lot of discussion on where in the star formation region the physical conditions match those necessary for the excitation of the water masers. One idea is that the masers originate in a layer between the ionization and sho-

ck fronts in the expanding HII regions (e.g. Elitzur 1992). Another is that they are formed at the interface of the molecular material with the jets and outflows emanating from the forming stars (e.g. Fuyura et al. 1999). Some observations also suggest that the water masers trace circumstellar disks (e.g. Torrelles et al. 2002).

IRAS 16547-4247 is a luminous infrared source (bolometric luminosity of  $6.2 \times 10^4 L_{\odot}$ ), located at a distance of  $2.9 \pm 0.6$  kpc (Rodríguez et al. 2008). It is thought to be associated with a massive young stellar object. Low angular resolution ( $\sim 24''$ ) millimeter wavelength observations show that the IRAS source is associated with an isolated and dense molecular core with a mass of  $1.3 \times 10^3 M_{\odot}$  and a radius of 0.2 pc (Garay et al. 2003). Very Large Array (VLA) and Australia Telescope Compact Array (ATCA) interferometric observations of radio continuum at centimeter wavelengths show the presence of a thermal radio jet, located at the center of the core, and two lobes aligned and symmetrically separated from the jet by  $\sim 10''$  or  $\sim 0.14$  pc at a P.A. of  $163^{\circ}$  (Garay et al. 2003; Rodríguez et al. 2005). In addition, observations of  $H_2$  emission at  $2.12 \mu\text{m}$  reveal a chain of knots of shock-excited gas extending over 1.5 pc, and  $11.9 \mu\text{m}$  continuum observations show a compact object ( $\leq 0''.8$ ) at the position of the jet (Brooks et al. 2003). The large scale  $H_2$  flow and the radio jet are closely aligned, suggesting that these phenomena trace the outflowing gas at different distances from the forming star.

More recently Garay et al. (2007) observed the CO  $J = 3 \rightarrow 2$  transition toward this source. Their observations show the presence of a collimated bipolar outflow roughly oriented in the north-south direction. The position angle of the molecular outflow (P.A. =  $174^{\circ}$ ) is slightly different from the position angle of the radio jet (P.A. =  $167^{\circ}$ ), suggesting that the jet axis is precessing. Additional evidence for precession has been presented by Rodríguez et al. (2008). Garay et al. (2007) estimated an inclination for the outflow of  $i = 84 \pm 2^{\circ}$  from comparison of the position-velocity diagram of the outflowing CO with the biconical models of Cabrit et al. (1988). The momentum and energy parameters they derived are consistent with a massive young star driving the outflow. Also Garay et al. observed a strong signature of large scale infall motions and derived an infall speed of  $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$  and a mass infall rate of  $\sim 1 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  at a radius of  $\sim 0.2$  pc.

Water masers were detected toward IRAS 16547-4247 by Batchelor et al. (1980) with the Parkes radio telescope. They reported a flux of 100 Jy and a  $v_{LSR} = -34 \text{ km s}^{-1}$  for the maser emission. Later Forster and Caswell (1989)

made a brief VLA observation of IRAS 16547-4247 for water masers. The angular resolution on their observations was enough to separate the masers into a few groups located near the central radio continuum source. However, due to their short integration time ( $\sim 8$  min) and narrow bandwidth, the radio continuum was not detected.

Here we present water maser and radio continuum observations at 1.3 cm made with the VLA of the NRAO<sup>1</sup>. We also present new observations made with the SMA<sup>2</sup> of the SO<sub>2</sub> 14(3, 11) – 14(2, 12) transition at 226.300 GHz, as well as the 1.3 mm dust continuum emission. In section 7.2 we describe the observations, while in section 7.3 we present our results. In section 7.4 we discuss the data, and in section 7.5 we summarize our conclusions.

## 7.2. Observations

The VLA observations were taken on 2007 June 7, using the correlator in the observing mode 2AB. This allowed us to observe simultaneously the radio continuum and spectral line emission. The total bandwidth for the continuum was 25 MHz. For the spectral line observations we had a total of 64 channels with a resolution of 97.6 kHz or 1.3 km s<sup>-1</sup>. These observations were taken in the A configuration, resulting in a beam with a FWHM of 0''31 × 0''07; P.A.=0.8° for ROBUST = 0 weighting (Briggs 1995). The data were calibrated using the standard high frequency calibration procedures for the VLA as described in the AIPS Cookbook. The phase calibrator was J1717-398 which had a bootstrapped flux of 0.30 ± 0.01 Jy. A line channel with bright water maser emission was used to self-calibrate the line data and cross-calibrate the continuum data.

The SMA observations were taken on 2005 April 30. The array was in the extended configuration with a beam of FWHM of 2''5 × 0''97; P.A.=8° (for a weighting with ROBUST = 0), while the spectral resolution was 1.1 km s<sup>-1</sup>. The calibration was performed using MIR and MIRIAD. Callisto was used for flux calibration and 3C279 for bandpass calibration. The phase calibrator was 1745-290, with a bootstrapped flux of 3.15 Jy with a 20 % accuracy. The continuum data at 1.3 mm were processed in MIRIAD using

---

<sup>1</sup>The National Radio Astronomy Observatory is operated by Associated Universities Inc. under cooperative agreement with the National Science Foundation.

<sup>2</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.

the task UVLIN in the lower sideband with 2 GHz bandwidth centered at 217.1 GHz. The continuum was then self-calibrated in phase using CALIB in AIPS. The resulting calibration was then applied to the SO<sub>2</sub> line data.

### 7.3. Results

#### 7.3.1. 1.3 cm VLA observations

Since IRAS 16547-4247 is a rather southern source ( $-42^\circ$  in declination) the VLA had to observe through a large air mass during the whole observation run. This adversely affected the phase stability especially in poor weather. In the VLA observations presented by Rodríguez et al. (2005) the weather was not good and they used a self calibration technique to obtain high dynamic range maps. Although the self calibration largely improved the dynamic range, it did not improve the accuracy of the position of the source.

We made a special effort to determine the source position accurately. To obtain a better estimate for the position of the radio continuum we looked at the positions obtained from observations made in good weather where we could measure the position of the central bright radio continuum source. Rodríguez et al. (2005) reported positions derived from ATCA observations in 2003 February of  $\alpha(2000) = 16^h 58^m 17^s.216$ ,  $\delta(2000) = -42^\circ 52' 07''.64$  at 6 cm and  $\alpha(2000) = 16^h 58^m 17^s.210$ ,  $\delta(2000) = -42^\circ 52' 07''.48$  at 3.6 cm. The phase calibrator used in these observations was 1616-52. From the VLA archives there is data taken on 1993 January. The position measured from this epoch is  $\alpha(2000) = 16^h 58^m 17^s.246$ ,  $\delta(2000) = -42^\circ 52' 07''.88$  at 3.6 cm with the phase calibrator 1626-298. We have a position from the new VLA observations from 2006 May 31 and June 8 (Rodríguez et al. 2008), that, after being concatenated, give the position  $\alpha(2000) = 16^h 58^m 17^s.2093$ ,  $\delta(2000) = -42^\circ 52' 07''.150$  at 3.6 cm with the phase calibrator 1626-298. Since the newest VLA data from 2006 has much more integration time than the snapshot from the archive we will just use the position from the former data, and from the two ATCA positions we take the position at 3.6 cm because the 6 cm data has lower angular resolution. We adopt as the final position estimate for the central bright radio continuum source at centimeter wavelengths the average of the ATCA position at 3.6 cm (Rodríguez et al. 2005) and the most recent (2006) VLA position (Rodríguez et al. 2008). This gives  $\alpha(2000) = 16^h 58^m 17^s.210 \pm 0^s.001$ ,  $\delta(2000) = -42^\circ 52' 07''.32 \pm 0''.17$ , where the errors quoted are one half the difference between the two observations used.

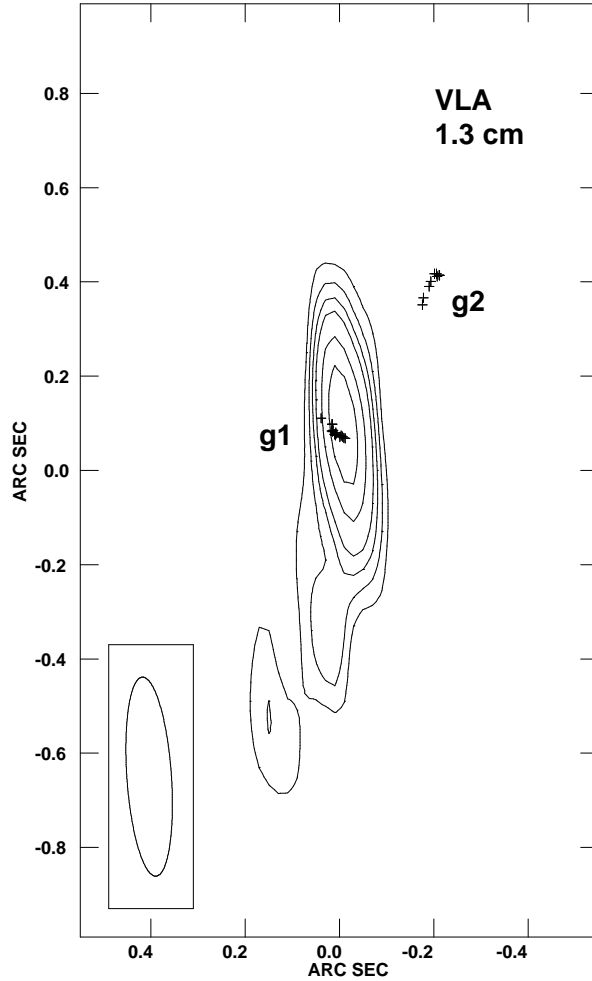


We used self-calibration techniques to obtain a final image for the new observations at 1.3 cm presented here. We assume that the position of the peak 1.3 cm emission coincides with our adopted position. Since the water masers were observed simultaneously with the continuum, their positions are also referenced to the same coordinates. It is worthwhile to note that the relative positions between the water masers and the 1.3 cm continuum are very accurate and independent of the absolute position adopted in the self-calibration. The image of the 1.3 cm continuum emission is shown in Fig. 7.1. The emission is dominated by the thermal jet, for which we derive, from a Gaussian ellipsoid fit made using the task JMFIT of AIPS, a total flux density of  $10.9 \pm 1.3$  mJy and deconvolved angular dimensions of  $0''.55 \pm 0''.08 \times 0''.13 \pm 0''.03$  with PA of  $177^\circ \pm 4^\circ$ . The position angle of the major axis is consistent with that derived at longer wavelengths (Garay et al. 2003, Rodríguez et al. 2005, 2008), indicating that at 7 mm we are tracing the ionized jet. The image shows two marginal ( $4\text{-}\sigma$ ) components to the south of the jet that require confirmation in deeper images.

