

UNIVERSIDAD DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS  
ESCUELA DE POSTGRADO

ESTUDIO DE LA NUBE MOLECULAR FILAMENTARIA G34.43+0.24:  
NÚCLEOS DENSOS Y FLUJOS MOLECULARES

PATRICIO ANDRÉS SANHUEZA NÚÑEZ

MIEMBROS DE LA COMISIÓN EVALUADORA

Prof. Guido Garay, Profesor Guía

Prof. Leonardo Bronfman, Profesor Co-Guía

Prof. Diego Mardones, Profesor Comisión

Prof. Rainer Mauersberger, Profesor Invitado

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGISTER EN CIENCIAS  
MENCIÓN ASTRONOMÍA

SANTIAGO DE CHILE

2008

## Resumen

La región G34.43+0.24 es una nube molecular opaca en la emisión del Infrarojo medio la cual presenta una forma filamentaria. Tiene una extensión de  $\sim 10$  pc y está ubicada a una distancia de 3.7 kpc. Esta región se escogió para realizar un estudio multilíneas con el fin de determinar su morfología a partir de la emisión de transiciones moleculares y poder estudiar la cinemática del gas, en particular investigar la presencia de flujos moleculares. Además tiene la ventaja de ser una fuente ecuatorial, por lo tanto es posible obtener observaciones desde los dos hemisferios. Ésto se hizo con los telescopios de Nobeyama (en Japón), APEX y SEST (ambos de Chile). Se realizaron observaciones en las longitudes de onda sub-milimétricas usando el telescopio APEX [en las líneas moleculares de CO(3  $\rightarrow$  2),  $^{13}\text{CO}$ (3  $\rightarrow$  2),  $\text{C}^{18}\text{O}$ (3  $\rightarrow$  2) y CS(7  $\rightarrow$  6)], y observaciones en las longitudes de onda milimétricas usando los telescopios Nobeyama [en las transiciones de CS(2  $\rightarrow$  1), SiO(2  $\rightarrow$  1),  $\text{C}^{34}\text{S}$ (2  $\rightarrow$  1),  $\text{HCO}^+$ (1  $\rightarrow$  0),  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ (1  $\rightarrow$  0) and  $\text{CH}_3\text{OH}$ (2  $\rightarrow$  1)] y SEST [en las líneas CS(2  $\rightarrow$  1) y  $\text{C}^{18}\text{O}$ (2  $\rightarrow$  1)]. Las observaciones tienen resoluciones angulares muy parecidas, siendo casi todas  $\sim 15$ - $19''$ . En las líneas del CO(3  $\rightarrow$  2) y el  $^{13}\text{CO}$ (3  $\rightarrow$  2) se hicieron mapas de emisión de la misma región cubierta por el mapa de emisión del continuo del polvo a 1.2 mm (Faúndez et al. 2004, Garay et al. 2004), es decir, la región completa que comprende G34.43+0.24. En el resto de las líneas se observaron sólo partes de la nube.

A partir de los mapas de emisión en las diferentes transiciones moleculares fue posible visualizar la correlación entre los núcleos moleculares y los núcleos trazados por la emisión del polvo a 1.2 mm y calcular sus tamaños. Asumiendo equilibrio termodinámico local (LTE) y equilibrio virial fue posible estimar masas, densidades y densidades de columnas.

Para el estudio del gas a alta velocidad se realizó mapas posición–posición de la emisión de las alas de los espectros y mapas posición–velocidad, con los cuales se visualizó la orientación espacial de los flujos moleculares. Se descubrieron tres flujos moleculares. Unos de ellos, el ubicado en el extremo norte de G34.4, muestra la presencia de fuente muy energética inmersa en el polvo y gas dentro de la nube molecular. Previamente, esta zona de G34.4 no mostraba evidencia de formación de estrellas. Siguiendo el formalismo LTE descrito por Bourke et al. (1997) se determinó la masa, el momentum y la energía cinética asociada a los flujos.

El estudio y modelamiento de los perfiles de los espectros en las posiciones de máxima emisión, que coinciden con la posición del núcleo MM2, nos indican que se encuentra bajo colapso gravitacional. Para obtener una estimación de la velocidad de colapso y la tasa de acreción se utilizó el modelo simple de Myers et al. (1996), encontrándose parámetros con el valor necesario para permitir la formación de estrellas masivas.

*“Dedicada a: mis padres María y Miguel  
É a mi esposa Andrea”*

## Agradecimientos

Primero quiero agradecer el apoyo que he recibido siempre de mi familia, tías, abuelos, primos, hermanos, pero principalmente de mi mamá y papá. Mis padres siempre estuvieron apoyándome en las buenas y en las malas, sacrificándose por mí. Sin su ayuda no podría haber obtenido la Licenciatura ni el Magíster, ni mucho menos la opción de ir a estudiar al extranjero.

A mi amada esposa Andrea. Que desde la Licenciatura hemos estado compartiendo nuestras vidas. Siempre ayudándonos y dándonos ánimo para seguir adelante. Siempre pensando en un futuro juntos cumpliendo nuestros sueños.

A mi profesor guía, Guido Garay, quien siempre estuvo pendiente de mí, enseñándome y corrigiéndome constantemente. Sin duda, de quién más aprendí de Astronomía fue de él. Me enseñó, entre otras cosas, metodologías de trabajo, ciencia, inglés y hasta español. También le estoy muy agradecido por su preocupación en mis postulaciones para hacer el doctorado. A mi profesor co-guía, Leonardo Bronfman, con quien aprendí aspectos observacionales y tuve conversaciones muy productivas acerca de mi trabajo.

A mis compañeros y amigos Denise, David, Esteban, Juan, Zeus, Max y Pablo, con quienes compartí divertidos momentos en Calán y en algunos (pocos) carretes. Todos ellos hicieron mucho más ameno mis comienzos en Astronomía.

A los profesores René Méndez, Edgardo Costa, Mónica Rubio y Diego Mardones por acogerme amablemente desde el comienzo. A Fernando Olmos y Hernán Pulgar, con quienes pasé estretenidas noches de observación y conversación en el GOTO. Y agradecer la paciencia de Hernán, que no había día que no lo molestara.

A todos los funcionarios del Cerro Calán, especialmente a Lily, Mariela, Carmen, Don Carlos y Don Ricardo, por toda la ayuda prestada.

Al Centro de Astrofísica FONDAP por el apoyo económico entregado durante mi programa de Magíster.

Y, finalmente, al Departamento de Astronomía por el apoyo financiero en el pago del arancel, permitiendome terminar el programa de Magíster sin problemas.

Gracias a todos.

*LABOR OMNIA VINCIT*

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Nubes moleculares opacas al infrarojo (IRDCs)	1
1.2. Formación de estrellas masivas	2
1.3. Flujos moleculares	4
1.4. Características de la región G34.43+0.24	7
<b>2. Observaciones y Reducción de Datos</b>	<b>11</b>
2.1. Observaciones	11
2.1.1. Radiotelescopio de Nobeyama	11
2.1.2. Radiotelescopio SEST	13
2.1.3. Radiotelescopio APEX	13
2.2. Reducción de Datos	14
<b>3. Resultados</b>	<b>16</b>
3.1. Filamento y núcleos densos	16
3.2. Espectros observados hacia posiciones seleccionadas	28
3.3. Flujos moleculares	32
3.3.1. Región central	32
3.3.2. Región norte	37
<b>4. Análisis y Discusión</b>	<b>40</b>
4.1. Núcleos moleculares	40
4.1.1. Cálculo de parámetros asumiendo equilibrio termodinámico local	40
4.1.2. Cálculo de parámetros asumiendo equilibrio virial	41
4.1.3. Comparación de masas con diferentes autores y distintos métodos	42

4.1.4. Parámetros hacia las posiciones de máxima emisión en los núcleos MM1 y MM2 . . . . .	43
4.1.5. Indicio de colapso hacia el núcleo MM2 . . . . .	43
4.1.6. Diagramas rotacionales . . . . .	47
4.2. Flujos moleculares . . . . .	49
4.2.1. Descubrimiento de un nuevo flujo molecular en la región G34.43+0.24 . . . . .	54
<b>5. Conclusiones</b>	<b>56</b>
<b>A. Transiciones moleculares</b>	<b>58</b>
A.1. Transiciones electrónicas . . . . .	59
A.2. Transiciones vibracionales . . . . .	59
A.3. Transiciones rotacionales . . . . .	60
<b>B. Transiciones rotacionales</b>	<b>62</b>
<b>C. Parámetros de los núcleos moleculares</b>	<b>65</b>
C.1. Densidad de columna . . . . .	65
C.2. Temperatura de excitación . . . . .	68
C.3. Determinación de las profundidades ópticas en $C^{18}O(3 \rightarrow 2)$ y $^{13}CO(3 \rightarrow 2)$ . . . . .	69
C.4. Determinación de la densidad de columna del $C^{18}O(3 \rightarrow 2)$ . . . . .	70
C.5. Determinación de la masa LTE . . . . .	71
<b>D. Parámetros de los flujos moleculares</b>	<b>72</b>
D.1. Masa . . . . .	72
D.2. Momentum, energía cinética y luminosidad mecánica . . . . .	73
D.3. Velocidad característica e inclinación del flujo molecular . . . . .	74
<b>E. Modelo simple de colapso de Myers et al. (1996)</b>	<b>77</b>



# Índice de figuras

1.1. Figura 1 de Rathborne et al. (2005). . . . .	8
3.1. Espectros observados en la línea del CO(3 → 2) hacia G34.43+0.24 . . . . .	17
3.2. Espectros observados en la línea del <sup>13</sup> CO(3 → 2) hacia G34.43+0.24 . . . . .	18
3.3. Espectros observados en las líneas del C <sup>18</sup> O(3 → 2) y del CS(7 → 6) hacia la región central de G34.43+0.24 . . . . .	19
3.4. Espectros observados en las líneas del CS(2 → 1) y del C <sup>34</sup> S(2 → 1) hacia la región central de G34.43+0.24 . . . . .	20
3.5. Espectros observados en las líneas del HCO <sup>+</sup> (1 → 0) y del H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1 → 0) hacia la región central de G34.43+0.24 . . . . .	21
3.6. Espectros observados en las líneas del SiO(2 → 1) y del CH <sub>3</sub> OH(2 → 1) hacia la región central de G34.43+0.24 . . . . .	22
3.7. Espectros observados en las líneas del C <sup>18</sup> O(3 → 2) y del CS(2 → 1) hacia la región más al norte de G34.43+0.24 . . . . .	23
3.8. Mapas de contornos de diferentes moléculas hacia la región central de G34.43+0.24	25
3.9. Mapas de contornos de las transiciones rotacionales del CH <sub>3</sub> OH(2 → 1) en la región central de G34.43+0.24 . . . . .	26
3.10. Mapas de contornos de diferentes moléculas hacia la región norte de G34.43+0.24	27
3.11. Espectros observados hacia el núcleo milimétrico MM1 . . . . .	30
3.12. Espectros observados hacia el núcleo milimétrico MM2 . . . . .	31
3.13. Espectros observados hacia el núcleo milimétrico MM3 . . . . .	33
3.14. Diagramas posición–velocidad a lo largo de líneas en la dirección norte–sur. . . .	34
3.15. Mapas de contorno integrados en velocidad de la emisión de las alas hacia la región central de G34.43+0.24, en diferentes líneas moleculares. . . . .	36

3.16. Diagrama posición–velocidad del flujo molecular O–MM3 en las líneas del CO(3 → 2) y <sup>13</sup> CO(3 → 2) hacia la región norte de G34.43+0.24 . . . . .	38
3.17. Mapas de contornos integrados en velocidad de la emisión de las alas en las transiciones del CO(3 → 2) y el <sup>13</sup> CO(3 → 2) hacia la región norte de G34.43+0.24, el núcleo MM3. . . . .	39
4.1. Espectros y modelos de las líneas del <sup>13</sup> CO(3 → 2), C <sup>18</sup> O(3 → 2) y CS(7 → 6) en la posición de máxima intensidad hacia MM2. . . . .	45
4.2. Diagramas rotacionales en los núcleos MM1, MM2 y MM4 . . . . .	50
4.1. Geometría del modelo de flujos moleculares de Cabrit & Bertout (1986) . . . . .	75
5.1. Perfiles de líneas del modelo de Myers et al. (1996) . . . . .	81

# Índice de cuadros

1.1. Propiedades de los núcleos trazados por la emisión del polvo a 1.2 mm . . . . .	9
2.1. Resumen de Parámetros Observacionales . . . . .	12
3.1. Temperatura de brillo integrada en velocidad de las líneas de CH <sub>3</sub> OH(2 → 1) en las posiciones MM1, MM2 y MM4 . . . . .	28
3.2. Parámetros observados de los núcleos moleculares . . . . .	29
4.1. Parámetros derivados de los núcleos moleculares usando el método LTE . . . . .	41
4.2. Parámetros derivados de los núcleos moleculares usando el teorema del Viral . . . . .	42
4.3. Masas de los núcleos derivadas por diferentes autores y distintos métodos . . . . .	43
4.4. Parámetros hacia las posiciones de máxima emisión en los núcleos MM1 y MM2 . . . . .	44
4.5. Parámetros de las transiciones rotacionales del CH <sub>3</sub> OH (Anderson et al. 1990) . . . . .	48
4.6. Intensidades integradas y parámetros derivados de los diagramas rotacionales . . . . .	48
4.7. Parámetros derivados de los flujos moleculares . . . . .	53

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Nubes moleculares opacas al infrarojo (IRDCs)

Esta clase de nubes fue descubierta recientemente en el survey del plano galáctico realizado en el IR mediano con los telescopios espaciales *Infrared Space Observatory (ISO)* y *Midcourse Space Experiment (MSX)* (Perault et al. 1996; Carey et al. 1998; Hennebelle et al. 2001). Las IRDCs (abreviación proveniente del inglés *infrared dark clouds*) son identificadas como siluetas oscuras, debido a la gran extinción, en contra del fondo galáctico brillante en las longitudes de onda del IR medio. Simon et al. (2006) identificaron y catalogaron 10931 candidatos a IRDCs en su muestra realizada en el plano galáctico a  $8 \mu\text{m}$  con *MSX*. Esta clase de nubes se identifican mejor en la banda “A” ( $8 \mu\text{m}$ ) de *MSX* debido a que la emisión de Hidrocarburos Aromáticos Policíclicos (PAHs) a  $7.7$  y  $8.6 \mu\text{m}$  contribuyen a una emisión de fondo más brillante, y a que la banda “A” es más sensible que las otras bandas del satélite. Las observaciones, tanto en longitudes de onda del IR y el radio, muestran que las IRDCs tienen bajas temperaturas ( $< 25$  K), densidades altas ( $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ), masas superiores a  $1000 M_{\odot}$  y densidades de columna grandes ( $\sim 10^{23} - 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ ), lo que las hace completamente opacas ( $A_v > 100$ ) incluso en el IR. Recientemente, se ha sugerido que las IRDCs son probablemente los lugares donde se forman las estrellas de alta masa, en similitud a los glóbulos opacos de Bok que forman estrellas de baja masa (Pillai et al. 2006; Rathborne et al. 2006; Ragan et al. 2006; Beuther & Steinacker 2007; Jackson et al. 2008). Por analogía, se espera que los núcleos sin estrellas de alta masa sean de bajas temperaturas como los glóbulos de Bok, pero como son precursores de estrellas masivas deberían tener mayores tamaños, masas, densidades de columna y densidades volumétricas, como en efecto se ha encontrado. Distintos estudios de IRDCs muestran que la emisión en

líneas moleculares (Teyssier et al. 2002; Pillai et al. 2006; Ragan et al. 2006) y la emisión en el continuo del polvo (Rathborne et al. 2006) están altamente correlacionadas espacialmente con la absorción que muestran las imágenes en el IR medio.

## 1.2. Formación de estrellas masivas

El término estrella masiva es utilizado para referirse a una estrella tipo OB que tiene masa suficiente para producir una supernova ( $M > 8 M_{\odot}$ ). Las estrellas de alta masa juegan un rol muy importante en la evolución de las galaxias, pues son las fuentes principales de formación de elementos pesados y de radiación UV. Además inyectan grandes cantidades de energía al medio interestelar a través de vientos, flujos moleculares masivos, expansión de regiones de hidrógeno ionizado (H II) y explosiones de supernovas. Es también mediante este tipo de fenómenos que actúan como una fuente importante de mezcla y turbulencia en el medio interestelar. De esa manera afectan profundamente los procesos de formación de otras estrellas y planetas, así como las estructuras físicas, químicas y morfológicas de las galaxias.

A pesar del importante rol que juegan las estrellas masivas en la estructura y la evolución de la galaxia, el entendimiento de su formación y principalmente de las etapas más tempranas de evolución no es aún tan profundo como para las estrellas de baja masa. El estudio de sus etapas primitivas no ha sido fácil debido a varias razones. Nacen en regiones muy oscurecidas por gas y polvo, lo que las hace sólo observables en las longitudes de onda del radio y el IR. Habitualmente se encuentran a grandes distancias del sol ( $> 1$  kpc), lo que hace difícil obtener buenas resoluciones espaciales para su estudio. Evolucionan muy rápidamente, de manera que sus etapas iniciales son de corta vida, haciéndolas difícil de encontrar. Sin embargo, son muy luminosas, lo cual nos permite estudiarlas a grandes distancias; pero, como no nacen aisladas, si no que por el contrario, generalmente en grupos o asociaciones de estrellas OB, no es posible resolverlas individualmente debido a las grandes distancias.