The distribution of the main features of the IRAS 16547-4247 region, including that of the different water maser groups is shown in Fig. 7.2. The parameters of the individual maser spots are listed in Table 7.1. It is clear that there are several groups of masers associated with different radio continuum sources seen in the 3.6 cm continuum map from Rodríguez et al. (2005). These groups are separated with horizontal lines in Table 7.1. The strongest masers, in the group marked as **g1**, are associated with the central and brightest radio continuum source. Their radial velocities range from  $-25.3$  km s<sup>-1</sup> to  $-54.2$  km s<sup>-1</sup>. Most of the masers in the **g1** group form a compact structure extending in the east-west direction (see Fig. 7.3). There is another clear group of masers denoted **g2** in Fig. 7.2. This group is located to the north-west of the radio continuum peak and the maser radial velocities extend from  $-30.5$  km s<sup>-1</sup> to  $-42.4$  km s<sup>-1</sup>. Most of the masers in the **g2** group form a compact structure that is shown in Fig. 7.4. We will discuss these two compact structures below.

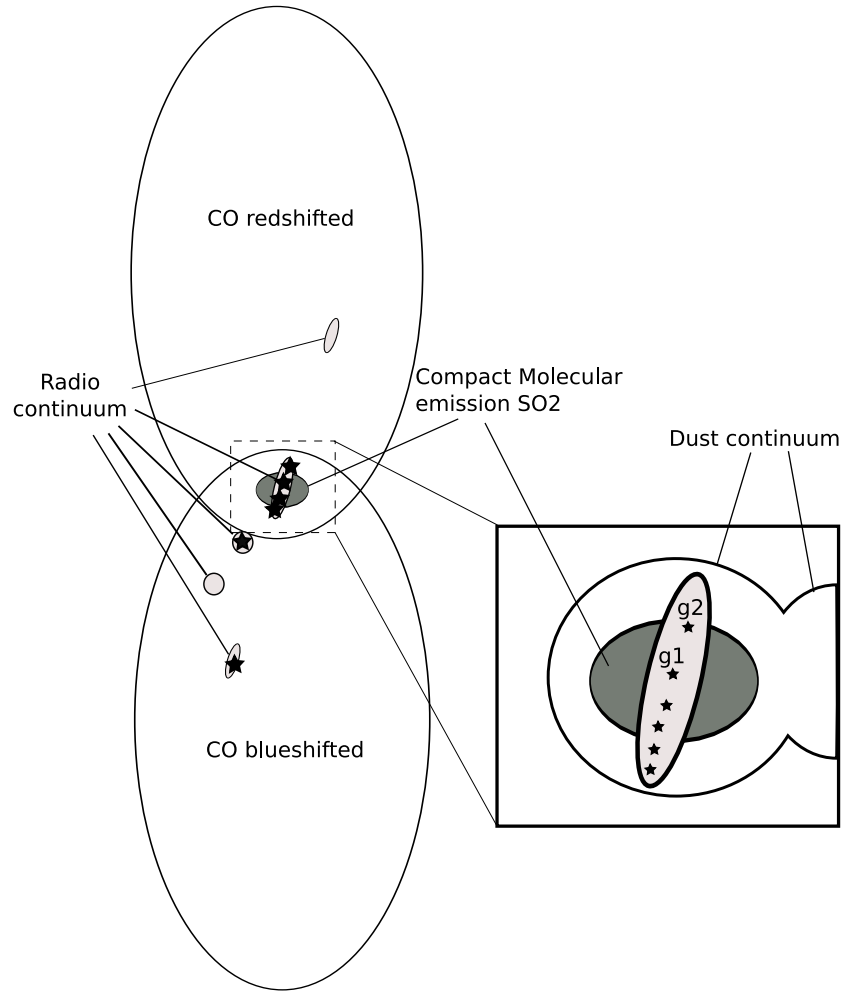
### 7.3.2. SMA 1.3 mm continuum observations

The SMA dust continuum map presented in Fig. 7.5 clearly shows that the emission at 1.3 mm exhibits a morphology that looks like two partially resolved sources separated by about  $2''.0$ . We fitted the emission to two gaussian ellipsoids with the AIPS task JMFIT. The parameters resulting from the



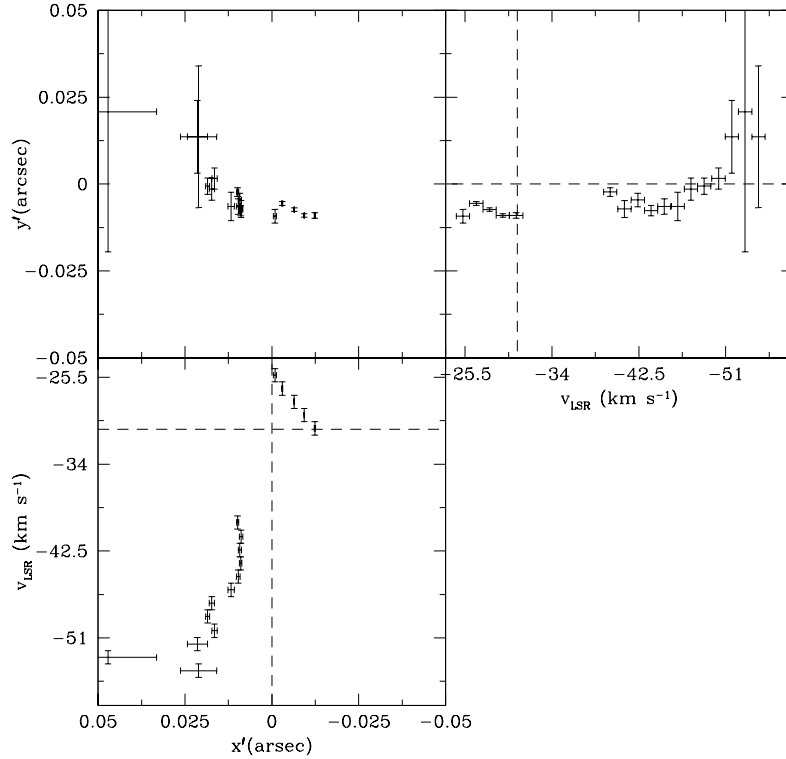
**Figure 7.1:** VLA 1.3 cm continuum emission from the IRAS 16547-4247 central source. The image was made with ROBUST = 5 weighting. Contours are -4, -3, 3, 4, 5, 6, 8, and 10 times  $0.42 \text{ mJy beam}^{-1}$ , the rms noise of the map. The half power contour of the beam ( $0''.43 \times 0''.09; 4^\circ$ ), is shown in the bottom left corner. The peak position adopted for this source is  $\alpha(2000) = 16^h 58^m 17^s.210, \delta(2000) = -42^\circ 52' 07''.32$ . The main component is marginally resolved and elongated along PA of  $177^\circ$ . The small crosses mark the positions of the water masers in the compact structures located in groups **g1** and **g2**.

fit (positions, flux densities, deconvolved angular sizes and position angles) are given in Table 7.2. From the fit we find that, as expected from Figure 5,



**Figure 7.2:** Cartoon (not to scale) showing the different features and components of IRAS 16547-4247. The stars mark the positions of water maser groups.

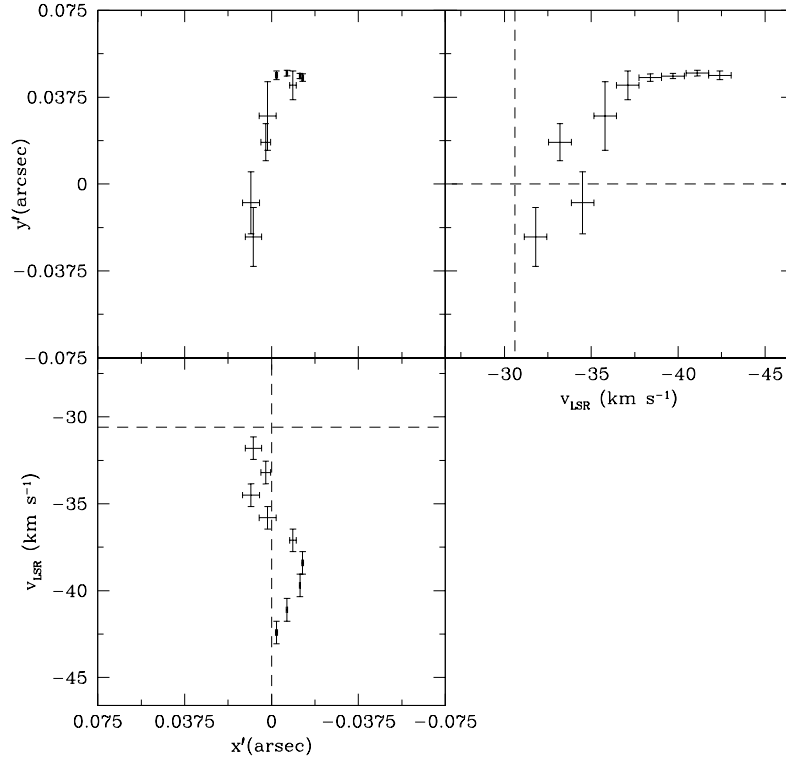
the eastern component is the brightest in the continuum. This component is also detected in several molecular lines (Franco-Hernández et al. in preparation). The total dust continuum flux is 1.03 Jy, split in 0.81 and 0.22 Jy for the eastern and western components, respectively. Following Chini et al. (1987), assuming a constant temperature of 300 K (appropriate for dust at 1000 AU from a  $6 \times 10^4 L_{\odot}$  source), optically-thin emission with a dust to gas ratio of 0.01, and a dust mass opacity of  $1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  at 1.3 mm, we calculate a total gas mass in the double dust continuum source of  $\sim 6 M_{\odot}$ , split into



**Figure 7.3:** Distribution in position and radial velocity of the compact structure of masers in **g1** (Fig. 7.2). The upper left panel shows the positions of the masers with respect to the peak of the radio continuum at 1.3 cm. The upper right and lower panels are the position-velocity diagrams for the same masers. The broken lines show the position of the radio continuum and the LSR velocity of the source in their respective axes. The positions have been rotated  $13^\circ$  counterclockwise to make the ordinate parallel to the ionized jet. The errors in position shown are ten times larger than the real values.

4.7 and  $1.3 M_\odot$  for the strong and weak components, respectively.

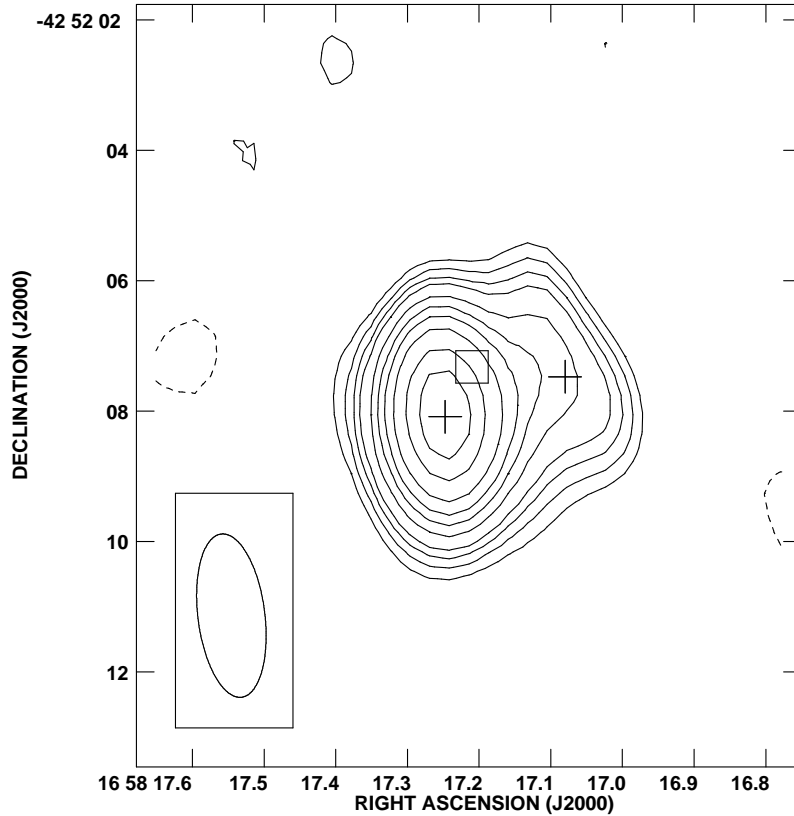
The western component is unresolved, while the deconvolved angular sizes (FWHM) obtained from the fit for the eastern component are  $1''.34 \times 0''.84$ ; P.A. =  $107^\circ$ . The stronger 1.3 mm component can be interpreted as a flattened structure, approximately in the east-west direction with a size of  $\sim 3500$  AU. This structure may be tracing a large disk around the central source or



**Figure 7.4:** Distribution in position and radial velocity of the compact structure of masers in **g2** (Fig. 7.2). Panels are as in Fig. 7.3. A clear gradient can be seen to the north of the peak of radio continuum. Reference position is  $\alpha(J2000) = 16^h 58^m 07^s.1930$ ,  $\delta(J2000) = -42^\circ 52' 7''.028$ . The positions have been rotated  $13^\circ$  counterclockwise to make the ordinate parallel to the ionized jet. The errors in position shown are ten times larger than the real values.

sources.

It is interesting to note that the west (secondary) 1.3 mm component appears to be a source different from the centimeter source D (Rodríguez et al. 2008), that also appears to the west of the main source. While the west 1.3 mm source is displaced by  $1''.94 \pm 0''.15$  from the main source, the centimeter source D is displaced by  $1''.02 \pm 0''.03$  from the main source. We conclude that there are at least three sources within  $2''$  of the main source: the main source itself, the centimeter source D, and the west 1.3 mm source reported here.



**Figure 7.5:** SMA 1.3 mm dust continuum emission from the IRAS 16547-4247 central source. Contours are -4, -3, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 15, 20 and 25 times  $16 \text{ mJy beam}^{-1}$ , the rms noise of the map. The crosses mark the position of the two components obtained from the fit to the image, whose parameters are given in Table 2. The square box marks the position finally adopted for the peak 1.3 mm emission (see discussion in text).

Finally, we note that the centimeter position adopted for the main source,  $\alpha(2000) = 16^{\text{h}} 58^{\text{m}} 17^{\text{s}}.210 \pm 0^{\text{s}}.001$ ;  $\delta(2000) = -42^{\circ} 52' 07''.32 \pm 0''.17$ , and discussed in Section 3.1, does not coincide within the errors with the position obtained from the 1.3 mm image (see Table 2),  $\alpha(2000) = 16^{\text{h}} 58^{\text{m}} 17^{\text{s}}.247 \pm 0^{\text{s}}.002$ ;  $\delta(2000) = -42^{\circ} 52' 08''.09 \pm 0''.04$  and that these positions differ by  $\sim 0''.87$ . We tentatively attribute this discrepancy to the use of different phase calibrators. To facilitate modelling of the region we assume that the SMA 1.3 mm peak coincides with the VLA/ATCA 3.6 cm peak. The same

offset is applied to the SMA molecular data.

### 7.3.3. SMA SO<sub>2</sub> observations

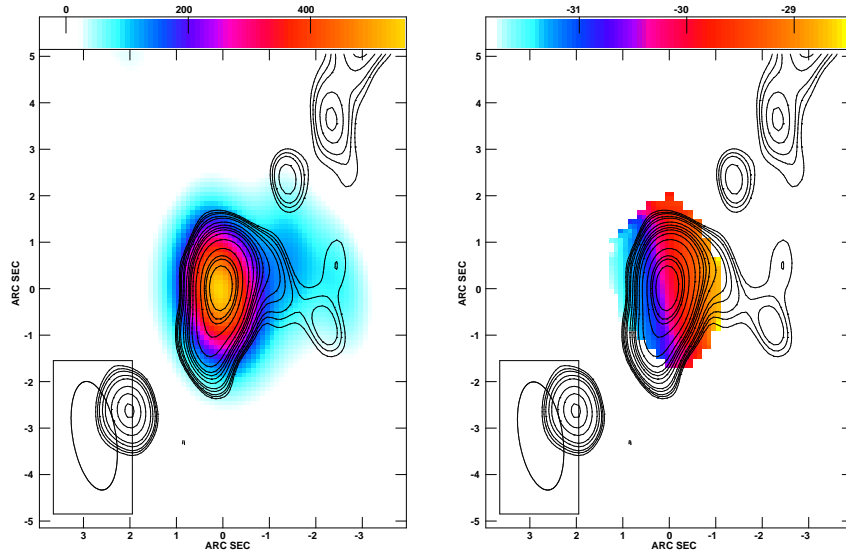
We detected strong SO<sub>2</sub> emission toward the dominant eastern dust component, but not toward the weaker western component. Fig. 7.6 shows the first moment of the SO<sub>2</sub> 226.300 GHz transition together with the 1.3 mm continuum emission, both overlaid on the VLA 3.6 cm emission. The SO<sub>2</sub> emission comes from a structure of  $\sim 1500$  AU in radius. We measured the peak position in each velocity channel of the SO<sub>2</sub> emission. In Table 7.3 we list these positions and they are plotted in Fig. 7.7. In this plot it can be seen that the velocity gradient is roughly perpendicular to the direction of the outflow observed in CO (Garay et al. 2007) and the radio jet (Garay et al. 2003, Rodríguez et al. 2005, this paper).

## 7.4. Discussion

### 7.4.1. Water masers

In Fig. 7.3 we show the relative positions of the water masers in the compact structure in group **g1** with respect to the radio continuum at 1.3 cm. It can be seen that the position of the peak of the radio continuum lies close to the position of the structure. From the lower left panel of Fig. 7.3 it is tempting to infer that the LSR velocity for the source is around  $-42 \text{ km s}^{-1}$  since this is the central velocity for this group of masers and would make them look like a complete rotating ring with masers red and blueshifted with respect to this velocity. However, this velocity is  $12 \text{ km s}^{-1}$  blueshifted with respect to the LSR velocity measured from the molecular lines. This difference is large compared with the radial dispersion velocity in young stellar clusters which is expected to be only a few  $\text{km s}^{-1}$  (e.g.  $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  for the center of the Orion Nebula, Jones & Walker, 1988, as well as for Cyg OB2, Kiminki et al. 2007).