Las etapas tempranas de la formación de estrellas masivas están caracterizadas por emisión del polvo y líneas moleculares que emiten en el rango de longitudes de onda del sub-milimétrico, milimétrico e IR. Estudiando estas emisiones se ha podido caracterizar los lugares donde nacen este tipo de estrellas, los núcleos moleculares masivos. Plume et al. (1997) realizó un estudio de regiones de formación de estrellas masivas asociadas con masers de  $H_2O$  utilizando varias transiciones del CS, encontrando radios típicos de 0.5 pc, densidades de  $8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y masas

viriales de  $4 \times 10^3 M_{\odot}$ . Más recientemente, Garay et al. (2007) observó emisión del continuo del polvo a 1.2 mm, y calculó tamaños típicos de  $\sim 0.4$  pc, temperaturas del polvo de  $\sim 30$  K, masas de  $\sim 2 \times 10^3 M_{\odot}$ , densidades de columna de  $\sim 3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  y densidades de  $\sim 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Se espera que las estrellas de alta masa tan pronto como su núcleo estelar haya sido formado comiencen a afectar su entorno considerablemente. Ellas comienzan a quemar el hidrógeno y alcanzan la secuencia principal antes de parar de acretar material de sus alrededores, ya que su escala de tiempo de Kelvin–Helmholtz es pequeña ( $\leq 10^4$  años para una estrella tipo O). Y debido a que emiten una gran cantidad de radiación UV, ionizan el medio circundante produciendo regiones H II.

Los procesos de nacimiento y evolución temprana de las estrellas masivas han despertado un considerable interés en los últimos años, haciendo de este tema uno de los más debatidos en astrofísica. Aunque observacionalmente se ha ido revelando nuevos aspectos, gracias a las nuevas tecnologías, y se espera mucho más de nuevos mega-proyectos, como ALMA; aún perdura uno de los mayores problemas conceptuales en los procesos de formación de esta clase de estrellas. ¿Como es que la presión de radiación ejercida por la estrella masiva sobre el gas y polvo circundante no impide la acreción? (Wolfire & Cassinelli 1987). En principio, esta presión de radiación es lo suficientemente fuerte para frenar la acreción de material, por lo que la teoría estándar de formación de estrellas de baja masa debería ser adaptada para poder explicar la existencia de estrellas masivas. Una posible solución es que las tasas de acreción de los núcleos masivos sean considerablemente mayores,  $10^{-4} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , comparada a la tasa de  $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  obtenida en estrellas de baja masa (Norberg & Maeder 2000; McKee & Tan 2003). Jijina & Adams (1996) y Yorke & Sonnhalter (2002) proponen una acreción via discos en vez de un colapso esférico simétrico. En los últimos años se han desarrollado varios modelos que sugieren que las estrellas de alta masa se forman a partir del colapso de núcleos masivos de una manera similar a como se forman las estrellas de baja masa (Osorio et al. 1999; McKee & Tan 2003; Krumholz et al. 2007). Sin embargo, teorías alternativas han sido desarrolladas. Una de ellas está basada en el hecho observacional de que las estrellas masivas siempre se forman en los centros de asociaciones de estrellas. En este escenario, llamado escenario de fusión o de colisiones de estrellas, las densidades estelares y protoestelares son lo suficientemente altas ( $\sim 10^8 \text{ pc}^{-3}$ ) para que las estrellas colisionen y se fusionen formando estrellas de alta masa, y de esa manera se evade los efectos de la presión de radiación (Bonnell et al. 1998; Bally & Zinnecker 2005). Otra teoría es la de acreción competitiva, que es una variante del escenario de coalescencia y

fue propuesto por Stahler et al. (2000) y Bonnell & Bate (2005). Las estrellas de baja masa se forman via colapso gravitacional, pero luego aumentan su masa via acreción (acreción de Bondi–Hoyle ) del gas que inicialmente no estaba ligado a las estrellas. Este modelo concuerda con las observaciones en la segregación de masa, es decir, que las estrellas más masivas se encuentran hacia los centros de las aglomeraciones de estrellas.

La evidencia observacional sugiere que las estrellas de por lo menos hasta  $30 M_{\odot}$  se forman via el escenario de acreción en núcleos de nubes moleculares turbulentos. Teóricamente todas las estrellas podrías ser formadas por medio de acreción, pero queda abierta la interrogante para las estrellas de más alta masa, en donde quizás otro proceso podría tomar una mayor importancia. El modelo de colisiones estelares tiene algunos problemas importantes. Primero, necesita una densidad estelar demasiado alta  $\sim 10^8 \text{ pc}^{-3}$ , la que es mucho más grande que las observadas generalmente  $\sim 10^4 \text{ pc}^{-3}$ , la región más densa reportada es W3 IRS5 con  $\sim 10^6 \text{ pc}^{-3}$  (Megeath et al. 2005). Segundo, es difícil imaginar como este modelo puede explicar la presencia de discos y flujos moleculares colimados tal como se observa. El modelo de acreción competitiva tiene dos dificultades importantes, primero que la presión de radiación interrumpe la acreción de Bondi–Hoyle una vez que la masa estelar alcanza las  $10 M_{\odot}$  (Edgar & Clarke 2004), así es improbable que la acreción competitiva opere a masas superiores. Segundo, este escenario es efectivo sólo si los parámetros viriales son inferiores a los observados actualmente en regiones de formación de estrellas masivas.

### 1.3. Flujos moleculares

Los flujos moleculares están compuestos principalmente por gas que se mueve a altas velocidades con respecto a la velocidad de la nube ambiente. Este material adquiere altas velocidades al ser arrastrado por chorros y/o vientos provenientes de proto–estrellas de todas las luminosidades. Desde su descubrimiento en 1976 (Zuckerman et al. 1976; Kwan & Scoville 1976), se han detectado una gran cantidad de flujos moleculares en zonas de formación de estrellas tanto de baja como de alta masa. Las observaciones revelan que hay una relación entre el colapso de material que forma la estrella y los flujos de gas que son expulsados de ella. Los flujos moleculares son de vital importancia en la evolución de las estrellas y las nubes moleculares que las albergan debido a que: pueden producir cambios en la composición química de la nube, son capaces de aminorar el proceso de colapso barriendo con el material circundante de la proto–estrella,

afectan el soporte turbulento, pueden transportar momento angular desde el disco hacia los alrededores permitiendo que la acreción continúe más allá de  $\sim 0.1 M_{\odot}$ , disipan la nube molecular, inyectan momentum y energía en los alrededores (desde unas pocas UA hasta decenas de parsecs), pueden producir nuevos episodios de formación estelar y afectar las condiciones para la formación de planetas. Además pueden darnos información de los procesos de formación de las estrellas, ya que entregan la pérdida de masa de la proto-estrella que los genera. En particular, los flujos moleculares masivos pueden ayudar a diferenciar entre los distintos escenarios de formación de estrellas de alta masa: mientras que el modelo de acreción predice flujos moleculares colimados con propiedades similares a los de estrellas de baja masa, es improbable que estructuras altamente colimadas puedan existir en los escenarios de colisiones estelares y los flujos serían diferentes. Los flujos moleculares pueden observarse en un gran rango de longitudes de onda, el que va desde el ultravioleta al radio, pero el impacto químico y físico sobre la nube se detecta principalmente a través de transiciones rotacionales en longitudes de onda del milimétrico y sub-milimétrico (por ejemplo, líneas del CO y SiO).

Los flujos moleculares generados por estrellas de baja masa (típicamente  $< 1 M_{\odot}$ ) han sido estudiados exhaustivamente desde principios de la década de los 80, ver por ejemplo los trabajos de Richer et al. (2000) y Bachiller & Tafalla (1999). Esta clase de flujos se extienden típicamente entre 0.1 y 1 pc y tienen velocidades entre los 10 y 100 km s<sup>-1</sup>. Se observan tasas de momentum típicas de  $10^{-5} M_{\odot} \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$  y la tasa de pérdida de masa puede alcanzar valores de  $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Bontemps et al. 1996). Flujos trazados por la emisión en CO utilizando observaciones de una sola antena (*single-dish*) muestran factores de colimación entre  $\sim 3$ –20, y hay una tendencia clara de que se observan mayores factores de colimación a mayores velocidades de los flujos (Bachiller & Tafalla 1999). Observaciones interferométricas muestran mayores factores de colimación, llegando a describirse esos flujos moleculares como chorros moleculares.

Los flujos moleculares producidos por estrellas de alta masa (estrellas tipo O y B) han recibido una mayor atención en el último tiempo, obteniéndose como resultado un entendimiento más profundo de sus propiedades; ver por ejemplo Churchwell (1999), Shepherd (2003, 2005) y Cesaroni (2005). La búsqueda de este tipo de fenómenos en regiones de formación de estrellas de alta masa a dado una tasa de detección de hasta  $\sim 90\%$  (Shepherd & Churchwell 1996; Henning et al. 2000; Zhang et al. 2001; Ridge & Moore 2001; Beuther et al. 2002). Flujos generados por estrellas tipo B medio y temprano tienen tasas de pérdida de masa entre  $10^{-5}$  y  $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , tasas de momentum entre  $10^{-4}$  y  $10^{-2} M_{\odot} \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$  y luminosidades mecánicas de  $10^{-1}$ – $10^2$



$L_{\odot}$ . Flujos moleculares provenientes de estrellas tipo B temprano y O tardío exceden los rangos anteriores y pueden ser bien colimados (factores de colimación más grandes que 5) cuando la escala de tiempo dinámico es menor que  $\sim 10^4$  años.

Se ha propuesto varios modelos para explicar como se forman los flujos moleculares, los que se pueden clasificar en cuatro categorías (Cabrit et al. 1997): *wind-driven shells*, *jet-driven bow shocks*, *jet-driven turbulent flows* y *circulation flows*. En los primeros tres los flujos moleculares representan material que ha sido desplazado por vientos estelares o acelerados por chorros altamente colimados. En el último modelo los flujos son producidos por gas que en un principio estaba cayendo hacia la proto-estrella, debido a la gravedad, pero es desviado y enviado hacia afuera. Gran parte del trabajo efectuado hasta ahora ha consistido en modelar flujos moleculares generados por estrellas de baja masa, y muy poco se ha realizado para los de alta masa. Los trabajos de Pudritz & Banerjee (2005), Zhang et al. (2002) y Beuther et al. (2002) sugieren que los flujos moleculares masivos pueden ser aproximadamente modelados por una versión escalada de los flujos de baja masa. El modelo *wind-driven shells* consiste en un viento que sopla radialmente que entra en el gas ambiente que rodea a la proto-estrella, formando una capa delgada de material barrido (Shu et al. 1991; Li & Shu 1996; Matzner & McKee 1999). Esta clase de modelo es atractivo particularmente para explicar flujos moleculares viejos de gran extensión lateral y baja colimación. En el modelo *jet-driven bow shocks*, un chorro altamente colimado se propaga dentro de la nube ambiente, produciendo una delgada capa alrededor del chorro (Raga & Cabrit 1993; Masson & Chernin 1993). El origen físico del chorro actualmente no es claro, pero podría ser incluso considerado como un caso extremo de vientos altamente colimados sin una componente más ancha. Es posible tomar o no encuenta campos magnéticos, lo que produce significantes diferencias (Cerqueira & de Gouveia Dal Pino 2001). En el modelo *jet-driven turbulent flows*, inestabilidades de Kelvin-Helmholtz a lo largo del chorro y su entorno conducen a la formación de una capa viscosa turbulenta (Canto & Raga 1991; Raga et al. 1993; Stahler 1994; Lizano & Giovanardi 1995; Cantó et al. 2003). Esta capa crece dentro del chorro y a su alrededor, y eventualmente el flujo completo llega a ser turbulento. Raga et al. (2004) discute como los flujos moleculares se forman a través de este modelo, en donde muestra los pocos estudios numéricos existentes. El modelo de *circulation flows* no está basado en vientos estelares o chorros, sino que más bien en material que en un principio caía hacia la proto-estrella pero fue desviado hacia fuera en un toroide de alta presión magneto-hidrodinámico a través de un patrón de circulación cuadrupolar alrededor de la estrella en formación, y acelerado a

velocidades superiores a la de escape por calentamiento local (Fiege & Henriksen 1996a,b). El flujo molecular podría ser afectado también por vientos y chorros, pero eso estaría limitado a las regiones polares y no sería el factor dominante en su aceleración (Lery et al. 1999, 2002). Este modelo puede ayudar a explicar la masa que poseen los flujos moleculares de estrellas tipo O, la cual no podría provenir completamente de la estrella por medio de vientos y chorros (Churchwell 1999). Finalmente, las simulaciones numéricas se concentran principalmente en dos modelos: *wind-driven shells* y *jet-driven bow shocks*. Éstos son lejos los más prometedores, sin embargo un modelo que combine ambos atributos, vientos y chorros, será posiblemente el que mejor explique las observaciones.

## 1.4. Características de la región G34.43+0.24

La región G34.43+0.24 es una nube molecular opaca al infrarrojo que posee una morfología filamentaria que se extiende por  $\sim 9'$  en la dirección norte-sur (9.7 pc a una distancia de 3.7 kpc). Esta nube está ubicada alrededor de  $11'$  al norte de la región ultra-compacta de hidrógeno ionizado (UC H II) G34.26+0.15 (Molinari et al. 1996).

Las primeras observaciones de esta nube fueron reportadas por Miralles et al. (1994), quienes observaron la emisión en la línea (1,1) del  $\text{NH}_3$  con una resolución espacial de  $1.5'$ , y la emisión en el radio continuo a 2 y 6 cm con una resolución espacial de  $5''$ . Sus observaciones mostraron una estructura molecular elongada en la dirección N-S con una masa de  $1000 M_\odot$  y la presencia de una región ultra compacta de hidrógeno ionizado (UC H II) asociada a la fuente IRAS 18507+0121. Bronfman et al. (1996), en su búsqueda de emisión de  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  hacia fuentes IRAS puntuales con colores en el infrarrojo lejano (FIR) característicos de regiones UC H II, detectaron una fuerte emisión con alas anchas que sugerían formación de estrellas masivas hacia la fuente puntual IRAS 18507+0121. Estudios posteriores a más alta resolución ( $\sim 16''$ ) en las transiciones moleculares del  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$ ,  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{C}^{34}\text{S}(2 \rightarrow 1)$  fueron realizados por Ramesh et al. (1997). Mediante modelos ellos mostraron que los perfiles de las líneas observadas podían ser explicados por medio de un núcleo caliente colapsando, el cual estaría oculto detrás de una envoltura fría y densa. Shepherd et al. (2004) detectaron, a partir de observaciones del continuo a 3 mm y de la emisión del  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  con una resolución angular de  $\sim 5''$ , dentro de la región central dos núcleos moleculares compactos separados por  $40''$ . Observaciones en el continuo a 1.2 mm revelan la presencia de cuatro núcleos de polvo

(Faúndez et al. 2004; Garay et al. 2004; Rathborne et al. 2005), denominados por los últimos autores como MM1, MM2, MM3 y MM4. La Figura 1.1 muestra la morfología de G34.43+0.24 en la imagen a 3.6, 4.5 y 8.0  $\mu\text{m}$ , a la izquierda, y a 24  $\mu\text{m}$ , a la derecha, obtenidas con el Telescopio Espacial *Spitzer* utilizando los instrumentos *IRAC* y *MIPS*, respectivamente. Los contornos son la emisión del continuo del polvo a 1.2 mm, obtenida con IRAM/MAMBO II. Esta emisión define los núcleos y muestra su ubicación espacial. Esta Figura corresponde a la Figura 1 de Rathborne et al. (2005).

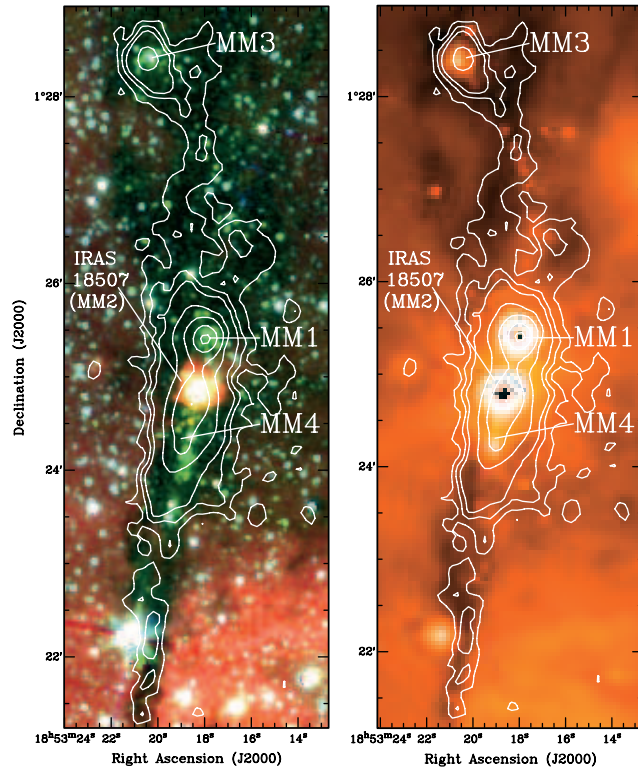


Figura 1.1— Esta figura corresponde a la Figura 1 de Rathborne et al. (2005). La imagen de la izquierda es una imagen tricolor realizada con *Spitzer/IRAC* en las longitudes de onda del IR a 3.6  $\mu\text{m}$  (azul), 4.5  $\mu\text{m}$  (verde) y 8.0  $\mu\text{m}$  (rojo); y la imagen de la derecha es *Spitzer/MIPS* a 24  $\mu\text{m}$ , también en el IR. Los contornos corresponden a la emisión del continuo del polvo a 1.2 mm de IRAM/MAMBO II.

El núcleo de polvo MM1 está asociado con el núcleo molecular más compacto detectado por Shepherd et al. (2004) ubicado hacia el norte, el cual contiene un objeto luminoso profundamente inmerso rodeado por cientos de masas solares de gas y polvo (Shepherd et al. 2004). Estos autores, basados en la carencia de detección de longitudes de onda del infrarrojo cercano (NIR), sugirieron que el objeto inmerso parece ser una proto-estrella masiva tipo B2 en una etapa temprana de evolución (análoga a una proto-estrella de baja masa “clase 0”). El núcleo de polvo MM2, localizado cerca del centro del filamento, está asociado con: el núcleo molecular sureño de Shepherd et al. (2004), con la fuente IRAS 18507+0121, un cúmulo de estrellas jóvenes (detectadas en el NIR) con una estrella central B0.5 (Shepherd et al. 2004) y una región UC H II (Miralles et al. 1994; Molinari et al. 1998). También está asociado con emisión maser de H<sub>2</sub>O (Miralles et al. 1994) y de CH<sub>3</sub>OH (Szymczak et al. 2000). El núcleo MM3 está ubicado en el borde norte del filamento,  $\sim 3.5'$  al norte del núcleo MM2. Garay et al. (2004) sugirieron que MM3 corresponde a un núcleo frío, masivo y denso que eventualmente colapsará para formar una estrella de alta masa. EL núcleo MM4 se encuentra a  $\sim 30''$  al sur de MM2 (Rathborne et al. 2005). En la Tabla 1.1 se listan las propiedades de estos cuatro núcleos de polvo.

Tabla 1.1: Propiedades de los núcleos trazados por la emisión del polvo a 1.2 mm

Núcleo	Posición Int. Máx.		Diámetro FWHM		
	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	Angular (")	Espacial (pc)	Masa ( $M_{\odot}$ )
MM1	18 53 18.0	01 25 24	16	0.19	1187
MM2	18 53 18.6	01 24 40	26	0.42	1284
MM3	18 53 20.4	01 28 23	24	0.38	301
MM4	18 53 19.0	01 24 08	24	0.38	253

Note. — Propiedades adoptadas de Rathborne et al. (2006).

Rathborne et al. (2005) reportaron un exceso de emisión a  $4.5 \mu\text{m}$  (*Spitzer*/IRAC) hacia estos núcleos. Este exceso puede ser producido por gas ionizado y/o gas chocando, por lo tanto actúa como un señalador de una activa formación de estrellas. Rathborne et al. (2006) identificaron hacia G34.43+0.24 nueve núcleos trazados por emisión del continuo del polvo a 1.2 mm, con masas que van desde 80 a  $1300 M_{\odot}$ . Recientemente, Shepherd et al. (2007) observaron la región central de este filamento, hacia los núcleos MM1 y MM2, en longitudes de onda del milimétrico con las transiciones moleculares del CO(1  $\rightarrow$  0), <sup>13</sup>CO(1  $\rightarrow$  0) y C<sup>18</sup>O(1  $\rightarrow$  0) a una resolución

de  $\sim 4''$  (OVRO) y con el *Telescopio Espacial Spitzer*. Ellos descubrieron cinco flujos moleculares masivos, tres de ellos asociados con MM2 y los otros dos con MM1. Con los datos de *Spitzer* identificaron 31 objetos estelares jóvenes dentro de todo el filamento, con una masa combinada de  $\sim 127 M_{\odot}$ , y 22 fuentes adicionales que ellos creen podrían ser miembros del cúmulo debido a la presencia de una fuerte emisión en  $24 \mu\text{m}$ .

# Capítulo 2

## Observaciones y Reducción de Datos

En este capítulo se presentan el conjunto de observaciones realizadas en diferentes longitudes de onda y los distintos telescopios utilizados para realizar este trabajo de tesis. Parte de los datos fueron obtenidos con anterioridad al inicio de la tesis, pero a medida que ésta se fue desarrollando fue necesario complementarlos con nuevas observaciones. En total se observaron doce transiciones moleculares, las que pueden ser divididas en dos grupos según sus longitudes de onda: milimétrico y submilimétrico. Los datos milimétricos provienen de una antena de 45 metros, el Radiotelescopio de Nobeyama ubicado en Japón y una antena de 15 metros de diámetro, el Radiotelescopio SEST localizado en La Silla, Chile. Los datos submilimétricos provienen del Radiotelescopio APEX de 12 metros de diámetro ubicado en San Pedro de Atacama, Chile. También se discuten algunos aspectos de la reducción de los datos y los programas utilizados.

La Tabla 2.1 presenta un resumen de las moléculas, transiciones, frecuencias y algunos parámetros observacionales.

### 2.1. Observaciones

#### 2.1.1. Radiotelescopio de Nobeyama

El Radiotelescopio de Nobeyama está ubicado en el *Nobeyama Radio Observatory (NRO)*, Japón. Es uno de los más grandes en operación, 45 m de diámetro, que trabaja entre las longitudes de onda de 1 mm y 1 cm (frecuencias entre 20 GHz y 230 GHz).

Tabla 2.1: Resumen de Parámetros Observacionales

Observación	Frecuencia (GHz)	Beam (FWHM) ( $''$ )	Espaciamiento ( $''$ )	Posiciones Observadas	$\Delta v$ ( $\text{Km s}^{-1}$ )	rms (K)
APEX						
$^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2) \dots$	330.588	18.4	20	145 <sup>a</sup>	0.11	0.37
$\text{CO}(3 \rightarrow 2) \dots\dots$	345.796	17.6	20	145 <sup>a</sup>	0.11	0.27
$\text{CS}(7 \rightarrow 6) \dots\dots$	342.883	17.8	20	21 <sup>b</sup>	0.11	0.18
$\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2) \dots$	329.331	18.5	20	30 <sup>b</sup>	0.11	0.29
Nobeyama						
$\text{CS}(2 \rightarrow 1) \dots\dots$	97.981	15.5	20	30 <sup>b</sup>	0.06	0.08
$\text{SiO}(2 \rightarrow 1) \dots\dots$	86.846	17.7	20	30 <sup>b</sup>	0.07	0.07
$\text{C}^{34}\text{S}(2 \rightarrow 1) \dots$	96.412	15.8	20	31 <sup>b</sup>	0.19	0.10
$\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0) \dots$	89.188	17.3	20	31 <sup>b</sup>	0.07	0.08
$\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$	86.754	17.7	20	30 <sup>b</sup>	0.07	0.07
$\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$	96.744	15.7	20	31 <sup>b</sup>	0.06	0.09
SEST						
$\text{CS}(2 \rightarrow 1) \dots\dots$	97.981	51.0	30	25 <sup>c</sup>	0.13	0.07
$\text{C}^{18}\text{O}(2 \rightarrow 1) \dots$	219.560	24.1	30	25 <sup>c</sup>	0.12	0.18

<sup>a</sup>Cubriendo la estructura filamentaria completa.

<sup>b</sup>Cubriendo la región central de G34.43+0.24, incluyendo los núcleos MM1, MM2 y MM4.

<sup>c</sup>Cubriendo el núcleo MM3, en la región más al norte del filamento.

Con este instrumento se observó la emisión en las transiciones moleculares de  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$  y  $\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$ , con una resolución angular entre  $15''$  y  $18''$ , hacia la región central del filamento (también conocida como la región IRAS 18507+0121). Estas observaciones fueron realizadas entre Febrero y Abril de 1996. Se utilizaron como *front end* dos receptores SiS llamados S80, que trabaja en un rango de frecuencias desde 72 a 115 GHz, y S100, que trabaja entre 77 y 115 GHz. Como *back end* se usó un espectrómetro acusto-óptico con 39 kHz de resolución cubriendo un ancho de banda total de 40 MHz. En las transiciones del  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$  se observaron, en el modo de observación llamado *position-switching*<sup>1</sup>, 31 posiciones dentro de una región de  $80'' \times 140''$  con un espaciamento de  $20''$ . Las temperaturas de sistema estuvieron entre 165 y 350 K. El tiempo de integración en cada posición sobre la fuente fue de 9.3, 9.3 y 8.8 minutos, re-

<sup>1</sup>*position-switching*: Es un método de observación para obtener líneas espectrales. El telescopio es movido entre una posición sobre la fuente y una posición de referencia definida por el observador fuera de la fuente, pero cerca a ella, para eliminar ondas provenientes del fondo, contribución atmosférica y efectos instrumentales. Con los espectros obtenidos de esta manera el software del instrumento sustrae al espectro de emisión el espectro del fondo. De esa forma es posible disminuir la mayoría de los efectos antes mencionados y obtener una buena línea de base.

sultando un rms típicamente de 0.08, 0.10 y 0.09 K en temperatura de antena, respectivamente. En las transiciones del CS(2  $\rightarrow$  1), SiO(2  $\rightarrow$  1) y H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1  $\rightarrow$  0) se observaron, en el modo de observación position-switching, 30 posiciones de una región de 80'' $\times$ 140'', con un espaciamiento de 20''. El rango de la temperatura de sistema fue de 160–390 K. El tiempo de integración en cada posición del mapa sobre la fuente fue de 10, 5 y 10 minutos, obteniéndose un rms típico de 0.08, 0.07 y 0.07 K en temperatura de antena, respectivamente. Parte de estos datos fueron usados anteriormente por Ramesh et al. (1997) para modelar la cinemática de la posición de emisión máxima hacia IRAS 18507+0121.

### 2.1.2. Radiotelescopio SEST

El Radiotelescopio SEST, *Swedish-ESO Submillimetre Telescope*, está ubicado en el Observatorio de La Silla, Chile. Posee un diámetro de 15 m y opera en un rango de frecuencias de 70 a 365 GHz.

Se observaron las emisiones moleculares de CS(2  $\rightarrow$  1) y C<sup>18</sup>O(2  $\rightarrow$  1) con resoluciones angulares de 51'' y 24'', respectivamente, hacia la zona más al norte del filamento (el núcleo MM3). Las observaciones efectuadas con este instrumento fueron realizadas en Marzo del 2003. Los *front end* utilizados son receptores SiS llamados IRAM 115, que trabaja en un rango de frecuencias desde 80 a 116 GHz, e IRAM 230, que trabaja desde 210 a 268 GHz. Como *back end* se usaron espectrómetros acusto-óptico de alta resolución que proporcionaron una separación de canales de 43 kHz y un ancho de banda total de 43 MHz. Se observó, con un espaciamiento de 30'', 25 posiciones dentro de una malla de 150'' $\times$ 150''. El tiempo de observación sobre la fuente en cada posición fue de  $\sim$ 2.2 minutos para el CS y de  $\sim$ 1.2 minutos para el C<sup>18</sup>O. Las temperaturas de sistema estuvieron entre 230 y 270 K para el CS y entre 400 y 540 K para el C<sup>18</sup>O, obteniéndose un rms en temperatura de antena de 0.07 y 0.18 K, respectivamente.

### 2.1.3. Radiotelescopio APEX

El Radiotelescopio APEX, *Atacama Pathfinder EXperiment*, es una colaboración entre Max Planck Institut für Radioastronomie, Onsala Space Observatory (OSO) y the European Southern Observatory (ESO). Se encuentra ubicado a 5100 m de altura en el Valle de Chajnantor, San Pedro de Atacama, Chile. Posee un diámetro de 12 m y cubrirá (a fines del 2008) un rango espectral desde 0.20 hasta 1.30 mm (frecuencias entre 210 y 1500 GHz).



Con este telescopio se observó la emisión de las líneas moleculares del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$ , con resoluciones angulares entre  $17''$  y  $19''$ . Las observaciones se realizaron en 3 fechas distintas: Julio del 2005, Octubre del 2005 y Mayo-Julio del 2006. Como *front end* se utilizó el receptor SiS heterodino llamado APEX-2a que opera entre 279–381 GHz. Como *back end* se usó el espectrómetro de transformadas de Fourier rápido (FFTS), el cual provee una separación de canales de 122 kHz y un ancho de banda total de 1 GHz con 8192 canales espectrales. En las transiciones del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  se observó, con un espaciamiento de  $20''$  y en el modo de observación position-switching, 145 posiciones dentro de una región de  $100'' \times 680''$ . Los motivos por los cuales en estas transiciones se cubrió una región mayor que el resto es que ambas emisiones moleculares son buenas trazadoras de gas de baja densidad, permitiendo determinar la estructura global de la nube molecular. Estas observaciones cubren una extensión similar a la exhibida por el mapa de emisión del polvo a 1.2 mm realizado por Garay et al. (2004). El tiempo de integración en cada posición sobre la fuente fue de típicamente  $\sim 0.6$  minutos para el  $^{13}\text{CO}$  y  $\sim 0.7$  minutos para el CO. Las temperaturas de sistema estuvieron entre 200–300 K para el  $^{13}\text{CO}$  y 110–340 K para el CO, resultando un rms en temperatura de antena de 0.37 y 0.27 K, respectivamente.

En las líneas del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  y el  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$  se mapeó la emisión hacia la parte central, con un espaciamiento de  $20''$ , utilizando el modo position-switching. En la transición del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  se observaron 30 posiciones dentro de una región de  $80'' \times 100''$ . Las temperaturas de sistema estuvieron entre 183–202 K. El tiempo de observación sobre la fuente en cada posición del mapa fue de  $\sim 0.9$  minutos, obteniéndose un rms de típicamente 0.29 K en temperatura de antena. En la transición del  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  se observaron 21 posiciones, con un tiempo de integración sobre la fuente de  $\sim 1.4$  minutos en cada posición de la región de  $40'' \times 120''$ , resultando un rms de 0.18 K. Las temperaturas de sistema fueron típicamente  $\sim 200$  K.

## 2.2. Reducción de Datos

La reducción de los datos consiste en determinar las líneas de base del continuo, las que pueden verse afectadas por condiciones atmosféricas y principalmente por efectos instrumentales. Para ello se ajustó un polinomio de grado  $n \leq 2$  a cada uno de los espectros dejando fuera del ajuste las líneas de emisión, para a continuación sustraer el polinomio y obtener los espectros finales. Para los espectros obtenidos con el Telescopio APEX fue necesario ajustar una línea de

base de orden  $n \leq 7$  debido a que algunos de ellos mostraban grandes ondulaciones, conocidas como *ripples*, de aproximadamente unos 400 MHz. Esto es producido por una máquina de enfriamiento que crea vibraciones mecánicas de 1 Hz, y el Oscilador Local acoplado al receptor se ve influenciado directamente causando que la ganancia del receptor varíe con las vibraciones. Estas ondulaciones tienen un impacto pequeño sobre observaciones de líneas delgadas y pueden ser corregidas fácilmente con un polinomio de alto grado, pero en observaciones extragalácticas, que son usualmente débiles y anchas, eso es un verdadero problema. Una discusión más profunda sobre este tema con sus soluciones se puede encontrar en el trabajo de Risacher et al. (2006). Una vez obtenidas líneas de base adecuadas se ajustó gaussianas a los espectros y se realizaron mapas de contornos posición–posición y posición–velocidad. Todo lo anterior fue realizado con los softwares CLASS y Graphic, desarrollados por el grupo de trabajo GILDAS.

# Capítulo 3

## Resultados

### 3.1. Filamento y núcleos densos

Las Figuras 3.1 y 3.2 muestran las grillas de espectros observadas en las transiciones moleculares del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ , respectivamente, utilizando el Telescopio APEX. Estas observaciones muestran que la nube G34.43+0.24 posee una estructura filamentaria en la dirección norte-sur con una extensión y morfología similar a la presentada por Garay et al. (2004; ver su Figura 4) utilizando observaciones del continuo del polvo a 1.2 mm, realizadas con el Telescopio SEST. Destaca el hecho que los espectros del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  muestran una considerable auto-absorción y la presencia de emisión a altas velocidades desplazadas hacia el azul y el rojo.

Las Figuras 3.3, 3.4, 3.5 y 3.6 muestran las grillas de espectros observadas hacia la región central de G34.43+0.24 en las transiciones moleculares del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$ ,  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$ ,  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$ . Hacia la región más al norte de G34.43+0.24, a  $\sim 3.5'$  de la región UC H II, se encuentra el núcleo MM3. Éste fue observado en las transiciones de  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(2 \rightarrow 1)$ , y la Figura 3.7 muestra los arreglos espaciales de los espectros.

La Figura 3.8 muestra mapas de contornos integrados en el rango de velocidades del gas de la nube ambiente (velocidades entre 52.9 y 61.1  $\text{km s}^{-1}$ ) en las líneas de  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$ ,  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$ . Estas líneas fueron observadas hacia la región central de  $\sim 1.5' \times 3'$  del filamento. Estos mapas están sobrepuestos a una imagen en escala de grises de la emisión del continuo del polvo a 1.2 mm observado con SIMBA/SEST. Se encuentra que la morfología de la emisión de las líneas moleculares es similar a la observada

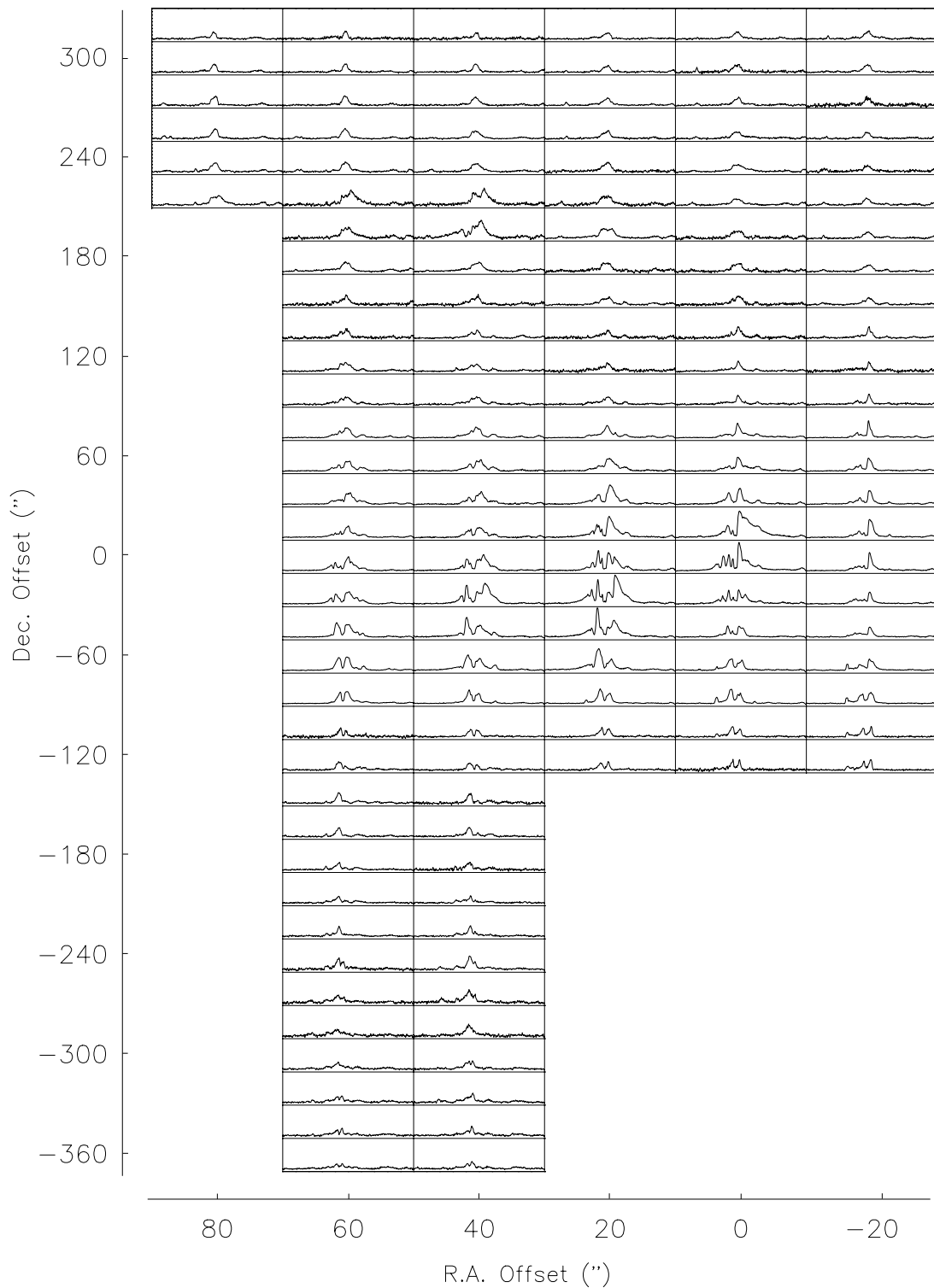


Figura 3.1— Espectros observados en la línea del CO(3 → 2) hacia G34.43+0.24, tomados con el telescopio APEX. La separación angular entre los paneles es de 20". Los offsets son tomados desde la posición de referencia  $\alpha = 18^h53^m17.^s40$  y  $\delta = 01^\circ24'55''$  (J2000). En cada caja el rango de velocidades va desde 30 a 90 km s<sup>-1</sup>. El rango de la temperatura de antena es desde -2 a 21 K.