If the velocity center of the **g1** compact structure is at the LSR velocity of  $-30.6 \text{ km s}^{-1}$  we can still interpret it as a rotating torus around the central source. However, in this case we have emission coming from masers mainly blueshifted with respect to the LSR velocity. The lack or weak emission from one side of the disk (blueshifted or redshifted) has been observed in other sources (Val'Tts et al. 2005) and it is probably related to different excitation conditions in different parts of the ring. Assuming the central source is at



**Figure 7.6:** The left panel shows the 1.3 mm dust continuum emission in color and the 3.6 cm free-free radio continuum in contours. The color bar at the top shows the color coding for the 230 GHz flux density in  $\text{mJy beam}^{-1}$ . Contour levels for the 3.6 cm emission are -5, 5, 8, 10, 15, 20, 40, 60, 80, 100, 140, 180 times the rms noise level of  $30 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ . The 3.6 cm source at the lower left corner of the image most probably traces an independent star and is not associated with the jet (Rodríguez et al. 2005). The right panel shows the first moment map of the 226.300 GHz  $\text{SO}_2$  transition in color and the radio continuum emission at 3.6 cm with the same contours as in the left panel (Rodríguez et al. 2005). The color bar at the top shows the color coding for the LSR velocity of the gas in  $\text{km s}^{-1}$ . Note that the western component is not detected in the  $\text{SO}_2$  emission (right panel). The synthesized beam for the 3.6 cm data is shown in the bottom left corner of each panel. The synthesized beam for the 230 GHz data is  $2''.3 \times 0''.8$ ;  $\text{PA} = 11^\circ$



the position marked by the peak of the radio continuum and that the maser emission is coming from a ring in a Keplerian orbit, we can estimate the central mass.

We first obtain the gradient in velocity adjusting a straight line to the masers in the velocity range from  $-38.4$  to  $-54.2$   $\text{km s}^{-1}$ . For this fit we discard the maser at  $-52.9$   $\text{km s}^{-1}$  which is very noisy and seems to depart from the rest of the features. We obtain a slope of  $dV/d\theta = -812 \pm 71$   $\text{km s}^{-1}$   $\text{arcsec}^{-1}$  and an intercept of  $-35 \pm 1$   $\text{km s}^{-1}$ . In the previous expression  $V$  is the observed radial velocity of the maser at a measured projected angular distance  $\theta$  from the source (this distance is the component measured in the coordinate defined by the semimajor axis of the ring). We also need to know the outer radius of the ring. However, all we can obtain is a lower limit for the outer radius since we cannot tell if the last maser we see is coming from the edge of the ring or if there is material external to this apparent last maser. Another uncertainty comes from the inclination of the ring with respect to the line of sight. We will use the inclination given by Garay et al. (2007), i.e. the ring is almost perpendicular to the plane of the sky. With this in mind, we define the radius of the disk as the angular distance from the central source given by the fit to the slope for the highest radial velocity detected. For a velocity of  $-54.2$   $\text{km s}^{-1}$ , we obtain  $\theta = 0.024 \pm 0.002$   $\text{arcsec}$ . The expression for the mass is

$$M_{\star} = \frac{\theta^3 D}{G \sin^2 i} \left( \frac{dV}{d\theta} \right)^2, \quad (7.1)$$

where  $\theta$  is the ring radius,  $D$  is the distance to the source, and  $i$  is the inclination angle. Introducing the measured values we get a mass

$$M_{\star} = 30 \pm 9 M_{\odot} \left( \frac{D}{2.9 \text{ kpc}} \right). \quad (7.2)$$

The error comes mainly from the uncertainties in the radius of the ring and the velocity gradient.

We now briefly discuss the **g2** compact structure of water masers. In Fig. 7.4 we show the relative positions of the water masers in this structure. They distribute in an elongated shape, approximately following the jet direction in that region. This suggests that these masers are tracing the outflow. However, the masers are blueshifted with respect to the systemic velocity of the region, while the CO outflow is redshifted. There is also a strong velocity gradient in the northernmost part of the structure, suggesting interaction with ambient material.

### 7.4.2. SO<sub>2</sub>

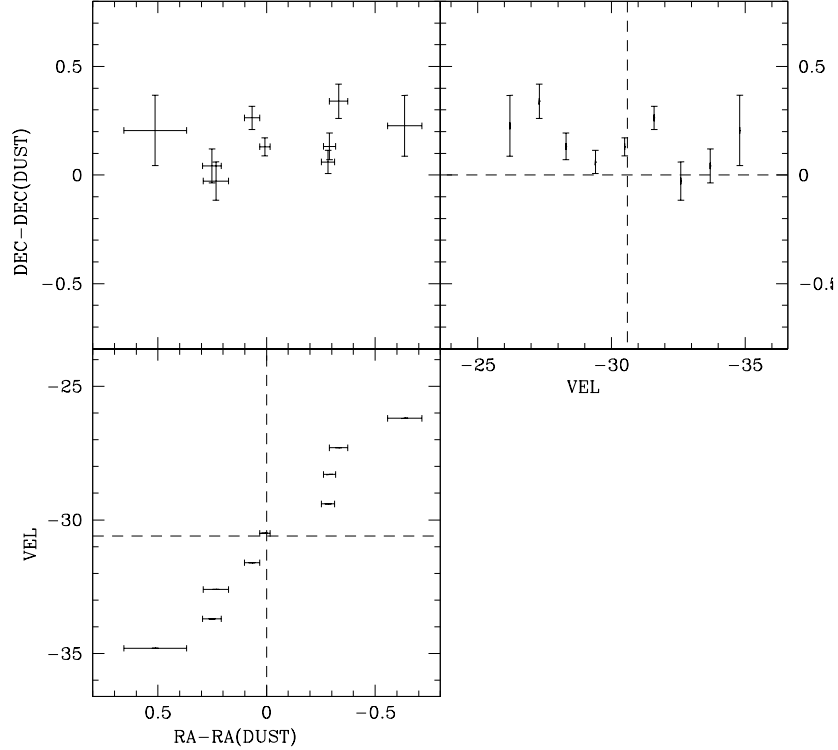
Sulfur-bearing molecules have been studied through millimeter and sub-millimeter observations of star formation regions. They could account for a significant fraction of the total flux coming from molecules in these regions (Schilke et al. 1997). The chemistry of these molecules has been modeled and its relative abundances have been explored as a possible clock to measure the evolutionary state in low and high mass star formation regions (Buckle & Fuller 2003, Hatchell et al. 2003, van der Tak et al. 2003). In the chemical models the SO<sub>2</sub> is the product of reactions from molecules that have been evaporated off the dust grains surfaces (Charnley 1997). There is evidence that the emission originates in outflows (e.g. Codella et al. 2005, Schilke et al. 1997) but also in what look like rotating structures around some sources (Cep A HW2; Jiménez-Serra et al. 2007, AFGL 2591; van der Tak et al. 2006). SO<sub>2</sub> also has been observed to trace infall motions (e.g. W51; Sollins et al. 2004).

From the velocity gradient observed in the SO<sub>2</sub> transitions we obtain an independent estimate of the mass. In Fig. 7.7 we can see the position velocity diagram showing the position of the emission peak in each velocity channel. This can be interpreted also as gas in a Keplerian motion in a ring around the central source. The estimate of the size of such a ring will have the same uncertainties as described above for the water masers and we will have again a lower limit for the mass estimate. For these data we get a velocity gradient of  $-8.8 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ , and an intercept of  $-31.0 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ . The velocity of the most blueshifted detectable SO<sub>2</sub> emission is  $-34.8 \text{ km s}^{-1}$ . For this velocity, we obtain  $\theta = 0.43 \pm 0.05 \text{ arcsec}$ . Using eq. (7.1) we obtain an estimate of the mass given by:

$$M_{\star} = 22 \pm 8 M_{\odot} \left( \frac{D}{2.9 \text{ kpc}} \right), \quad (7.3)$$

where the errors are estimated in the same way that as for the water masers.

Then, the Keplerian masses estimated from the water masers and from the SO<sub>2</sub>, at physical scales that differ by a factor of  $\sim 20$ , give consistent large masses for the central star(s). However, the SO<sub>2</sub> data set has very limited angular resolution and we find that the apparent gradient seen in Fig. 7.7 can also be modeled as a Gaussian two-component model. From this fit, we find two components separated by  $0''.74 \pm 0''.06$  at a position angle of  $109^{\circ} \pm 6^{\circ}$ , and with a velocity difference of  $2.3 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$ . These two components,



**Figure 7.7:** The upper left panel shows the positions of the SO<sub>2</sub> (226.300 GHz) emission peaks, measured from each velocity channel and listed in Table 7.3. The positions are offsets with respect to the peak of the dust continuum. The upper right and lower panels are the position velocity diagrams for the DEC and RA directions, respectively.

if assumed to be of negligible mass and located symmetrically with respect to a central object with all the mass (that is not directly detected in our observations), imply a Keplerian mass of  $1.6 \pm 0.4 M_{\odot}$ , much smaller than the mass derived from the continuous ring model. Alternatively, we can assume that the total mass of the system is distributed between the two components and in this case the Keplerian mass is  $12.8 \pm 3.2 M_{\odot}$ . Given the limitations of the data, it is very difficult to decide if the SO<sub>2</sub> emission is coming from a continuous, ring-like structure or from two discrete molecular clumps.

### 7.4.3. An accretion origin for the high luminosity?

We have assumed that the high bolometric luminosity,  $L_{bol} = 6.2 \times 10^4 L_{\odot}$ , associated with IRAS 16547-4247 comes mostly from an embedded, massive main sequence star. This assumption is justified since high mass objects are expected to quickly evolve to the main sequence, even while accreting and while they are deeply embedded within the dusty core (Zinnecker & Yorke 2007).

However, an alternative explanation is a lower mass object accreting at a very high rate. In this case the system would derive most of its luminosity from accretion. The accretion luminosity,  $L_{acc}$ , is

$$L_{acc} = \frac{GM}{R} \epsilon \dot{M}_i, \quad (7.4)$$

where  $G$  is the gravitational constant,  $M$  is the mass of the star,  $R$  is the radius of the star,  $\dot{M}_i$  is the infall rate determined from observations at large scales, and  $\epsilon$  is the fraction of this large scale infalling gas that ends being accreted by the star. Assuming that the bolometric luminosity comes mostly from accretion,  $L_{acc} \simeq L_{bol}$ , and that from the observations of Garay et al. (2007) we have that  $\dot{M}_i = 1 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , we derive from Eqn. (4) a mass-radius relationship that in solar units is

$$\left[ \frac{R}{R_{\odot}} \right] = 5.2 \epsilon \left[ \frac{M}{M_{\odot}} \right]. \quad (7.5)$$

If  $\epsilon$  is larger than  $\sim 0.2$ , we obtain  $(R/R_{\odot}) > (M/M_{\odot})$  and since in the main sequence we expect  $(R/R_{\odot}) \simeq (M/M_{\odot})$ , one would have to conclude that the star is not in the main sequence and most probably is a lower mass object (than the mass value derived from assuming a main sequence star) accreting at a very high rate and deriving a significant fraction of its total luminosity from accretion. It should be noted, however, that Hosokawa & Omukai (2009) have argued that massive protostars undergoing strong accretion will have stellar radii an order of magnitude larger than those occurring in the main sequence. Clearly, a better knowledge of  $\epsilon$  and of the structure of protostars will help restrict these possibilities and better quantify the contribution of accretion to the total luminosity of forming massive stars.

### 7.5. Conclusions

Our main conclusions follow:

1) We present VLA 1.3 cm radio continuum and water maser observations as well as SMA SO<sub>2</sub> (226.300 GHz) and 1.3 mm dust continuum observations toward the massive star formation region IRAS 16547-4247. The 1.3 cm continuum traces the inner parts of the thermal jet in the region. The 1.3 mm dust continuum traces a double structure, with component separation of  $\sim 2''$ , with each structure probably marking the position of a star or a stellar group.

2) Water maser emission is present in several distinct parts in the region. The compact structure in group **g1** is closely associated with the thermal jet and shows an alignment perpendicular to it. The masers in this group show a velocity gradient that, if interpreted as arising in a Keplerian ring, implies a mass of  $\sim 30 M_{\odot}$  for the central star(s).

3) The SO<sub>2</sub> emission arises only from the brightest 1.3 mm dust continuum component. The line emission shows a velocity gradient that, if modeled as a Keplerian ring, gives a mass of  $\sim 20 M_{\odot}$ , consistent with the mass derived from the H<sub>2</sub>O masers. However, the data can also be fitted with a two-component model that gives smaller Keplerian masses.

Table 7.1. Parameters of individual water maser spots

$V_{\text{LSR}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\alpha(\text{J2000})$ $16^{\text{h}} 58^{\text{m}}$	$\Delta\alpha$ (sec)	$\delta(\text{J2000})$ $-42^{\circ} 52'$	$\Delta\delta$ (arcsec)	Flux (Jy)	$\Delta\text{Flux}$ (Jy)	Continuum Association <sup>a</sup>
-12.1	17.46426	0.00043	16.4344	0.0018	0.37	0.01	S-1
-13.4	17.46383	0.00029	16.4380	0.0013	0.50	0.01	
-14.7	17.46567	0.00011	16.4222	0.0005	1.79	0.01	
-16.0	17.46614	0.00006	16.4183	0.0002	8.69	0.03	
-17.4	17.46617	0.00005	16.4183	0.0002	11.94	0.04	
-18.7	17.46618	0.00005	16.4185	0.0003	5.17	0.02	
-20.0	17.46631	0.00014	16.4204	0.0006	1.05	0.01	
-21.3	17.46628	0.00009	16.4199	0.0004	1.87	0.01	
-22.6	17.46628	0.00009	16.4200	0.0004	1.62	0.01	
-23.9	17.46628	0.00023	16.4202	0.0011	0.60	0.01	
-27.9	17.36690	0.00469	10.1078	0.0066	0.04	0.03	B
-30.5	17.39604	0.00215	10.1549	0.0102	0.50	0.07	
-31.8	17.39619	0.00083	10.1587	0.0037	1.50	0.08	
-33.2	17.39632	0.00050	10.1617	0.0023	1.72	0.06	
-34.5	17.39644	0.00090	10.1576	0.0041	0.62	0.03	
-37.1	17.41415	0.00095	09.8128	0.0183	0.43	0.04	
-38.4	17.37794	0.00123	10.0880	0.0052	0.20	0.02	
-39.7	17.37802	0.00008	10.0873	0.0004	2.73	0.01	
-41.1	17.37802	0.00004	10.0865	0.0002	5.99	0.02	
-42.4	17.37801	0.00004	10.0862	0.0002	4.27	0.01	
-43.7	17.37801	0.00022	10.0857	0.0010	0.71	0.01	
-18.7	17.22278	0.02314	08.4282	0.0450	0.08	0.03	Jet
-20.0	17.21856	0.00050	08.4653	0.0021	0.31	0.01	
-21.3	17.21879	0.00030	08.4696	0.0013	0.64	0.01	
-27.9	17.22072	0.00064	08.4688	0.0027	1.85	0.07	
-29.2	17.22069	0.00015	08.4801	0.0006	9.79	0.09	
-30.5	17.22080	0.00010	08.4815	0.0005	12.96	0.08	
-37.1	17.21056	0.00969	08.2030	0.0106	1.49	0.13	
-29.2	17.22741	0.00068	07.9606	0.0030	2.66	0.10	Jet
-30.5	17.22792	0.00003	07.9472	0.0001	36.83	0.07	
-31.8	17.22794	0.00002	07.9463	0.0001	68.62	0.09	
-33.2	17.22800	0.00003	07.9450	0.0001	38.77	0.06	
-34.5	17.22906	0.00032	07.9280	0.0008	5.94	0.05	
-35.8	17.21846	0.01244	07.5844	0.0204	8.60	0.31	
-37.1	17.22580	0.00115	07.6553	0.0046	1.58	0.06	
-50.3	17.22169	0.00005	07.8103	0.0002	2.93	0.01	
-51.6	17.22173	0.00002	07.8109	0.0001	10.09	0.02	
-52.9	17.22173	0.00002	07.8115	0.0001	9.51	0.02	
-54.2	17.22169	0.00006	07.8124	0.0003	2.27	0.01	
-29.2	17.20965	0.00002	07.3098	0.0000	85.18	0.09	Jet
-31.8	17.21571	0.00013	07.8589	0.0005	15.11	0.10	
-33.2	17.21588	0.00004	07.8572	0.0002	25.63	0.06	
-34.5	17.21453	0.00004	07.7631	0.0002	31.66	0.05	
-35.8	17.21287	0.00002	07.6567	0.0001	39.31	0.05	
-37.1	17.21284	0.00002	07.6550	0.0001	30.19	0.04	
-38.4	17.21275	0.00006	07.6365	0.0003	6.50	0.02	
-50.3	17.22121	0.00005	07.8130	0.0002	3.39	0.01	Jet

Table 7.1 (continued)

$V_{\text{LSR}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\alpha(\text{J2000})$ $16^{\text{h}} 58^{\text{m}}$	$\Delta\alpha$ (sec)	$\delta(\text{J2000})$ $-42^{\circ} 52'$	$\Delta\delta$ (arcsec)	Flux (Jy)	$\Delta\text{Flux}$ (Jy)	Continuum Association <sup>a</sup>
-51.6	17.22114	0.00003	07.8134	0.0001	11.59	0.02	
-52.9	17.22113	0.00003	07.8135	0.0001	10.93	0.02	
-54.2	17.22112	0.00006	07.8135	0.0003	2.58	0.01	
-25.3	17.21011	0.00009	07.3292	0.0004	2.14	0.01	Jet ( <b>g1</b> )
-26.6	17.20985	0.00002	07.3261	0.0001	17.31	0.03	
-27.9	17.20958	0.00002	07.3286	0.0001	52.47	0.07	
-29.2	17.20936	0.00002	07.3309	0.0001	69.73	0.09	
-30.5	17.20909	0.00004	07.3316	0.0002	38.43	0.08	
-31.8 <sup>b</sup>	17.20338	0.00095	07.3008	0.0017	13.47	0.19	
-33.2 <sup>b</sup>	17.20076	0.00020	07.3157	0.0008	6.89	0.07	
-34.5 <sup>b</sup>	17.21109	0.00066	07.4804	0.0013	38.92	0.18	
-38.4 <sup>b</sup>	17.21141	0.00005	07.3695	0.0003	7.09	0.02	
-39.7	17.21092	0.00006	07.3200	0.0003	3.73	0.01	
-41.1	17.21093	0.00011	07.3250	0.0005	2.38	0.02	
-42.4	17.21091	0.00009	07.3224	0.0004	2.27	0.01	
-43.7	17.21095	0.00007	07.3254	0.0003	2.39	0.01	
-45.0	17.21099	0.00010	07.3241	0.0004	1.48	0.01	
-46.3	17.21117	0.00019	07.3236	0.0008	0.813	0.01	
-47.6	17.21156	0.00016	07.3175	0.0006	1.08	0.01	
-48.9	17.21165	0.00011	07.3164	0.0005	1.56	0.01	
-50.3	17.21143	0.00015	07.3147	0.0006	1.49	0.01	
-51.6	17.21162	0.00058	07.3019	0.0021	1.07	0.03	
-52.9	17.21375	0.00280	07.2891	0.0081	0.989	0.05	
-54.2	17.21159	0.00104	07.3020	0.0041	0.294	0.01	
-30.5 <sup>b</sup>	17.20013	0.00090	07.2632	0.0030	8.05	0.14	Jet ( <b>g2</b> )
-31.8	17.19417	0.00070	07.0484	0.0025	6.58	0.14	
-33.2	17.19286	0.00041	07.0098	0.0016	4.86	0.08	
-34.5	17.19396	0.00074	07.0338	0.0027	2.58	0.06	
-35.8	17.19256	0.00073	06.9989	0.0030	1.69	0.06	
-37.1	17.19132	0.00029	06.9885	0.0012	2.60	0.04	
-38.4	17.19088	0.00007	06.9862	0.0003	3.60	0.02	
-39.7	17.19097	0.00005	06.9853	0.0002	4.63	0.01	
-41.1	17.19144	0.00006	06.9828	0.0002	4.49	0.02	
-42.4	17.19186	0.00008	06.9827	0.0004	2.42	0.01	

<sup>a</sup>Radio continuum source (from Rodríguez et al. 2008) associated with the group of masers.