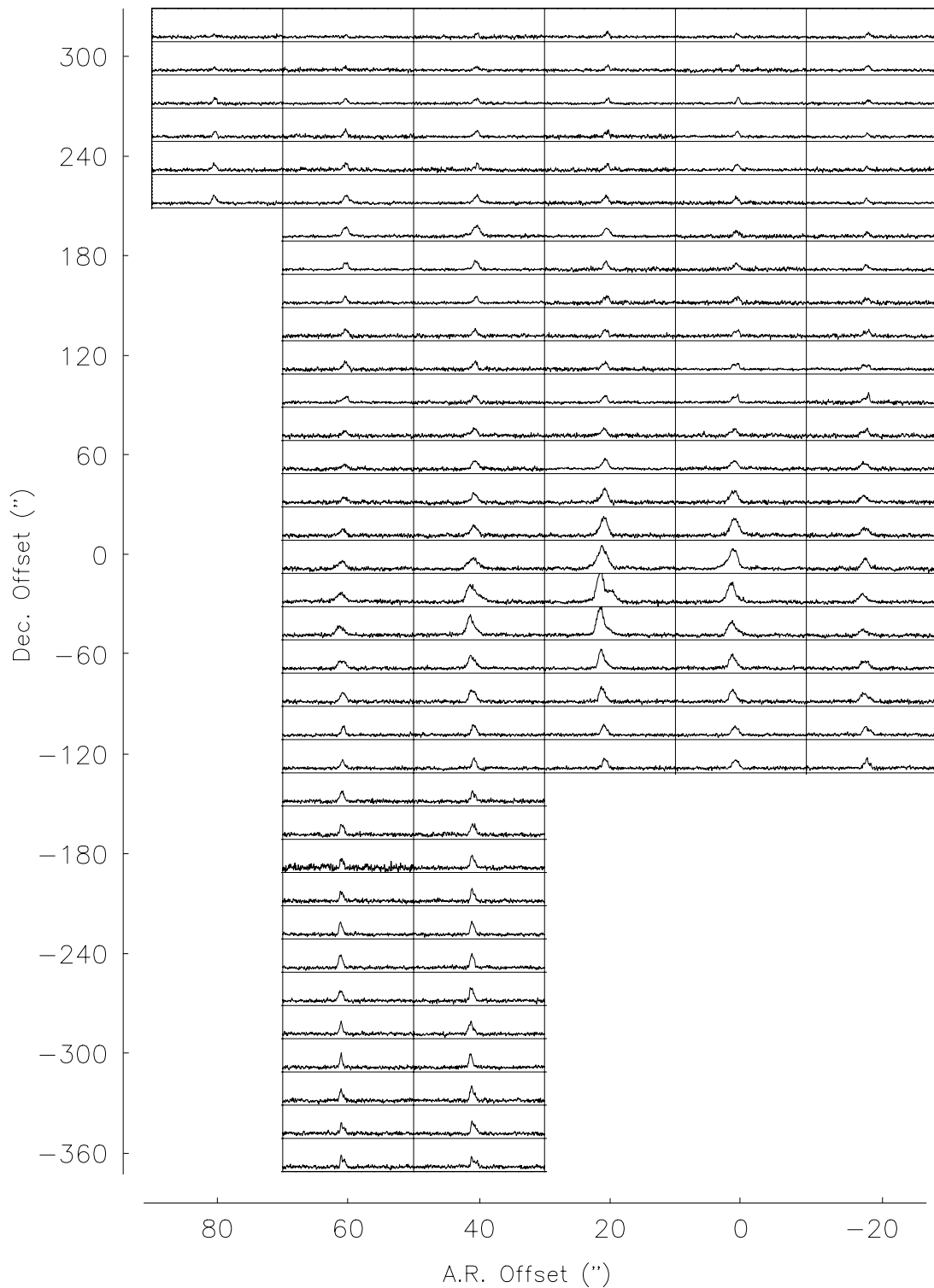


Figura 3.2— Espectros observados en la línea del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  hacia G34.43+0.24, tomados con el telescopio APEX. La separación angular entre los paneles es de  $20''$ . Los offsets son tomados desde la posición de referencia  $\alpha = 18^{\text{h}}53^{\text{m}}17.^{\text{s}}40$  y  $\delta = 01^{\circ}24'55''$  (J2000). En cada caja el rango de velocidades va desde 30 a  $90 \text{ km s}^{-1}$ . El rango de la temperatura de antena es desde -2 a 12 K.

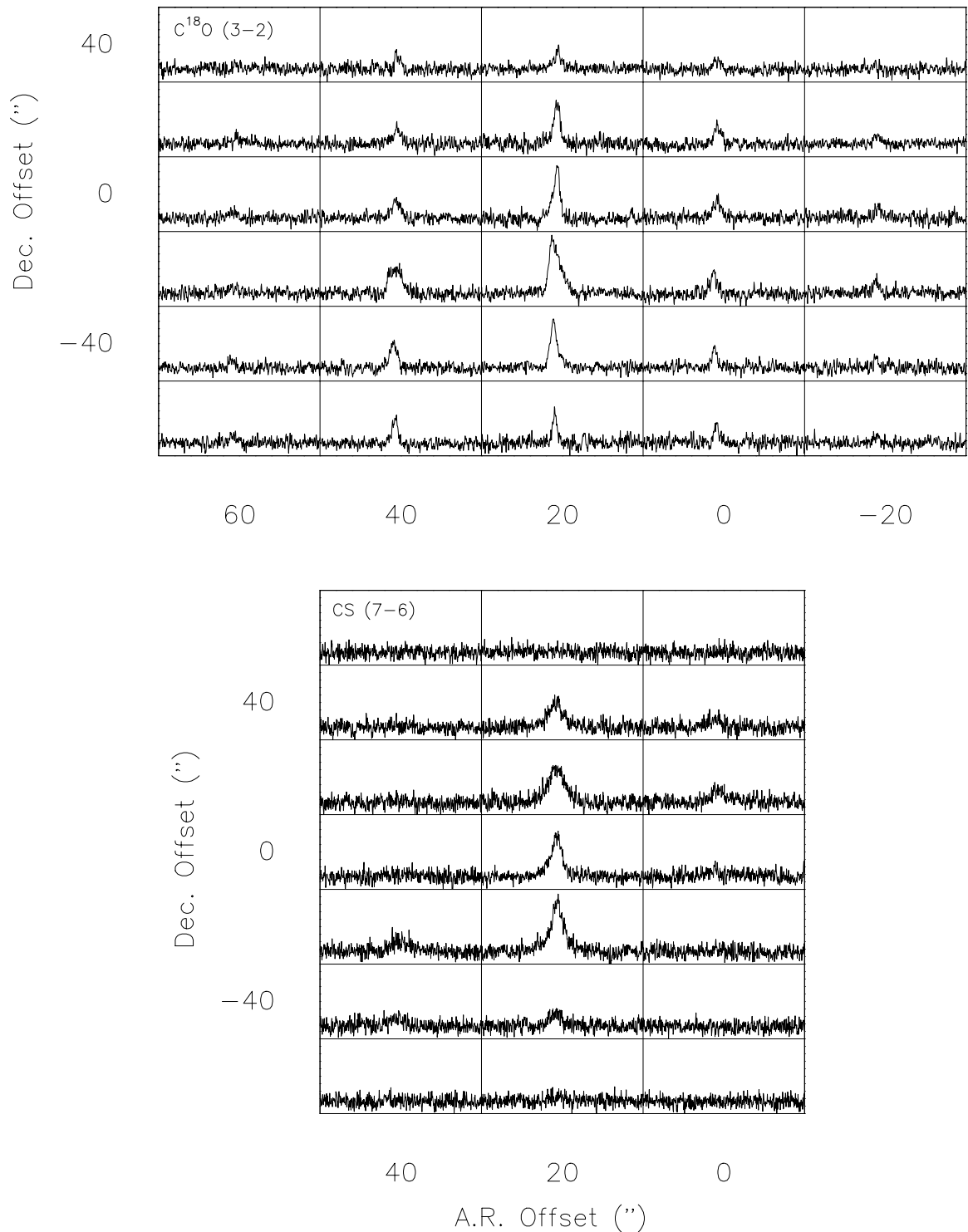


Figura 3.3— Espectros observados en las líneas del  $C^{18}O(3 \rightarrow 2)$  y del  $CS(7 \rightarrow 6)$  hacia la región central de G34.43+0.24, tomados con el telescopios APEX. La separación angular entre los paneles es de  $20''$ . Los offsets son tomados desde la posición de referencia  $\alpha = 18^h53^m17.^s40$  y  $\delta = 01^\circ24'55''$  (J2000). En cada caja el rango de velocidades va desde 30 a  $90 \text{ km s}^{-1}$ . El rango de la temperatura de antena es de  $-0.9$  a  $4.2 \text{ K}$ , para el  $C^{18}O$ , y de  $-0.5$  a  $2.5 \text{ K}$ , para el CS.

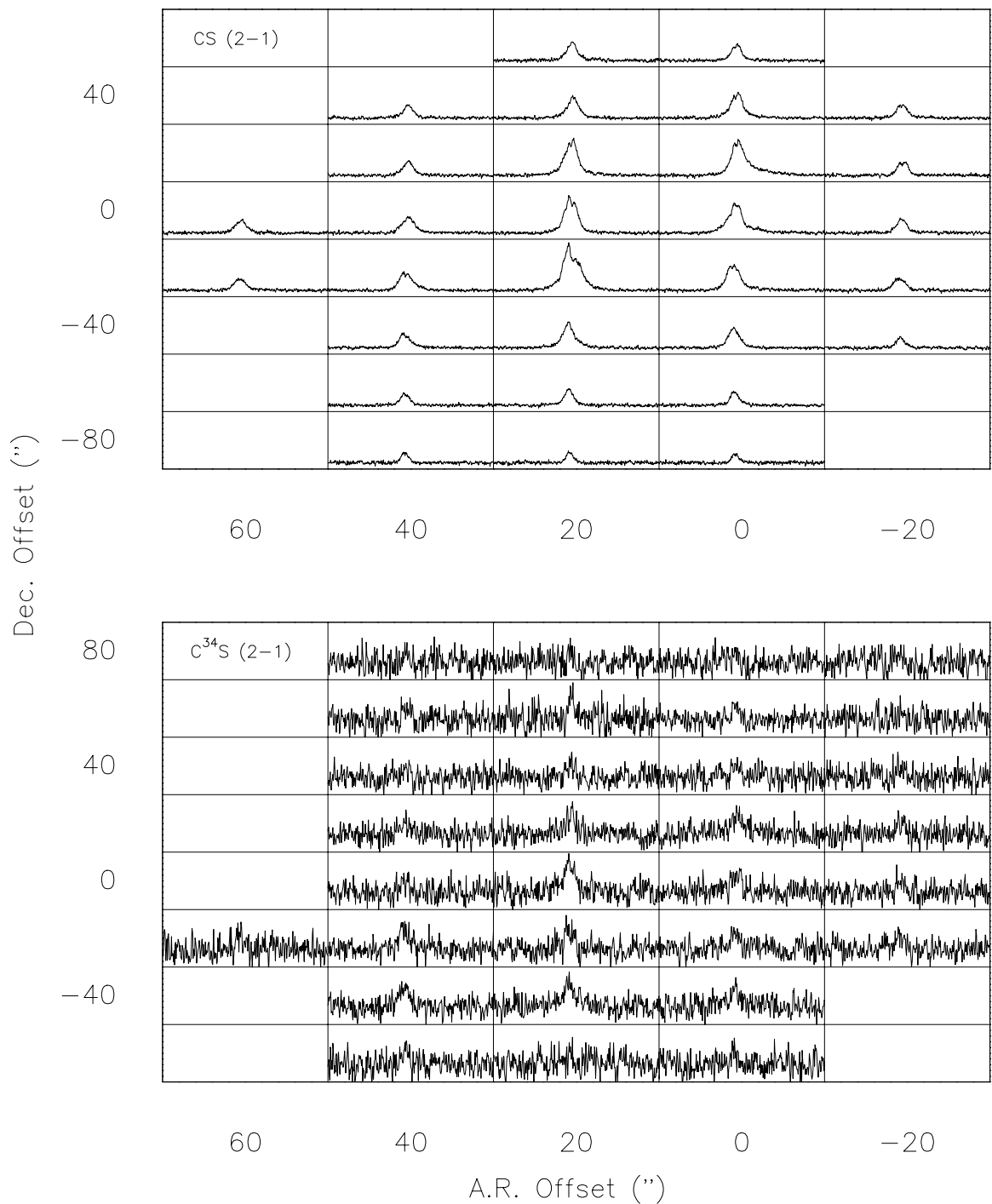


Figura 3.4— Espectros observados en las líneas del CS( $2 \rightarrow 1$ ) y del C<sup>34</sup>S( $2 \rightarrow 1$ ) hacia la región central de G34.43+0.24, tomados con el telescopio Nobeyama. La separación angular entre los paneles es de 20". Los offsets son tomados desde la posición de referencia  $\alpha = 18^{\text{h}}53^{\text{m}}17.^{\text{s}}40$  y  $\delta = 01^{\circ}24'55''$  (J2000). En cada caja el rango de velocidades va desde 30 a 90 km s<sup>-1</sup>. El rango de la temperatura de antena es de -0.6 a 4.8 K, para el CS, y de -0.2 a 0.45 K, para el C<sup>34</sup>S.

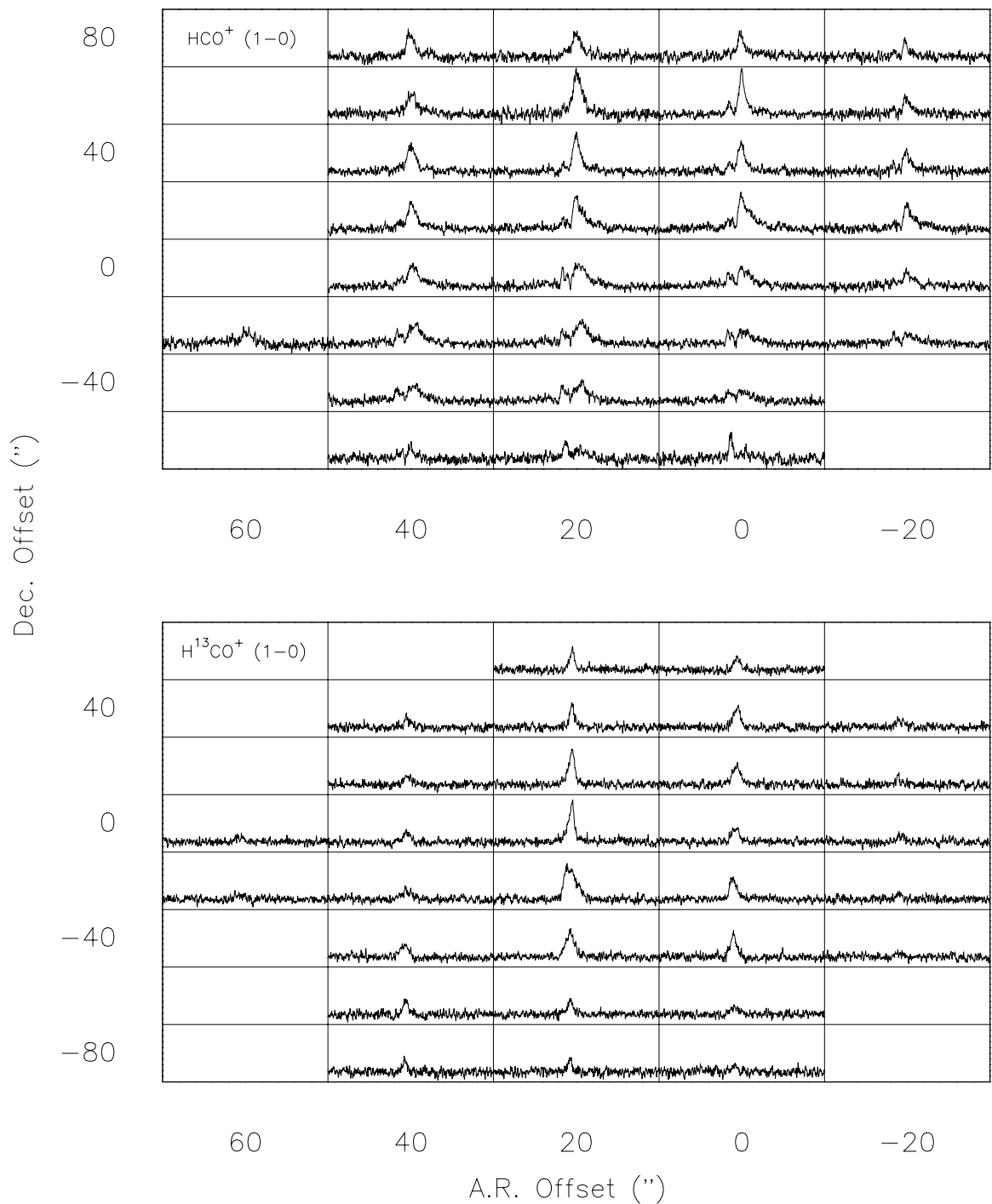


Figura 3.5— Espectros observados en las líneas del  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$  y del  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$  hacia la región central de G34.43+0.24, tomados con el telescopio Nobeyama. La separación angular entre los paneles es de  $20''$ . Los offsets son tomados desde la posición de referencia  $\alpha = 18^h 53^m 17.^s 40$  y  $\delta = 01^\circ 24' 55''$  (J2000). En cada caja el rango de velocidades va desde 30 a  $90 \text{ km s}^{-1}$ . El rango de la temperatura de antena para ambos es de -0.3 a 1.4 K.



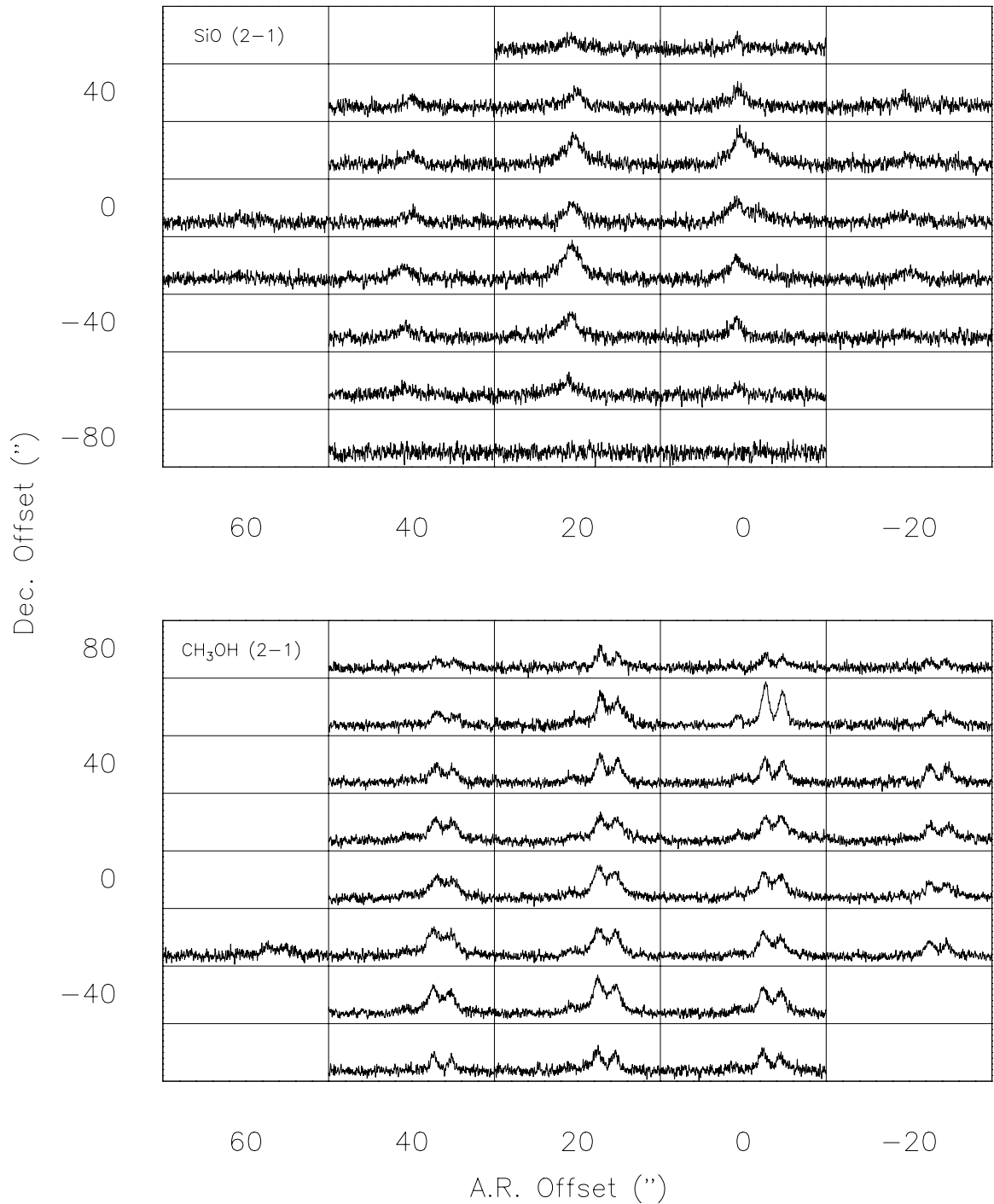


Figura 3.6— Espectros observados en las líneas del SiO( $2 \rightarrow 1$ ) y del CH<sub>3</sub>OH( $2 \rightarrow 1$ ) hacia la región central de G34.43+0.24, tomados con el telescopio Nobeyama. La separación angular entre los paneles es de 20". Los offsets son tomados desde la posición de referencia  $\alpha = 18^h 53^m 17.^s 40$  y  $\delta = 01^\circ 24' 55''$  (J2000). En cada caja el rango de velocidades va desde 30 a 90 km s<sup>-1</sup>. El rango de la temperatura de antena es de -0.3 a 0.9 K, para el SiO, y de -0.4 a 1.8 K, para el CH<sub>3</sub>OH.

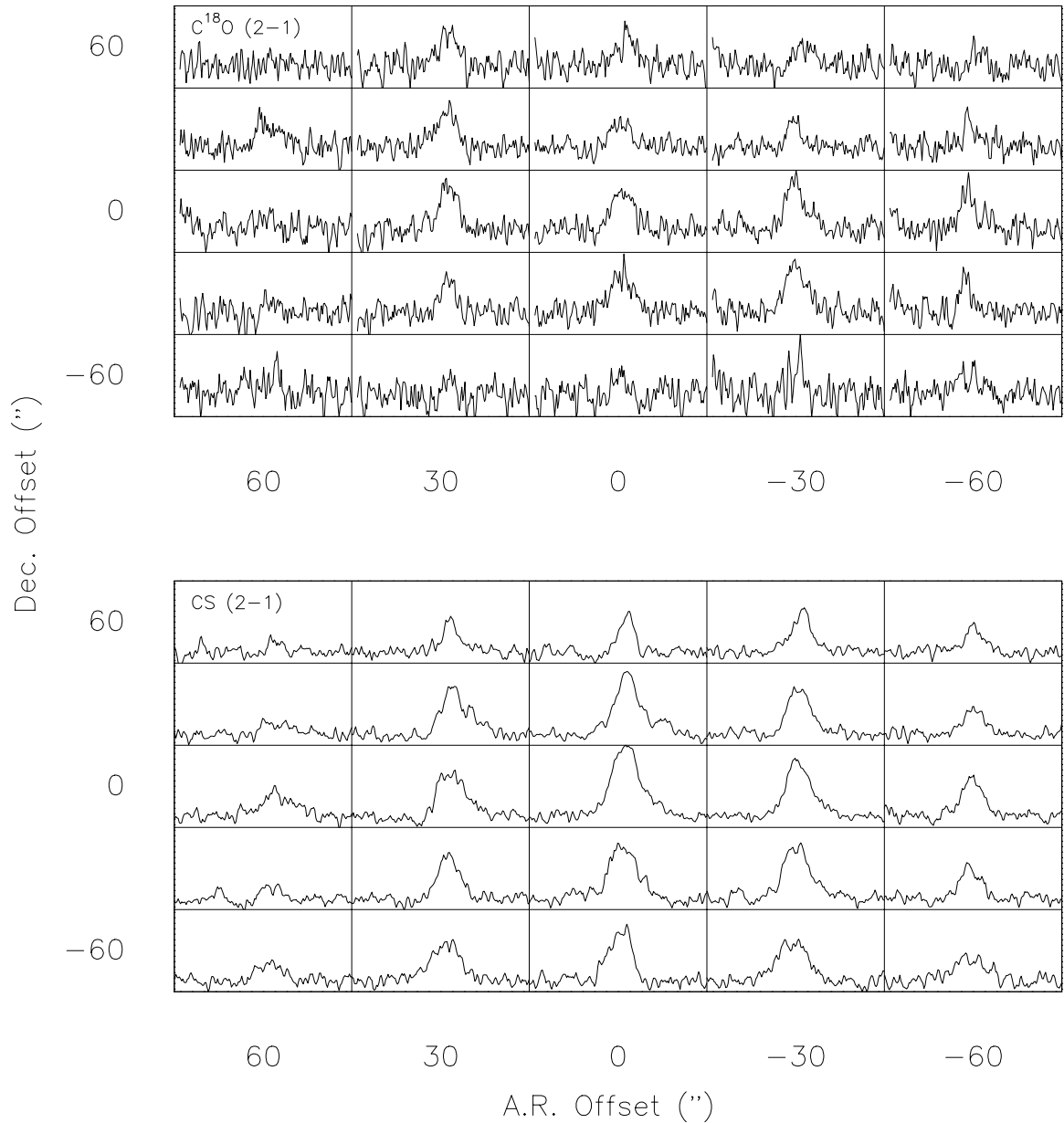


Figura 3.7— Espectros observados en las líneas del  $\text{C}^{18}\text{O}(2 \rightarrow 1)$  y del  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  hacia la región más al norte de G34.43+0.24, tomados con el telescopio SEST. La separación angular entre los paneles es de  $30''$ . Los offsets son tomados desde la posición de referencia  $\alpha = 18^{\text{h}}50^{\text{m}}47.^{\text{s}}50$  y  $\delta = 01^{\circ}24'32''$  (1950). En cada caja el rango de velocidades va desde 48 a  $68 \text{ km s}^{-1}$ . El rango de la temperatura de antena es de  $-0.5$  a  $1.3 \text{ K}$ , para el  $\text{C}^{18}\text{O}(2 \rightarrow 1)$ , y de  $-0.2$  a  $1.3 \text{ K}$ , para el  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ .

en la emisión del continuo del polvo, mostrando dos componentes: una componente hacia el sur asociada con el núcleo MM2 y una hacia el norte asociada con MM1. Sin embargo, hay algunas diferencias en la morfología de la emisión en las distintas líneas. Estas diferencias pueden ser, probablemente, provocadas por efectos de profundidades ópticas y/o diferencias en los regímenes de densidad y temperatura trazados por las distintas líneas. Por ejemplo, la emisión de la línea de CS( $7 \rightarrow 6$ ) es menos extendida que en las otras transiciones y se observa bastante paralela a la dirección norte-sur; y las emisiones de las líneas del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y el  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  muestran sólo una posición máxima hacia el núcleo MM2.

La Figura 3.9 muestra mapas de contornos integrados en velocidad de las tres transiciones rotacionales del metanol ( $\text{CH}_3\text{OH}(2_0 \rightarrow 1_0)$  A+,  $\text{CH}_3\text{OH}(2_{-1} \rightarrow 1_{-1})$  E,  $\text{CH}_3\text{OH}(2_0 \rightarrow 1_0)$  E) observadas en la región central de G34.43+0.24, sobrepuestas a la imagen en escala de grises de la emisión del continuo del polvo a 1.2 mm. Las morfologías de las emisiones en las tres líneas de metanol concuerdan muy bien entre ellas, pero son diferentes a la presentada por la emisión del polvo y el resto de las transiciones moleculares. Los máximos de emisión de las líneas de metanol no coinciden con los máximos del polvo, sino que por el contrario pareciera que están ligeremante anticorrelacionados. Incluso el máximo de emisión no está asociado con ninguno de los núcleos MM. La Tabla 3.1 presenta la temperatura de brillo integrada en velocidad, para cada transición, de las múltiples gaussianas ajustadas a los espectros con un ancho fijo de  $4 \text{ km s}^{-1}$ , centradas a las velocidades fijas de la separación intrínseca de las líneas. Los espectros de  $\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$  muestran gas a altas velocidades que indican la presencia de los flujos moleculares. Debido a la cercanía de las transiciones no es posible separar la emisión de la nube ambiente con la proveniente de los flujos moleculares.

La Figura 3.10 muestra mapas de contornos integrados en velocidad de la emisión del gas en el rango de velocidades de la nube ambiente (velocidades entre  $56.1$  y  $61.5 \text{ km s}^{-1}$ ) hacia la región mas al norte del filamento, el núcleo MM3. Las líneas observadas fueron  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ , CS( $2 \rightarrow 1$ ) y  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$ , y están sobrepuestas a la imagen en escala de grises de la emisión del continuo del polvo a 1.2 mm. La morfología de la emisión del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  concuerda muy bien con la emisión del polvo. Sin embargo, la línea del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  es algo diferente mostrando la emisión más intensa desplazada del máximo de emisión del polvo.

La Tabla 3.2 lista los parámetros observados de los núcleos moleculares. Los tamaños angulares, determinados de los mapas de contornos, corresponden a los tamaños de los ejes semi-

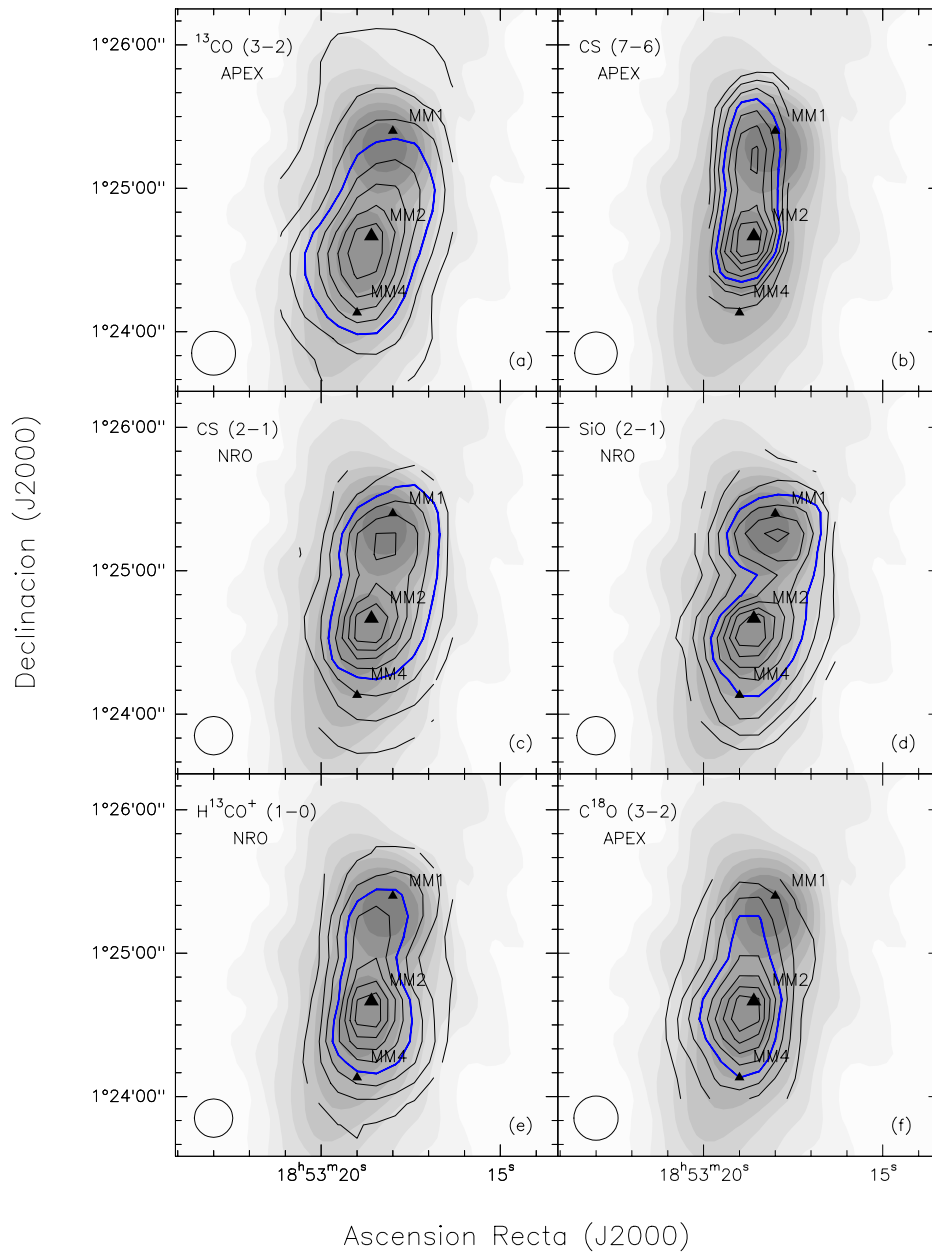


Figura 3.8— Mapas de contornos integrados en velocidad de la emisión molecular de la nube ambiente hacia la región central de G34.43+0.24. Ésta fue sobrepuesta al mapa de emisión del continuo del polvo a 1.2 mm, en escala de grises. El rango de integración en  $v_{LSR}$  es de 52.9 a 61.1  $\text{km s}^{-1}$ . El FWHM beam se muestra en la esquina inferior izquierda. Los niveles de los contornos van desde el 20 % al 90 % (en pasos de 10 %) de las intensidades integradas máximas de 49.9  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  (a); 7.7  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$  (b); 16.9  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  (c); 3.4  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$  (d); 3.7  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$  (e); y 14.3  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  (f). Las líneas azules indican los contornos al nivel del 50 %. Los niveles de la escala de grises son 1, 2, 3, 5, 7, 10, 15, 20 and  $30 \times 0.12 \text{ Jy beam}^{-1}$ . Los triángulos marcan las posiciones máximas de los núcleos de polvo MM1, MM2 y MM4.