<sup>b</sup>Spot not forming part of the compact structures discussed in the text.

**Table 7.2:** Continuum components at 1.3 mm

Component	Position <sup>a</sup>		Total Flux	Deconvolved Angular Size <sup>b</sup>
	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	Density (mJy)	
West	17.080 $\pm$ 0.006	07.47 $\pm$ 0.12	220 $\pm$ 35	$\leq 2''.2 \times \leq 1''.5$ ; $+45^\circ \pm 29^\circ$
East	17.247 $\pm$ 0.002	08.09 $\pm$ 0.04	810 $\pm$ 37	$1''.34 \pm 0''.10 \times 0''.84 \pm 0''.33$ ; $+107^\circ \pm 17^\circ$

<sup>a</sup>Units of right ascension are seconds with respect to  $16^h 58^m$  and units of declination are arcseconds with respect to  $-42^\circ 52'$ .

<sup>b</sup>The values given are major axis  $\times$  minor axis; position angle of major axis. For the east component we only obtained upper limits to the angular size.

Table 7.3. Positions of the emission peak in each velocity channel of the SO<sub>2</sub> data.

$V_{\text{LSR}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\alpha$ (J2000) $16^h 58^m$	$\Delta\alpha$ (sec)	$\delta$ (J2000) $-42^\circ 52'$	$\Delta\delta$ (arcsec)
-34.8	17.294	0.013	07.88	0.16
-33.7	17.270	0.004	08.04	0.08
-32.6	17.268	0.005	08.11	0.09
-31.6	17.253	0.003	07.82	0.05
-30.5	17.248	0.002	07.95	0.04
-29.4	17.222	0.003	08.02	0.05
-28.3	17.221	0.003	07.95	0.06
-27.3	17.217	0.004	07.74	0.08
-26.2	17.189	0.007	07.86	0.14





# 8

## Conclusiones y perspectivas

En esta tesis se ha presentado, después de una breve introducción a la tesis en el capítulo 1, un recuento de la teoría de formación estelar en el capítulo 2. En el capítulo 3 se presentó la teoría básica de la interferometría de ondas de radio, la cual es una herramienta muy importante para el estudio de la formación estelar.

En el capítulo 4 se presentó a la región de formación de estrellas masivas IRAS 16547–4247. En los capítulos siguientes se presentó el estudio observacional de esta fuente. Las principales conclusiones sobre de esta tesis se presentan a continuación.

1. Las observaciones de la emisión de la línea de  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ , realizadas con el radiotelescopio APEX hacia la fuente IRAS 16547–4247, revelan la presencia de un flujo bipolar colimado con lóbulos que se extienden por  $\sim 0.7$  pc en direcciones opuestas con respecto al núcleo masivo de gas. La mayor parte de la emisión proveniente del lóbulo sur está corrida al azul (en el intervalo de velocidades de  $-60$  a  $-38$   $\text{km s}^{-1}$ ) con respecto a la velocidad de la nube ambiente ( $-30.6$   $\text{km s}^{-1}$ ), mientras la mayor parte de la emisión proveniente del lóbulo norte está corrida al rojo (con velocidades en el intervalo de  $-22$  a  $0.8$   $\text{km s}^{-1}$ ).
2. La morfología y la estructura de velocidad, observadas en el flujo de

$^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  con APEX, son bien reproducidas por un simple modelo bicónico con un semiángulo de apertura de  $14^\circ$ , en el cual el gas se mueve alejándose de la fuente con una velocidad radial constante (con respecto al ápice) de  $\sim 120 \text{ km s}^{-1}$  y donde el eje del flujo está inclinado  $\sim 84^\circ$  con respecto a la línea de visión.

3. La masa total en cada lóbulo, tomando en cuenta la masa en el intervalo de velocidad de la nube molecular y los efectos de profundidad óptica en el gas, es  $57 M_\odot$  y  $54 M_\odot$  para el lóbulo sur y norte respectivamente. El flujo molecular tiene una tasa de flujo de masa de  $\sim 2 \times 10^{-2} M_\odot \text{ año}^{-1}$ , un momento de  $\sim 2 \times 10^3 M_\odot \text{ km s}^{-1}$  y una energía cinética de  $\sim 9 \times 10^{47} \text{ ergs}$ . Su edad dinámica es  $\sim 6 \times 10^3$  años y la luminosidad mecánica es  $\sim 5.0 \times 10^2 L_\odot$ .
4. La emisión de líneas moleculares del gas en la nube molecular proviene de estructuras casi circulares. Sin embargo, el tamaño angular depende del tamaño del haz de las observaciones. La relación observada ( $\theta_{obs} = 1.59 \theta_{beam}$ ) puede ser ajustada con un modelo en donde la intensidad decrece con la distancia radial proyectada como  $I \propto r_p^{-1.0}$ . Esto implica a su vez que el núcleo denso y masivo está altamente concentrado, con la densidad decreciendo como  $n \propto r^{-1.6}$ .
5. Los perfiles de las líneas observadas (tipo P Cygni inverso) indican que el gas en escalas grandes se encuentra en movimiento hacia el interior. Los espectros de las líneas de  $\text{HCO}^+(4 \rightarrow 3)$  y  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 3)$  indican velocidades de  $0.5$  y  $1.0 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente. La tasa de masa moviéndose hacia el interior es del orden de  $10^{-2} M_\odot \text{ año}^{-1}$ .
6. A partir de las observaciones con radiotelescopios de un solo plato se puede concluir que IRAS 16547–4247 es un núcleo molecular denso en estado de colapso, que alberga en su interior al menos un objeto estelar masivo en un estado temprano de evolución que está impulsando un flujo molecular bipolar muy colimado, masivo y energético.
7. La comparación de múltiples épocas de observaciones con el VLA a  $3.6 \text{ cm}$  de la región muestran variabilidad en la fuente (ver Fig. 6.2). Se han detectando cuatro nuevas fuentes en la época más reciente de observación (2006.42) con respecto a la anterior (2003.74).

En los lóbulos de radiocontinuo la variabilidad detectada no se debe a movimientos propios en la dirección del eje de flujo con un límite superior de  $4\sigma$  que corresponde a una velocidad de  $\sim 160 \text{ km s}^{-1}$ . Esto sugiere que si los lóbulos son las superficies de trabajo del chorro y que la velocidad de éste es  $\sim 490 \text{ km s}^{-1}$  entonces la densidad del medio ambiente debe de ser al menos cuatro veces mayor que la del chorro.

8. Los componentes mas brillantes de los lóbulos, las fuentes N-1 y S-1, muestran evidencia de precesión en el sentido de las manecillas del reloj con una tasa de  $0.08 \text{ año}^{-1}$  en el plano del cielo. Este modelo en donde el eje del chorro precesa puede explicar la distribución asimétrica de la mayoría de las fuentes en el campo.
9. La densidad de flujo y la morfología del núcleo del chorro térmico muestra una significativa variación que no es posible resolver con las presentes observaciones y por tanto no se puede concluir que es lo que las ocasiona.
10. Las observaciones de continuo de polvo a 1.3 mm con el SMA revelan una estructura compuesta por dos componentes separados por  $\sim 2''$ . El componente más brillante está asociado con el chorro térmico observado a 1.3 cm con el VLA.
11. Los máseres de agua observados aparecen en varias partes de la región. Un grupo compacto denominado **g1** está localizado en el centro del chorro térmico, y los máseres que lo forman se alinean perpendicularmente con la dirección del chorro. Además este grupo muestra un gradiente de velocidad que puede ser interpretado como el resultado de rotación Kepleriana de un anillo y que implica una masa para el objeto central de  $\sim 30 M_{\odot}$ .
12. La emisión de  $\text{SO}_2$  (226.300 GHz) proviene sólo del componente más brillante de los observados en continuo de polvo a 1.3 mm (el que está asociado con el chorro térmico). Esta línea de emisión muestra un gradiente de velocidad en el mismo sentido que el gradiente observado en los máseres de agua. Si se modela este gradiente como un anillo Kepleriano se obtiene una masa de  $\sim 20 M_{\odot}$ , la cual es consistente con la masa derivada a partir de la cinemática de los máseres de agua.