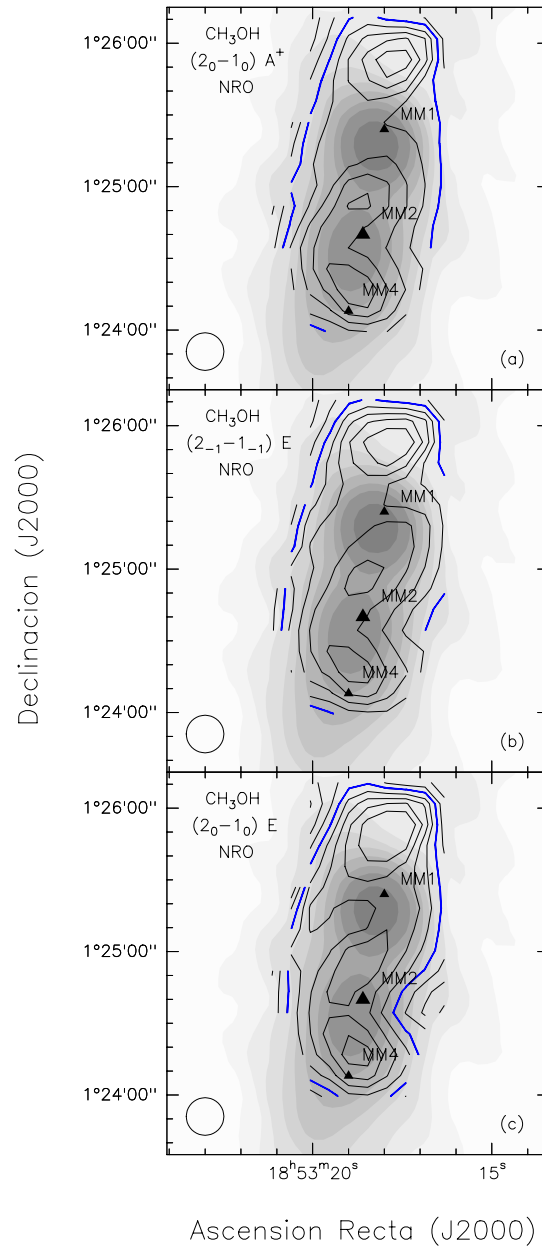


Figura 3.9— Mapas de contornos de las transiciones rotacionales del  $\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$  en la región central de G34.43+0.24. Los triángulos marcan las posiciones máximas de los núcleos de polvo MM1, MM2 y MM4. El FWHM beam se muestra en la esquina inferior izquierda. Los niveles de los contornos van desde el 20 % al 90 % (en pasos de 10 %) de las intensidades integradas máximas de  $5.1 \text{ K km s}^{-1}$  para el  $\text{CH}_3\text{OH}(2_0 \rightarrow 1_0) \text{ A}^+$  (a);  $4.1 \text{ K km s}^{-1}$  para el  $\text{CH}_3\text{OH}(2_{-1} \rightarrow 1_{-1}) \text{ E}$  (b); y  $1.1 \text{ K km s}^{-1}$  para el  $\text{CH}_3\text{OH}(2_0 \rightarrow 1_0) \text{ E}$  (c). Las líneas azules indican los contornos al nivel del 50 %.

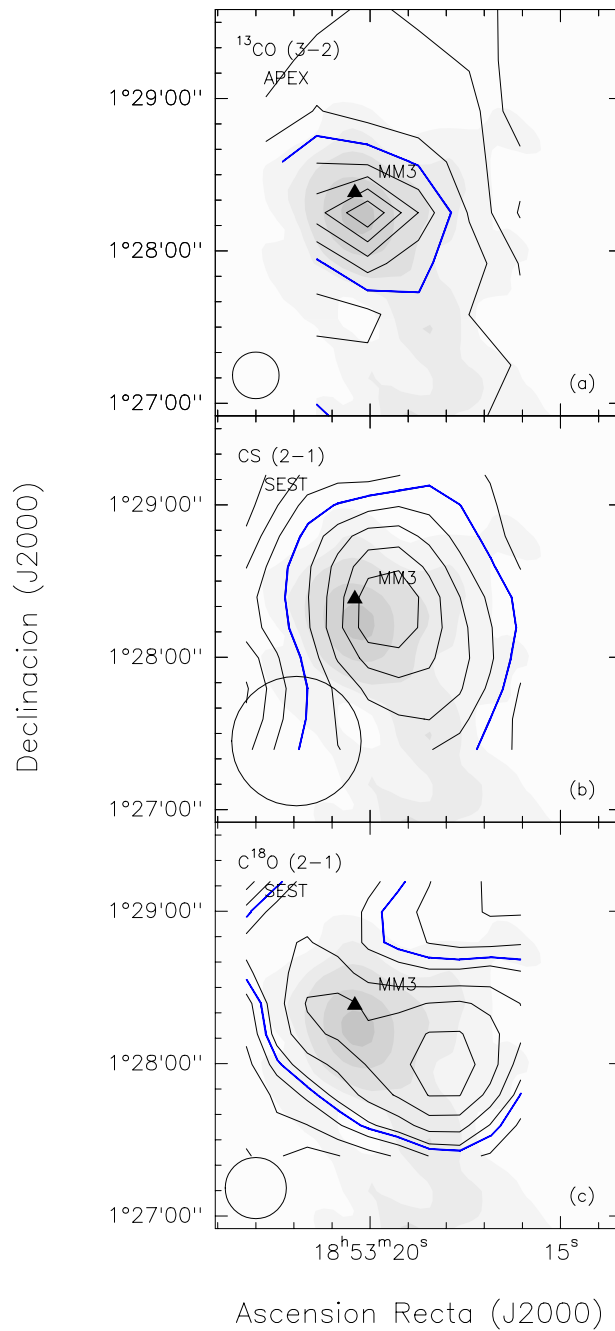


Figura 3.10— Mapas de contornos integrados en velocidad de la emisión molecular de la nube ambiente hacia el núcleo de polvo G34.458+0.121 (MM3, Garay et al. 2004). Éstos están sobrepuestos al mapa de emisión del continuo del polvo a 1.2 mm, en escala de grises. El rango de integración en  $v_{LSR}$  es desde 56.1 a 61.5  $\text{km s}^{-1}$ . Los niveles de los contornos van desde 20% al 90% (en pasos de 10%) de las intensidades integradas máximas de 12.5  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  (a) y 3.7  $\text{K km s}^{-1}$  para el  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  (b); y desde 3 a 21  $\sigma$  en pasos de 3  $\sigma$ , con  $\sigma = 0.14 \text{ K km s}^{-1}$ , para el  $\text{C}^{18}\text{O}(2 \rightarrow 1)$  (c). Los contornos de la escala de grises son 1, 2, 3, 5, 7, 10, 15, 20 and  $30 \times 0.12 \text{ Jy beam}^{-1}$ . El triángulo marca la posición de máxima emisión del núcleo MM3. El FWHM beam se muestra en la esquina izquierda inferior.

Tabla 3.1: Temperatura de brillo integrada en velocidad de las líneas de  $\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$  en las posiciones MM1, MM2 y MM4

Núcleo	Transición Rotacional	$\int T_A dv$ (K km s <sup>-1</sup> )
MM1	$2_0 \rightarrow 1_0$ A+ .	$4.09 \pm 0.17$
	$2_{-1} \rightarrow 1_{-1}$ E	$4.25 \pm 0.16$
	$2_0 \rightarrow 1_0$ E ..	$1.09 \pm 0.06$
MM2	$2_0 \rightarrow 1_0$ A+ .	$4.88 \pm 0.15$
	$2_{-1} \rightarrow 1_{-1}$ E	$4.04 \pm 0.18$
	$2_0 \rightarrow 1_0$ E ..	$1.02 \pm 0.22$
MM4	$2_0 \rightarrow 1_0$ A+ .	$6.15 \pm 0.18$
	$2_{-1} \rightarrow 1_{-1}$ E	$4.83 \pm 0.22$
	$2_0 \rightarrow 1_0$ E ..	$1.34 \pm 0.27$

mayor y semi-menor observados (determinados al FWHM). La velocidad central de la línea, su ancho y su temperatura de brillo integrada en velocidad fueron determinadas ajustando gaussianas a los espectros integrados dentro de cada núcleo. Para tener un rango de velocidad del gas molecular similar al que se usará cuando la masa LTE sea calculada, se ocultó o enmascaró la emisión del espectro proveniente de las alas antes de realizar el ajuste. De esta manera el efecto de ensanchamiento producido por la emisión de las alas en las gaussianas es minimizado. Se asume que los núcleos moleculares están a una distancia de 3.7 kpc, la cual corresponde a la distancia cinemática de IRAS 18507+0121 derivada por Faúndez et al. (2004). Hay, sin embargo, una discrepancia en las distancias estimadas por distintos autores. Ésta varía entre 3.7 y 3.9 kpc, dependiendo de la línea observada y posición dentro de la nube. Faúndez et al. (2004) y Rathborne et al. (2005) derivaron una distancia de 3.7 kpc; Miralles et al. (1994) una distancia de 3.8 kpc; y Shepherd et al. (2004) y Molinari et al. (1996) una distancia de 3.9 kpc.

## 3.2. Espectros observados hacia posiciones seleccionadas

En general se encuentra que hay diferencias notables entre los perfiles observados en distintas especies moleculares y en diferentes posiciones. En esta sección se describen los espectros observados hacia tres posiciones seleccionadas: (0'', 20''), (20'', -20'') y (40'', 200''), las cuales están asociadas, respectivamente, con las posiciones de mayor intensidad de los núcleos de polvo MM1, MM2 y MM3.

Tabla 3.2: Parámetros observados de los núcleos moleculares

Núcleo	Transición Molecular	Tamaño Angular ("×")	$V_{lsr}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta V$ (km s <sup>-1</sup> )	$\int T_A dv$ (K km s <sup>-1</sup> )	Tamaño Físico (pc <sup>2</sup> )
MM1	CS(7 → 6) . . . . .	37.2 × 20.6	57.38 ± 0.21	5.69 ± 0.71	6.94 ± 0.80	0.66 × 0.38
	CS(2 → 1) . . . . .	45.4 × 33.0	58.13 ± 0.01	5.29 ± 0.02	15.10 ± 0.04	0.82 × 0.60
	H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1 → 0)	33.0 × 24.8	58.36 ± 0.02	2.75 ± 0.06	2.78 ± 0.05	0.60 × 0.44
MM2	CS(7 → 6) . . . . .	37.2 × 24.8	57.96 ± 0.03	5.27 ± 0.09	9.41 ± 0.13	0.66 × 0.44
	CS(2 → 1) . . . . .	41.2 × 37.2	57.35 ± 0.01	5.19 ± 0.03	15.41 ± 0.07	0.74 × 0.66
	H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1 → 0)	41.2 × 33.0	57.88 ± 0.02	3.96 ± 0.05	3.52 ± 0.04	0.74 × 0.60
MM3	<sup>13</sup> CO(3 → 2) . . . . .	74.2 × 53.6	58.77 ± 0.02	3.01 ± 0.04	10.31 ± 0.11	1.34 × 0.96
	CS(2 → 1) . . . . .	86.6 × 70.0	58.73 ± 0.01	3.43 ± 0.03	3.44 ± 0.02	1.54 × 1.24

La Figura 3.11 muestra los espectros observados hacia la posición (0'', 20''), la cual está cerca de la máxima emisión del núcleo de polvo MM1. El perfil del CO(3 → 2) exhibe, además de una considerable auto-absorción, la presencia de emisión a altas velocidades desplazadas hacia el rojo y el azul. La emisión en el ala asociada a las velocidades desplazadas hacia el rojo se aprecia también en los espectros de las transiciones del CS(2 → 1), SiO(2 → 1) y HCO<sup>+</sup>(1 → 0).

La Figura 3.12 muestra los espectros observados hacia la posición (20'', -20''), la cual está muy cerca a la posición de mayor intensidad del núcleo MM2. El perfil de la línea del CO(3 → 2), al igual que en MM1, muestra una considerable auto-absorción y la presencia de gas a altas velocidades desplazadas tanto hacia el azul como hacia el rojo. El espectro del <sup>13</sup>CO(3 → 2) exhibe una línea intensa hacia el azul, con una velocidad central de 55.8 km s<sup>-1</sup>, y un hombro plano desplazado hacia el rojo. La línea del C<sup>18</sup>O(3 → 2) muestra un máximo de emisión en las velocidades desplazadas hacia el azul, con una velocidad máxima de 56.1 km s<sup>-1</sup>, y un perfil inclinado hacia las velocidades desplazadas hacia el rojo. Una forma similar es vista en la línea del H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1 → 0). Las líneas del CS(2 → 1) y HCO<sup>+</sup>(1 → 0) presentan perfiles con dobles máximos de emisión; el primero exhibe uno fuerte desplazado hacia el azul y uno débil hacia el rojo, mientras que el segundo muestra una simetría opuesta, es decir, un fuerte máximo hacia el rojo y uno débil hacia el azul. Las líneas del CS(7 → 6) y C<sup>34</sup>S(2 → 1) presentan perfiles bastante simétricos con velocidades en las posiciones de mayor intensidad, determinadas de ajustes gaussianos, de 58.1 ± 0.1 km s<sup>-1</sup> y 57.4 ± 0.2 km s<sup>-1</sup>, respectivamente.

Ramesh et al. (1997) modelaron los espectros observados del CS(2 → 1), C<sup>34</sup>S(2 → 1), HCO<sup>+</sup>(1 → 0) y H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1 → 0) hacia MM2. Ellos argumentan que estos perfiles son producidos por un núcleo caliente colapsando que está oculto detrás de una envoltura fría y densa. En



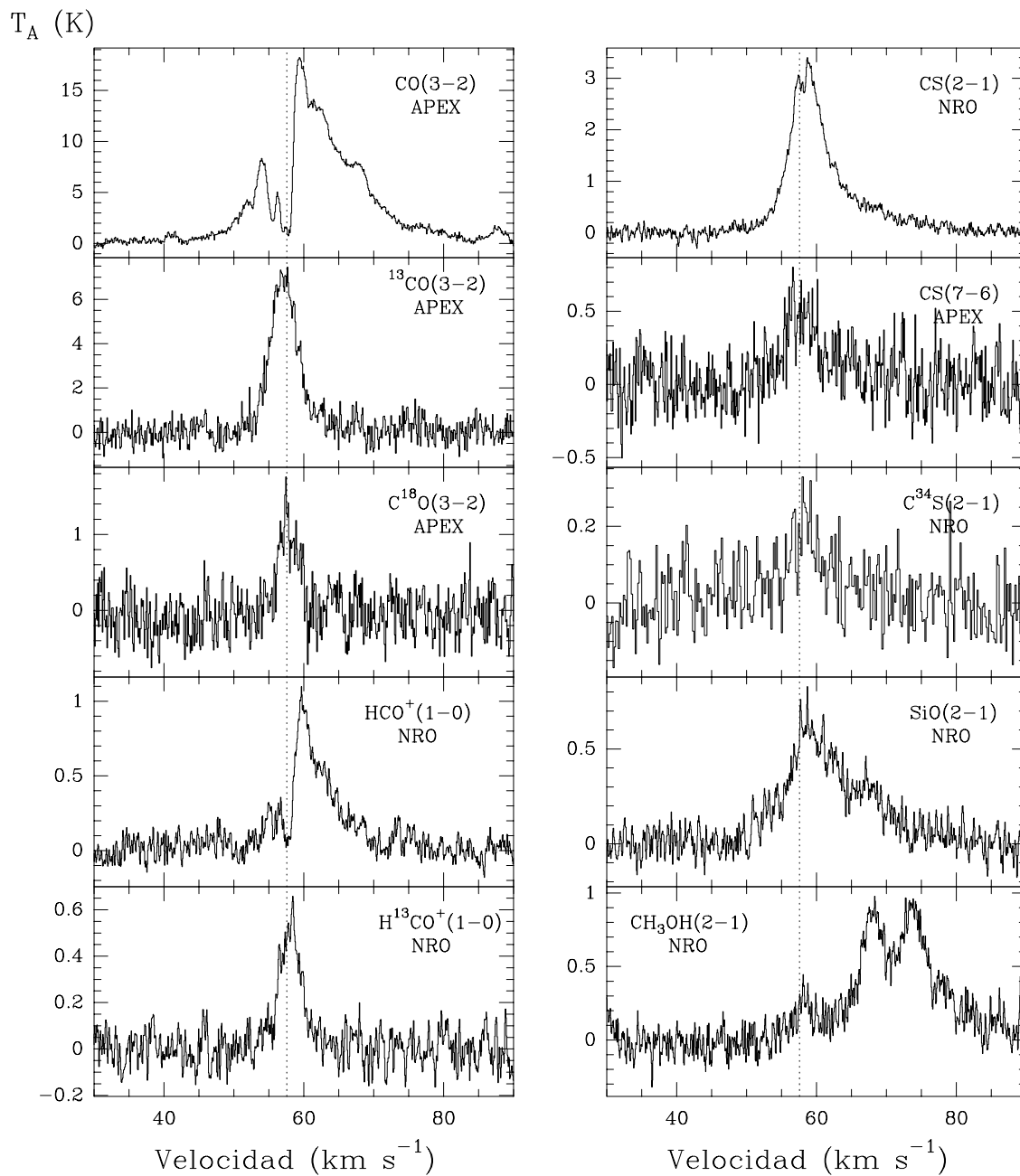


Figura 3.11— Espectros observados hacia el núcleo milimétrico MM1. Las transiciones y telescopios se dan en la esquina superior de los espectros. La línea vertical segmentada indica la velocidad sistémica del gas ambiente de  $57.6 \text{ km s}^{-1}$  (Miralles et al. 1994).

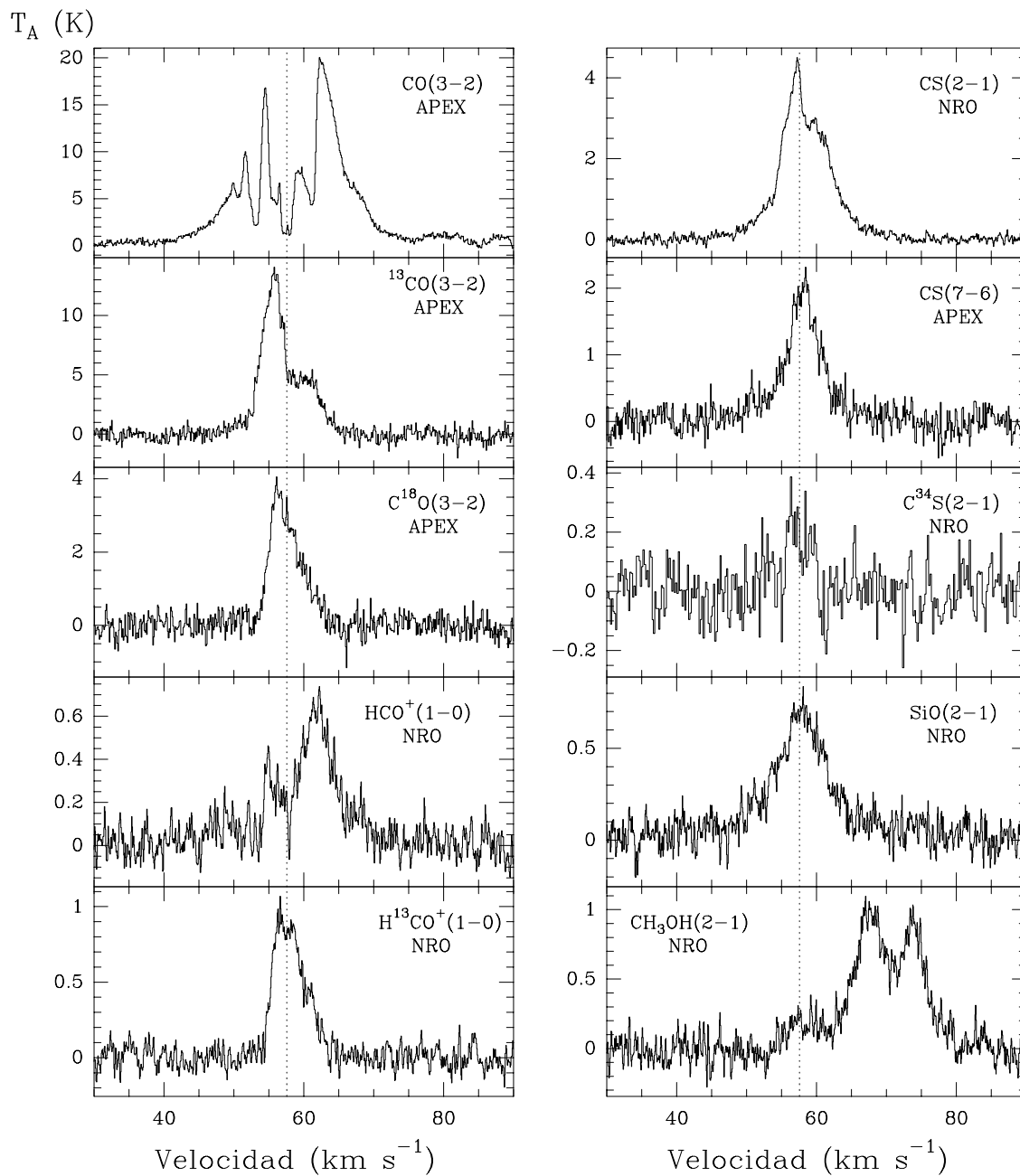


Figura 3.12— Espectros observados hacia el núcleo milimétrico MM2 (IRAS 18507+0121). Las transiciones y telescopios se dan en la esquina superior de los paneles. La línea vertical segmentada indica la velocidad sistémica del gas ambiente de  $57.6 \text{ km s}^{-1}$  (Miralles et al. 1994).

el presente trabajo se modelaron los espectros del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$  utilizando el modelo simple de perfiles de líneas espectrales de una nube contrayéndose de Myers et al. (1996). Se concluyó que este núcleo está colapsando a una velocidad de  $\sim 1.3 \text{ km s}^{-1}$  (Sección 4.1.5).

La Figura 3.13 muestra los espectros observados hacia la posición ( $40''$ ,  $200''$ ), asociada con MM3. El espectro del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  muestra, además de una considerable auto-absorción, una muy intensa emisión en la ala desplazada hacia el azul, hasta velocidades de  $42.2 \text{ km s}^{-1}$ . La línea del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  exhibe una forma gaussiana con una velocidad central de  $58.5 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$  y velocidades desplazadas hacia el azul de hasta  $53.6 \text{ km s}^{-1}$ . Esas observaciones fuertemente indican la presencia de una fuente energética dentro del núcleo MM3. Los espectros del  $\text{C}^{18}\text{O}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  muestran perfiles gaussianos con velocidades en las posiciones de máxima intensidad de  $58.9 \pm 0.1$  y  $58.8 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente.

### 3.3. Flujos moleculares

#### 3.3.1. Región central

La Figura 3.14 muestra diagramas posición-velocidad en las emisiones de  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ,  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$  y  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  hacia la región central de G34.43+0.24, a lo largo de dos cortes en la dirección norte-sur. Estos cortes pasan a través de las posiciones de mayor intensidad de los núcleos MM1 (panel de la izquierda) y MM2 (panel de la derecha). La figura muestra notablemente la presencia de gas a altas velocidades hacia los núcleos MM1 y MM2, muy probablemente asociado a flujos moleculares emanando desde ambos núcleos. Particularmente notable es la detección de emisión en la línea del monóxido de silicio, la cual es una poderosa trasadora de choques fuertes. La abundancia de las moléculas de SiO es sustancialmente incrementada en flujos moleculares, con respecto a las abundancias de la nube ambiente, como resultado de la destrucción de granos de polvo por choques, de esa manera aumenta la inyección en la fase gaseosa de átomos de Si y/o especies relacionadas con Si. Una vez que el silicio es inyectado a la fase gaseosa, modelos químicos basados en reacciones ión-molécula predicen una gran abundancia de moléculas de SiO (Turner & Dalgarno 1977; Hartquist et al. 1980).

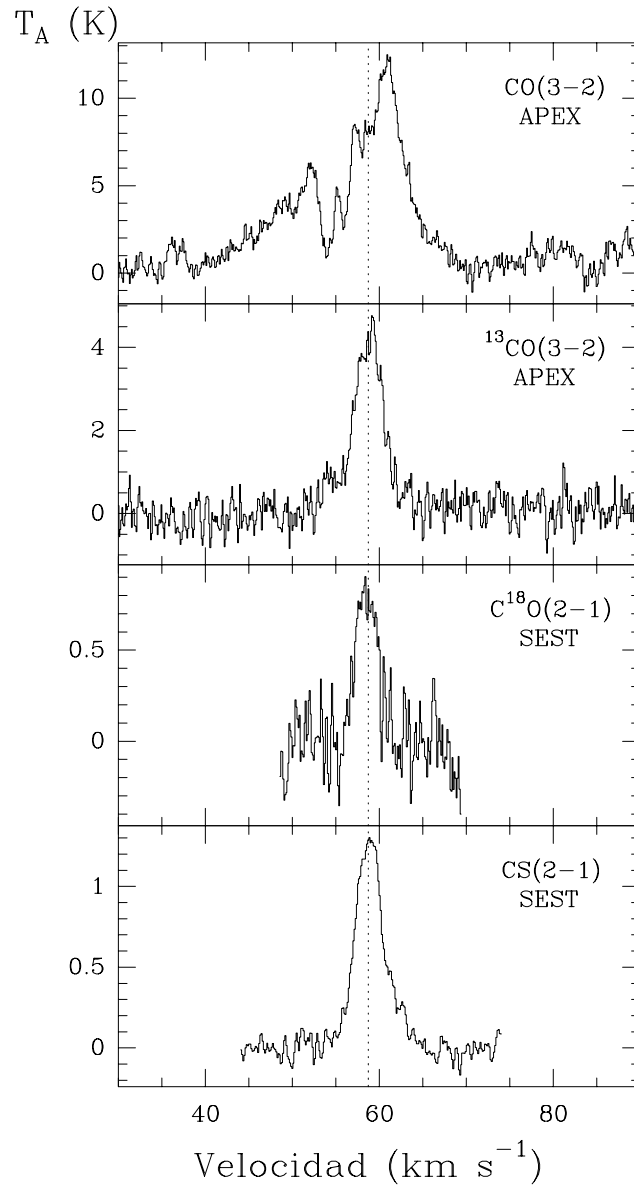


Figura 3.13— Espectros observados hacia el núcleo milimétrico MM3. Las transiciones y telescopios se dan en la esquina superior derecha de los espectros. La línea vertical segmentada indica la velocidad sistémica del gas ambiente de  $58.7 \text{ km s}^{-1}$  [estimadas a partir de las líneas ópticamente delgadas del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ].

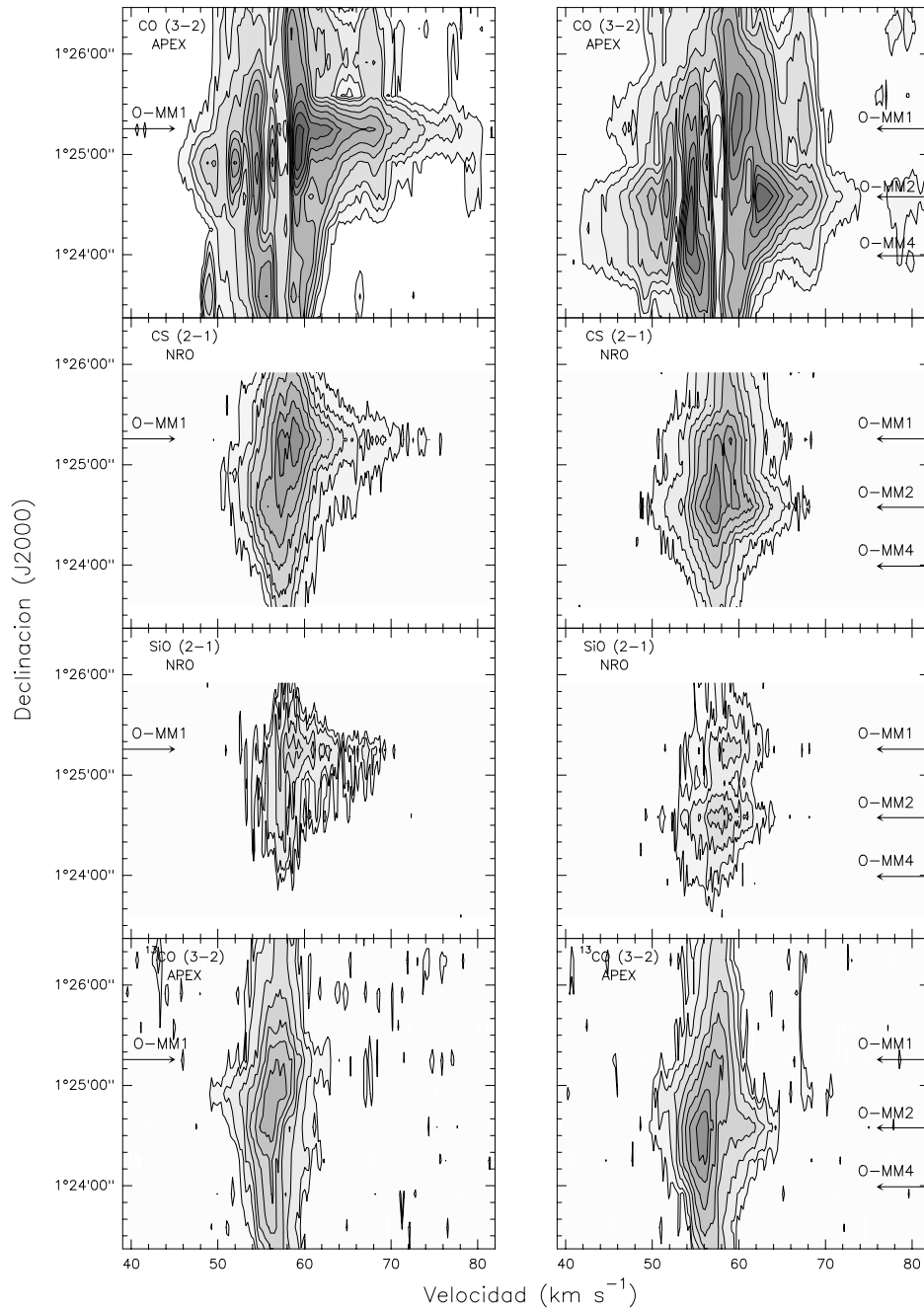


Figura 3.14— Diagramas posición–velocidad a lo largo de líneas en la dirección norte–sur (es decir, paralelo al filamento). Las transiciones y telescopios se indican en la esquina superior izquierda de cada panel. *Izquierda:* Corte que pasa a través de MM1 o posición ( $0''$ ,  $20''$ ). Los contornos son:  $3, 9, 15, 23, 31, 41, 51, \text{ y } 61 \times 0.27$  K para el  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ;  $3, 6, 9, 12, 17, 22, 28, \text{ y } 34 \times 0.08$  K para el  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ;  $3, 4, 6, \text{ y } 8 \times 0.07$  K para el  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$ ; y  $1.5, 3, 6, 9, 12, 15, \text{ y } 19 \times 0.37$  K para el  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ . *Derecha:* Corte que pasa a través de MM2 o posición ( $20''$ ,  $0''$ ). Los contornos son:  $3, 8, 13, 18, 28, 38, 48, \text{ y } 58 \times 0.27$  K para el  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ;  $3, 6, 11, 16, 21, 28, 35, \text{ y } 42 \times 0.08$  K para el  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ ;  $3, 5, 7, \text{ y } 9 \times 0.07$  K para el  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$ ; y  $1.5, 3, 6, 10, 14, 19, 25, \text{ y } 31 \times 0.37$  K para el  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ .

En el corte que pasa a través de la posición de mayor intensidad de MM1 se observa el flujo más prominente, el que exhibe emisión desplazada hacia el rojo con respecto a la velocidad del gas de la nube ambiente. La emisión se extiende hasta velocidades de  $80.7 \text{ km s}^{-1}$  en la línea del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y  $70.2 \text{ km s}^{-1}$  en las líneas del  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$  y el  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$ . En la línea del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  no se detecta emisión en las alas, indicando que el gas de alta velocidad tiene una pequeña profundidad óptica. En el corte que pasa a través de la posición de mayor intensidad asociada al núcleo MM2 se observa de manera clara emisión del gas emanando a grandes velocidades desplazadas tanto al azul como hacia el rojo. En la línea del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  las emisiones corridas hacia el azul y el rojo se extienden hasta velocidades de  $42.0$  y  $74.2 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. También en este corte es posible observar emisión proveniente del núcleo MM1, así como emisión proveniente de MM4. Esto sugiere que este último también contiene un flujo molecular.

La Figura 3.15 muestra mapas de contornos de la emisión en las alas integrada en velocidad hacia la región central (aproximadamente de  $1.5' \times 3'$ , que incluye los núcleos MM1, MM2 y MM4) en las líneas del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ . En los mapas del  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$  y  $\text{CS}(2 \rightarrow 1)$ , el rango de integración en velocidad de la emisión desplazada hacia el azul (contornos azules o líneas sólidas) es  $49.0 < v_{lsr} < 52.9 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que la emisión desplazada hacia el rojo (contornos rojos o líneas segmentadas) es de  $61.1 < v_{lsr} < 65.2 \text{ km s}^{-1}$ . En el  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ , el rango de integración en velocidades para la emisión desplazada hacia el azul y el rojo fueron, respectivamente,  $42.0 < v_{lsr} < 53.0 \text{ km s}^{-1}$  y  $62.0 < v_{lsr} < 74.0 \text{ km s}^{-1}$ . A partir de la Figura 8 es posible identificar dos, posiblemente tres, flujos asociados con los núcleos de gas y polvo en esta región.

El flujo ubicado más al norte (denominado O-MM1) está asociado con el núcleo MM1, encontrándose aproximadamente orientado en la dirección NE-SO. El máximo en el azul y el rojo están desplazados de la fuente detectada en el continuo a 3 mm por Shepherd et al. (2004) en las direcciones SO y NE, respectivamente. Hay, sin embargo, una gran superposición espacial entre ambas emisiones.