13. A partir de la emisión de  $\text{CH}_3\text{CN}$ , observada con el SMA, se calcula la temperatura rotacional de  $T_{\text{Brot}} = 234 \pm 5$  K y una densidad columnar de  $N = (3.9 \pm 0.1) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ , ambos valores son consistentes con la temperatura y densidad de material molecular calentado por una estrella tipo O.
14. A partir de las observaciones del SMA de la emisión de  $^{12}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  (ver Fig. 4.2) se puede decir que la fuente del flujo molecular es una fuente localizada en el chorro térmico de radiocontinuo. Además, la morfología de la emisión indica la probable presencia de precesión del eje de eyección del material.

Tanto las observaciones de baja resolución, que trazan el material a gran escala, como las observaciones de alta resolución, indican que la fuente central en IRAS 16547–4247 es un objeto masivo, muy probablemente una estrella tipo O. Las observaciones de máseres y líneas moleculares a alta resolución muestran evidencia de una estructura aplanada y rotante que puede ser un disco como se esperaría en un escenario de acreción. El flujo molecular a gran escala y el chorro térmico refuerzan la idea de que en el centro debe existir un disco. Sin embargo la resolución de los instrumentos disponibles para estudiar esta fuente está apenas en el límite que nos permite decir algo sobre la estructura del disco y el flujo en las regiones cercanas a la estrella (o estrellas). Dos proyectos de telescopios son muy importantes para adelantar el entendimiento sobre esta fuente, el EVLA (Napier. P. J. 2006) y ALMA (Tarenghi 2008). Con el EVLA se podrá hacer un estudio más profundo de la estructura y variación de la fuente en el radio continuo centimétrico revelando la naturaleza de algunas de las fuentes de radiocontinuo en la región. Con ALMA la situación mejorará aun más, la ubicación sureña de este interferómetro permitirá estudiar la fuente con mucha facilidad. La resolución angular de ALMA permitirá resolver las estructuras apenas resueltas con el SMA, tanto en el continuo de polvo como en las líneas de emisión.

# Bibliografía

- [1] Adams, F.C. 1991, ApJ, 382, 544
- [2] André, P., Ward-Thompson, D. & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122
- [3] Anglada, G., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Estalella, R., & Torrelles, J. M. 1992, ApJ, 395, 494
- [4] Anglada, G. 1996, in ASP Conf. Ser. 93, Radio Emission from the Stars and the Sun, ed. A. R. Taylor & J. M. Paredes (San Francisco: ASP), 3
- [5] Anglada, G. 1996a, in *Radio Emission from the Stars and the Sun*, ed. A. R. Taylor & J. M. Paredes, ASP Conf. Ser., 93, 3
- [6] Araya, E., Hofner, P., Kurtz, S., Bronfman, L., & DeDeo, S. 2005, ApJS, 157, 279
- [7] Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., Lee, C.-F., Bachiller, R., Rosen, A., & Beuther, H. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press), 245
- [8] Bachiller, R. 1996, ARA&A, 34, 111
- [9] Balanis, C. A. 1982, *Antenna Theory*; Wiley
- [10] Bally, J. & Zinnecker, H. 2005, AJ, 129, 2281
- [11] Batchelor, R. A., Caswell, J. L., Haynes, R. F., Wellington, K. J., Goss, W. M., & Knowles, S. H. 1980, Australian Journal of Physics, 33, 139
- [12] Beuther, H., Schilke, P., Gueth, F., McCaughrean, M., Andersen, M., Sridharan, T. K., & Menten, K. M. 2002a, A&A, 387, 931

- [13] Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., Motte, F., Sridharan, T. K., & Wyrowski, F. 2002b, *ApJ*, 566, 945
- [14] Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T.K., Menten, K.M., Walmsley, C. M., & Wyrowski, F. 2002c, *A&A*, 383, 892
- [15] Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 2003, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, 3rd ed., by Philip R. Bevington, and Keith D. Robinson. Boston, MA: McGraw-Hill, ISBN 0-07-247227-8
- [16] Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- [17] Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- [18] Bonnell, I. A., & Bate, M. R. 2005, *MNRAS*, 362, 915
- [19] Born, M. & Wolf, E. 1980, *Principles of Optics*; Cambridge University Press
- [20] Bourke, T. L., Garay, G., Lehtinen, K. K., Köhnenkamp, I., Launhardt, R., Nyman, L-Å, May, J., Robinson, G., & Hyland, A. R. 1997, *ApJ*, 476, 781
- [21] Brand, J. & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
- [22] Briggs, D. 1995, Ph.D. thesis, New Mexico Inst. of Mining and Technology
- [23] Bronfman, L., Nyman, L-Å. & May, J. A. 1996, *A&AS*, 115, 81
- [24] Brooks, K. J., Garay, G., Mardones, D., & Bronfman, L. 2003, *ApJ*, 594, L131
- [25] Brooks, K. J., Garay, G., Voronkov, M., & Rodríguez, L. F. 2007, *ApJ*, 669, 459
- [26] Buckle, J. V., & Fuller, G. A. 2003, *A&A*, 399, 567
- [27] Cabrit, S., & Bertout, C. 1986, *ApJ*, 307, 313
- [28] Cabrit, S., & Bertout, C. 1990, *ApJ*, 348, 530

- [29] Cabrit, S., & Bertout, C. 1992, *A&A*, 261, 274
- [30] Cabrit, S., Goldsmith, P. F., & Snell, R. L. 1988, *ApJ*, 334, 196
- [31] Casoli, F., Dupraz, C., Gerin, M., Combes, F., & Boulanger, F. 1986, *A&A*, 169, 281
- [32] Caswell, J. L. 1998, *MNRAS*, 297, 215
- [33] 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: Univ. Arizona Press), 197
- [34] Chakrabarti, S. K. 1988, *MNRAS*, 235, 33
- [35] Charnley, S. B. 1997, *ApJ*, 481, 396
- [36] Cheung, A. C., Rank, D. M., Townes, C. H., Thornton, D. D., & Welch, W. J. 1969, *Nature*, 221, 626
- [37] Chin-Fei Lee; Lee G. Mundy; Stone, J. M. & Eve C. Ostriker, 2002, *ApJ*, 576,294
- [38] Chini, R., Kruegel, E., & Wargau, W. 1987, *A&A*, 181, 378
- [39] Churchwell, E. 2000, *Unsolved Problems in Stellar Evolution*, ed. M. Livio (Cambridge University Press)
- [40] Codella, C., Bachiller, R., Benedettini, M., Caselli, P., Viti, S., & Wakelam, V. 2005, *MNRAS*, 361, 244
- [41] Curiel, S., Cantó, J., & Rodríguez, L. F. 1987, *RevMexA&A*, 14, 595
- [42] Curiel, S., Rodríguez, L. F., Bohigas, J., Roth, M., Cantó, J., & Torrelles, J. M. 1989, *ApL&C*, 27, 299
- [43] Curiel, S., et al. 2006, *ApJ*, 638, 878
- [44] Eisloffel, J., Mundt, R., Ray, T. P., & Rodríguez, L. F. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), 815
- [45] Elitzur, M. 1992, *Astrophysics and Space Science Library*, 170



- [46] Evans, N. J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
- [47] Faúndez, S., Bronfman, L., Garay, G., Chini, R., Nyman, L.-Å, & May, J. 2004, *A&A*, 426, 97
- [48] Favata, F.; Fridlund, C. V. M.; Micela, G.; Sciortino, S. & Kaas, A. A. 2002, *A&A*, 386, 204
- [49] Figer, D. F., et al. 2002, *ApJ*, 581, 258
- [50] Forster, J. R., & Caswell, J. L. 1989, *A&A*, 213, 339
- [51] Franco-Hernández, R., Moran, J.M., Rodríguez, L.F., & Garay, G. 2005, in *Protostars and Planets V*, Contribution No. 1286.
- [52] Franco-Hernandez, R., Moran, J. M., Rodriguez, L. F., & Garay, G. 2009, *ApJ*, 701, 974
- [53] Galván-Madrid, R., Avila, R., & Rodríguez, L. F. 2004, *RevMexA&A*, 40, 31
- [54] Garay, G., Brooks, K., Mardones, D., & Norris, R. P. 2003, *ApJ*, 587, 739
- [55] Garay, G., Ramirez, S., Rodríguez, L. F., Curiel, S., & Torrelles, J. M. 1996, *ApJ*, 459, 193
- [56] Garay, G. & Lizano S. 1999, *PASP*, 111, 1049
- [57] Garay, G., Brooks, K. J., Mardones, D., & Norris, R. P. 2003, *ApJ*, 587, 739
- [58] Garay, G., Mardones, D., Bronfman, L., Brooks, K.J. Rodríguez, L.F., Güsten, R., Nyman, L-Å, Franco-Hernández, R., & Moran, J.M. 2007, *A&A* 463, 217
- [59] Goldstein, H. 1980 *Classical Mechanics*; Addison–Wesley
- [60] Guélin, M, Nieten, C., Neininger, N., Muller, S., Lucas, R., Ungerechts, H., Wielebinski, R. *Distribution and properties of the molecular clouds in M31* The interstellar medium in M31 and M33. Proceedings 232. WE-Heraeus Seminar, 22-25 May 2000, Bad Honnef, Germany. Edited by Elly

- M. Berkhuijsen, Rainer Beck, and Rene A. M. Walterbos. Shaker, Aachen, 2000, p. 15-20
- [61] Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, A&A, 343, 571
- [62] Güsten, R., Nyman, L.Å., Schilke, P., Menten, K., Cesarsky, C., & Booth, R. 2006, A&A, 454, L13
- [63] Haro, G. 1952, ApJ 115,572
- [64] Hartigan, P., Edwards, S. & Ghandour, L. 1995, ApJ 452, 736
- [65] Hatchell, J., Thompson, M. A., Millar, T. J., & MacDonald, G. H. 1998, A&A, 338, 713
- [66] Herbig, G. 1951 ApJ 113,697
- [67] Hosokawa, T., & Omukai, K. 2009, ApJ, 691, 823
- [68] Hotzel, S., Harju, J., Juvela, M., Mattila, K. & Haikala, L. K. 2002, A&A 391, 275
- [69] Jackson, J. D. 1999 *Classical Electrodynamics*, Wiley
- [70] Jiang, Z. A. et al. 2005, Nature, 437, 112
- [71] Jones, B. F., & Walker, M. F. 1988, AJ, 95, 1755
- [72] Juvela, M. 1996, A&AS, 118, 191
- [73] Kiminki, D. C., et al. 2007, ApJ, 664, 1102
- [74] Krolik, J. H. 1999, Active galactic nuclei: from the central black hole to the galactic environment (Princeton, N.J.: Princeton University Press)
- [75] Lada, Charles J. Star formation - From OB associations to protostars IN: Star forming regions; *Proceedings of the Symposium, Tokyo, Japan*, Nov. 11-15, 1985 (A87-45601 20-90). Dordrecht, D. Reidel Publishing Co. 1987, p. 1-17; Discussion, p. 17, 18.
- [76] Lada, C. J. in *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution* (eds, C.J. Lada & N. D. Kylafis), 329 (Dordrecht: Kluwer, 1991)

- [77] Ladd, E.F., Adams, F.C., Fuller, G.A., Myers, P.C., Casey, S., Davidson, J.A., Harper, D.A., & Padman, R. 1991, *ApJ*, 382, 555
- [78] Lang, C. C., Goss, W. M., & Rodríguez, L. F. 2001, *ApJ*, 551, L143
- [79] Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- [80] Leurini, S., Schilke, P., Parise, B., Wyrowski, F., Güsten, R., & Philipp, S. 2006, *A&A*, 454, L83
- [81] Mardones, D., Myers, P.C., Tafalla, M., Wilner, D.J., Bachiller, R., & Garay, G. 1997, *ApJ*, 489, 719
- [82] Margulis, M., & Lada, C. J. 1985, *ApJ*, 299, 925
- [83] Martí. J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, *ApJ*, 416, 208
- [84] Martí. J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1995, *ApJ*, 449, 184
- [85] Martí. J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1998, *ApJ*, 502, 337
- [86] McCaughrean, M. J., & Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, 108, 1382
- [87] McKee, C. F., & Tan, J. C. 2002, *Nature*, 416, 59
- [88] McKee, C. F., & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
- [89] Motte, F., & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- [90] Myers, P.C., Mardones, D., Tafalla, M., Williams, J.P., & Wilner, D.J. 1996, *ApJ*, 465, L133
- [91] Najita, J. & Shu, F. H. 1994, *ApJ*, 429, 808
- [92] Najita, J. 1995, *RMxAC*, 1, 293.
- [93] Napier, P. J. 2006, *Revealing the Molecular Universe: One Antenna is Never Enough*, 356, 65
- [94] Narayanan, G., & Walker, C. F. 1996, *ApJ*, 466, 844
- [95] Osorio, M., Lizano, S., & D'Alessio, P. 1999, *ApJ*, 525, 808
- [96] Ostriker, E. C. & Shu, F. H. 1995, *ApJ*, 447, 813

- [97] Patel, N. A., et al. 2005, *Nature*, 437, 109
- [98] Plume, R., Jaffe, D.T., & Evans, N.J. II. 1992, *ApJS*, 78, 505
- [99] Plume, R., Jaffe, D.T., Evans, N.J. II., Martín-Pintado, J., & Gómez-Gonzalez, J. 1997, *ApJ*, 476, 730
- [100] Pravdo, S. H., Rodríguez, L. F., Curiel, S., Canto, J., Torrelles, J. M., Becker, R. H., & Sellgren, K. 1985, *ApJ*, 293, L35
- [101] Pravdo, S. H., Feigelson, E. D., Garmire, G., Maeda, Y., Tsuboi, Y. & Bally, J. 2001, *Nature*, 413, 708
- [102] Raga, A. & Cabrit, S., Molecular outflows entrained by jet bowshocks 1993, *A&A*, 278, 267
- [103] Raga, A. C., Rodríguez, L. F., & Cantó, J. 1997, *RMxF*, 43, 825
- [104] Ray, T., Dougados, C., Bacciotti, F., Eislöffel, J., & Chrysostomou, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press), 231
- [105] Reipurth, B., Yu, Ka Chun, Rodríguez, L. F., Heathcote, S. & Bally, J. 1999, *A&A*, 352,L83
- [106] Reipurth, B. & Bally, J. 2001, *ARA&A*, 39, 403
- [107] Reitz, J. R., Milford, F. J. & Christy, R. W. 1996, *Fundamentos de Teoría Electromagnética*; Addison Wesley Iberoamericana.
- [108] Reynolds, S. P. 1986, *ApJ*, 304,713
- [109] Rodríguez, L. F. & Cantó, J. 1983, *RevMexAA*, 8, 163
- [110] Rodríguez, L. F., Curiel, S., Moran, J. M., Mirabel, I. F., Roth, M. & Garay, G. 1989, *ApJ*, 346, L85
- [111] Rodríguez L. F. (Compilador) 1996 *Formación Estelar* UNAM–FCE Ediciones Científicas Universitarias
- [112] Rodríguez, L. F. 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars*, proceedings of IAU Symp. No. 182, eds. B. Reipurth & C. Bertout, p. 83 (Dordrecht: Kluwer)

- [113] Rodríguez, L. F., Delgado-Arellano, V. G., Gómez, Y., Reipurth, B., Torrelles, J. M., Noriega-Crespo, A., Raga, A. C., & Cantó, J. 2000, *AJ*, 119, 882
- [114] Rodríguez, L. F., Torrelles, J. M., Anglada, G., & Martí, J. 2001, *Rev-MexA&A*, 37, 95
- [115] Rodríguez, L.F., Garay, G., Brooks, K.J., & Mardones, D. 2005, *ApJ*, 626, 953
- [116] Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Franco-Hernández, R., Garay, G., Brooks, K. J., & Mardones, D. 2008, *AJ*, 135, 2370
- [117] Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, *Tools of Radio Astronomy*; Springer.
- [118] Ryle M. 1952, *RSPSA*, 211, 351
- [119] Sandage, A. R. 1986, *A&A*, 161, 89
- [120] Schilke, P., Groesbeck, T. D., Blake, G. A., & Phillips, T. G. 1997, *ApJS*, 108, 301
- [121] Shepherd, D.S., & Churchwell, E. 1996, *ApJ*, 472, 225
- [122] Shu, F.H., Adams, F.C., & Lizano, S. 1987 *ARA&A*, 25, 23
- [123] Shu, F. H., Lizano, S., Ruden, S. P. & Najita, J. 1988, *ApJ*, 328, L19
- [124] Shu, F.H, Najita, J., Galli, D., Ostriker, E., & Lizano, S. in *Protostars and Planets III* (eds. E.H. Levy & J.I. Lunine), 3 (University of Arizona Press, Tucson, 1993)
- [125] Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S. & Lizano, S. 1994a, *ApJ*, 429, 781
- [126] Shu, F. H., Najita, J., Ruden, S. P. & Lizano, S. 1994b, *ApJ*, 429, 797
- [127] Snell, R.L., & Loren, R.B. 1977, *ApJ*, 211, 122
- [128] Sollins, P. K., Zhang, Q., & Ho, P. T. P. 2004, *ApJ*, 606, 943
- [129] Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P. in *Protostars and Planets IV* (eds. Mannings, V., Boss, A.P. & Russell, S. S.), 327 (University of Arizona Press, Tucson, 2000)

- [130] Stark, A. A., & Brand, J. 1989, *ApJ*, 339, 763
- [131] Tarengi, M. 2008, *Ap&SS*, 313, 1
- [132] Thompson, A. R., Moran, J. M. & Swenson, G. W. 1998 *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*; Krieger
- [133] Torrelles, J. M., Patel, N. A., Gómez, J. F., & Anglada, G. 2002, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 13, 108
- [134] van der Tak, F.F.S., van Dishoeck, E.F., Evans II, N.J., & Blake, G.A. 2000, *ApJ*, 537, 283
- [135] van der Tak, F. F. S., Boonman, A. M. S., Braakman, R., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 133
- [136] van der Tak, F. F. S., Walmsley, C. M., Herpin, F., & Ceccarelli, C. 2006, *A&A*, 447, 1011
- [137] Val'Tts, I. E., Slysh, V. I., Voronkov, M. A., & Migenes, V. 2005, *Future Directions in High Resolution Astronomy*, ASP Conference Proceedings, Vol. 340. Edited by J. Romney and M. Reid, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, p. 367
- [138] Voronkov, M. A., Brooks, K. J., Sobolev, A. M., Ellingsen, S. P., Ostrovskii, A. B. & Caswell, J. L. 2006, *MNRAS*, 373, 411
- [139] Walmsley, C.M. 1995, *RMAA Conf.Ser.*, 1, 137
- [140] Windhorst, R. A., Fomalont, E. B., Partridge, R. B., & Lowenthal, J. D. 1993, *ApJ*, 405, 498
- [141] Yamashita, T., Suzuki, H., Kaifu, N., Tamura, M., Mountain, C. M., & Moore, T. J. T. 1989, *ApJ*, 347, 894
- [142] Yorke, H.W. 1984, *Workshop on Star Formation*, ed. R.D. Wolstencroft (Edinburgh: Royal Observatory), 63
- [143] Zhang, Q., Hunter, T.R., Brand, J., Sridharan, T.K., Molinari, S., Kramer, M.A., & Cesaroni, R. 2001, *ApJ*, 552, L167
- [144] Zinnecker, H., McCaughrean, M. J. & Rayner, J. T. 1998, *Nature*, 394, 862

- [145] Zinnecker, H., & Yorke, H. W. 2007, ARA&A, 45, 481