El flujo asociado con el núcleo MM2 (denominado O-MM2), muestra una compleja morfología, en donde las emisiones hacia el azul y el rojo se observan considerablemente superpuestas. Las posiciones máximas están localizadas a  $7''$  al sur de la región UC H II (marcada con un triángulo), y son coincidentes dentro de los errores. Esto sugiere que el eje de simetría del

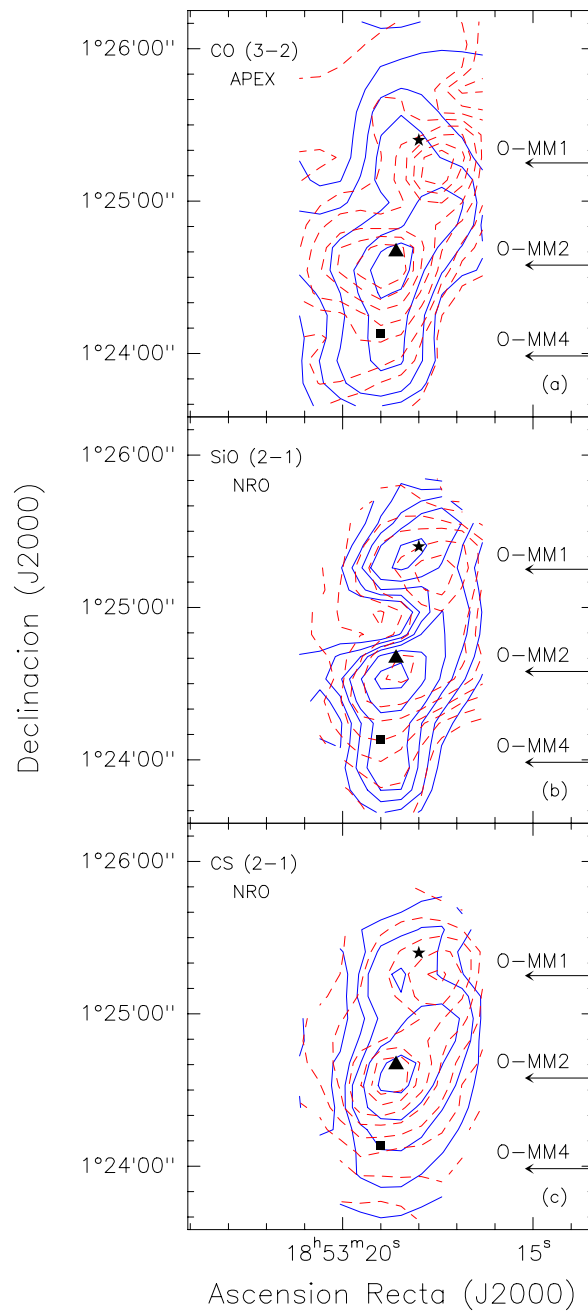


Figura 3.15— Mapas de contorno integrados en velocidad de la emisión de las alas hacia la región central de G34.43+0.24, en diferentes líneas moleculares. Las transiciones y telescopios son indicados en la esquina superior izquierda de cada panel. Los símbolos de estrella, triángulo y cuadrado representan a los núcleos MM1, MM2 y MM4, respectivamente. Las líneas sólidas representan la emisión desplazada hacia el azul y las segmentadas la emisión desplazada hacia el rojo. Los niveles de los contornos para la emisiones desplazadas hacia el azul son: 20, 35, 50, 80 y 110  $\sigma$  para el CO(3  $\rightarrow$  2); 3, 5, 7, 9, 12 y 16  $\sigma$  para el SiO(2  $\rightarrow$  1); y 3, 9, 15, 25 y 40  $\sigma$  para el CS(2  $\rightarrow$  1). Para las emisiones desplazadas hacia el rojo son: 20, 35, 50, 80, 110, 150, 190 y 230  $\sigma$  para el CO(3  $\rightarrow$  2); 3, 5, 7, 9, 12, 16, 24 y 32  $\sigma$  para el SiO(2  $\rightarrow$  1); y 3, 9, 15, 25, 40, 60, 85 y 110  $\sigma$  para el CS(2  $\rightarrow$  1). El valor de  $\sigma$  es: 0.30 K km s<sup>-1</sup> para el CO(3  $\rightarrow$  2) y 0.04 K km s<sup>-1</sup> para el SiO(2  $\rightarrow$  1) y el CS(2  $\rightarrow$  1).

flujo está cercano a la línea de la visual.

El flujo O-MM4 está asociado con MM4 (marcado con un cuadrado). Las emisiones hacia el azul y el rojo muestran una gran superposición en su distribución espacial, sugiriendo que el flujo no está resuelto o su eje de simetría está muy cerca de la línea de la visual.

### 3.3.2. Región norte

La Figura 3.16 muestra los diagramas posición-velocidad de las emisiones del CO(3 → 2) y <sup>13</sup>CO(3 → 2) hacia la región más al norte de G34.43+0.24, a lo largo de una línea que pasa a través de la posición más intensa del núcleo MM3. En la transición del CO(3 → 2) se ve claramente la emisión en las alas emanando desde MM3, con velocidades que se extienden hasta 42.2 km s<sup>-1</sup> en el gas desplazado hacia el azul y 69.2 km s<sup>-1</sup> en el desplazado hacia el rojo. En la línea del <sup>13</sup>CO(3 → 2) la emisión de las alas es prácticamente nula.

La Figura 3.17 muestra mapas de la emisión de las alas integrada en velocidad en las líneas del CO(3 → 2) y <sup>13</sup>CO(3 → 2), hacia MM3. El rango de integración de las velocidades hacia el azul (contornos azules) es  $41,2 < v_{lsr} < 56,1$  km s<sup>-1</sup> para la línea del CO(3 → 2) y  $52,6 < v_{lsr} < 56,1$  km s<sup>-1</sup> para la línea del <sup>13</sup>CO(3 → 2); mientras que hacia el rojo (contornos rojos) es  $61,5 < v_{lsr} < 69,4$  km s<sup>-1</sup> para la transición del CO(3 → 2) y  $61,5 < v_{lsr} < 63,8$  km s<sup>-1</sup> para la transición del <sup>13</sup>CO(3 → 2). En el mapa del CO(3 → 2) las posiciones máximas de la emisión de las alas hacia el rojo y al azul están localizadas, respectivamente, al NE y SO de la posición de mayor intensidad del núcleo milimétrico. Además, la emisión de las alas roja y azul exhiben una considerable superposición en su distribución espacial.



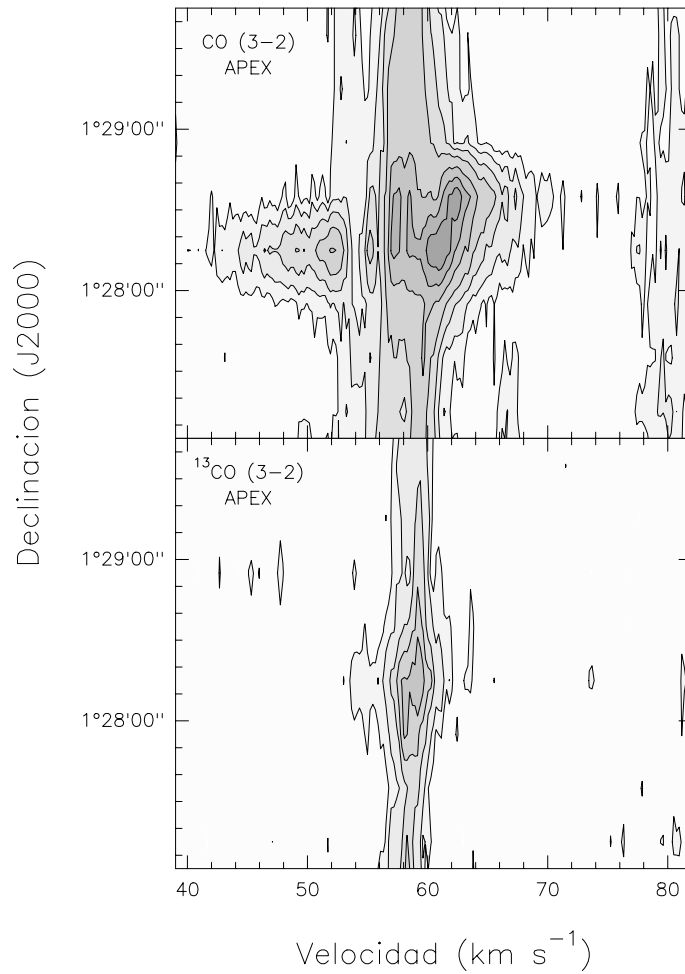


Figura 3.16— Diagrama posición–velocidad del flujo molecular O–MM3 en las líneas del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  hacia la región norte de G34.43+0.24, a lo largo de una línea que corre en la dirección norte–sur pasando a través del núcleo MM3 (posición  $(40'', 0'')$  en la Figura 3.2). El nivel de los contornos para el  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  son 3, 6, 10, 15, 22, 29 y 36  $\sigma$ , con  $\sigma = 0.27$  K y para el  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  son 1.5, 3, 6, 8 y 10  $\sigma$ , con  $\sigma = 0.37$  K.

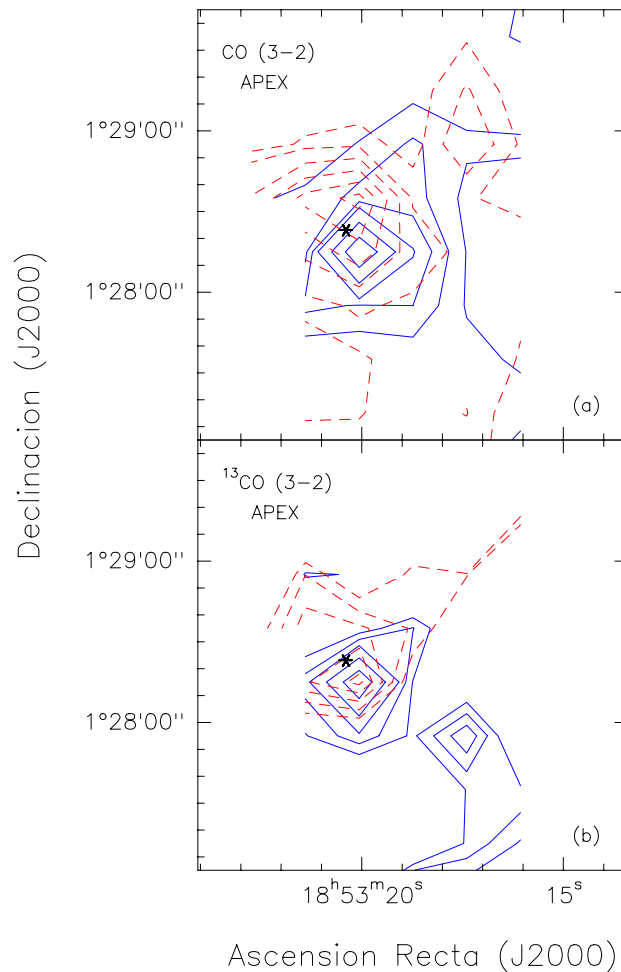


Figura 3.17— Mapas de contornos integrados en velocidad de la emisión de las alas en las transiciones del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y el  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  hacia la región norte de G34.43+0.24, el núcleo MM3. Las líneas sólidas representan la emisión desplazada hacia el azul y las segmentadas la emisión desplazada hacia el rojo. El asterisco marca la posición del núcleo MM3. *Arriba*: Emisión del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ . Los niveles de los contornos para la emisión desplazada hacia el azul son: 20, 30, 40, 50, 75 and 100  $\sigma$  ( $\sigma = 0.35 \text{ K km s}^{-1}$ ), y para la emisión desplazada hacia el rojo: 20, 30, 60, 90, 120 and 150  $\sigma$  ( $\sigma = 0.25 \text{ K km s}^{-1}$ ). *Abajo*: Emisión del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ . Los niveles de los contornos para la emisión desplazada hacia el azul son: 3, 4, 5, 7 and 9  $\sigma$  ( $\sigma = 0.23 \text{ K km s}^{-1}$ ), y para la emisión desplazada hacia el rojo: 3, 4, 5, 6 and 7  $\sigma$  ( $\sigma = 0.19 \text{ K km s}^{-1}$ ).

# Capítulo 4

## Análisis y Discusión

### 4.1. Núcleos moleculares

#### 4.1.1. Cálculo de parámetros asumiendo equilibrio termodinámico local

Utilizando las observaciones de la emisión en las líneas del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y el  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  es posible estimar la masa del gas molecular dentro de la región central (núcleos MM1 y MM2) como se describe en el Apéndice C. La masa denominada LTE está dada por

$$\left(\frac{M_{LTE}}{M_{\odot}}\right) = 0.565 \left(\frac{\mu_m}{2.72m_H}\right) \left(\frac{[\text{H}_2/\text{C}^{18}\text{O}]}{3.8 \times 10^6}\right) \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^2 \frac{(T_{ex} + 0.88) \exp(15.81/T_{ex})}{1 - \exp(-15.81/T_{ex})} \iint \tau_{18} dv d\Omega, \quad (4.1)$$

donde  $\tau_{18}$  es la profundidad óptica de la línea del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\mu_m$  es la masa molecular media por molécula de  $\text{H}_2$ ,  $m_H$  es la masa del átomo de hidrógeno,  $D$  es la distancia a la fuente,  $[\text{H}_2/\text{C}^{18}\text{O}]$  es la razón de abundancia de  $\text{H}_2$  a  $\text{C}^{18}\text{O}$ ,  $v$  es la velocidad en  $\text{km s}^{-1}$  y  $\Omega$  está en minutos de arco al cuadrado. La opacidad en la línea del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  se obtiene a partir de la razón de las temperaturas de brillo observadas de las líneas del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  y el  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ , ecuación (C.25). Asumiendo una razón de abundancia de  $[\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}]$  igual a 7.6, se deriva una profundidad óptica para la línea del  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  de 0.10 y 0.18 hacia los núcleos MM1 y MM2, respectivamente. Debido a la imposibilidad de estimar la temperatura de excitación, ésta se asume igual a 30 K, valor que es sustentado por las temperaturas del polvo estimadas por Rathborne et al. (2005) hacia esta misma región. Usando  $T_{ex} = 30$  K y una razón de abundancia

de  $[H_2/C^{18}O] = 3.8 \times 10^6$  (Wilson & Rood 1994) se derivó una masa total de 330 y 1460  $M_\odot$  para los núcleos MM1 y MM2, respectivamente. La Tabla 4.1 resume los parámetros calculados.

Tabla 4.1: Parámetros derivados de los núcleos moleculares usando el método LTE

Núcleo	Transición	$\tau_\nu$	N ( $\text{cm}^{-2}$ )	N( $H_2$ ) ( $\text{cm}^{-2}$ )	$M_{LTE}$ ( $M_\odot$ )
MM1	$C^{18}O(3 \rightarrow 2)$	0.10	$5.2 \times 10^{15}$	$2.0 \times 10^{22}$	330
	$^{13}CO(3 \rightarrow 2)$	0.75	$3.9 \times 10^{16}$		
MM2	$C^{18}O(3 \rightarrow 2)$	0.18	$1.1 \times 10^{16}$	$4.3 \times 10^{22}$	1460
	$^{13}CO(3 \rightarrow 2)$	1.39	$8.7 \times 10^{16}$		

---

Note. — Rango de velocidades del núcleo MM1: 54.6–59.3  $\text{km s}^{-1}$ .  
Rango de velocidades del núcleo MM2: 53.4–59.3  $\text{km s}^{-1}$ .

#### 4.1.2. Cálculo de parámetros asumiendo equilibrio virial

Las masa también se puede estimar asumiendo que las nubes están en equilibrio virial. Despreciando el aporte de campos magnéticos y fuerzas externas la masa virial  $M_{vir}$ , para una nube esférica de radio  $R$  y densidad uniforme, está dada por (MacLaren et al. 1988)

$$M_{vir} = 210 \left( \frac{R}{\text{pc}} \right) \left( \frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 M_\odot, \quad (4.2)$$

en donde  $\Delta v$  es el ancho de la línea promedio. De esta manera se estiman masas de  $1.1 \times 10^3$ ,  $1.5 \times 10^3$  y  $1.4 \times 10^3$   $M_\odot$  para, respectivamente, los núcleos MM1, MM2 y MM3. Estos valores corresponden a las medias geométricas de aquellos determinados a partir de las transiciones dadas en la Tabla 4.2. Las densidades de hidrógeno molecular se calcularon asumiendo que la nube tiene una morfología esférica y una densidad uniforme.

Tabla 4.2: Parámetros derivados de los núcleos moleculares usando el teorema del Viral

Núcleo	Transición	Radio <sup>a</sup> (pc)	$\Delta V$ (km s <sup>-1</sup> )	$M_{vir}$ ( $M_{\odot}$ )	$n(\text{H}_2)$ (cm <sup>-3</sup> )
MM1	CS(7 → 6) . . . . .	0.25	5.69	1700	$3.9 \times 10^5$
	CS(2 → 1) . . . . .	0.35	5.29	2060	$1.7 \times 10^5$
	H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1 → 0)	0.26	2.75	410	$8.3 \times 10^4$
MM2	CS(7 → 6) . . . . .	0.27	5.27	1580	$2.8 \times 10^5$
	CS(2 → 1) . . . . .	0.35	5.19	1980	$1.6 \times 10^5$
	H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1 → 0)	0.33	3.96	1090	$1.1 \times 10^5$
MM3	<sup>13</sup> CO(3 → 2) . . . . .	0.57	3.01	1090	$2.1 \times 10^4$
	CS(2 → 1) . . . . .	0.69	3.43	1710	$1.8 \times 10^4$

<sup>a</sup>Media geométrica de los ejes semi-mayor y semi-menor observados.

### 4.1.3. Comparación de masas con diferentes autores y distintos métodos

La Tabla 4.3 resume las masas de los núcleos determinadas por diferentes autores y distintos métodos. La col.(2) muestra la masa LTE, la col.(3) la masa virial, las col.(4) y (5) contienen las masas derivadas desde observaciones del continuo del polvo a 1.2 mm de Garay et al. (2004) y Rathborne et al. (2006), respectivamente. La diferencia entre las masas derivadas a partir de la emisión a 1.2 mm probablemente es causada por las diferentes temperaturas del polvo. Garay et al. (2004) usó 28 K para los núcleos MM1 y MM2, y 17 K para el MM3; mientras que Rathborne et al. (2006) utilizó una temperatura del polvo de 15 K. Además, los tamaños de los núcleos no son los mismos. En el cálculo de la masa LTE, si se asume que la temperatura de excitación es 25 o 35 K, la masa LTE decrece o aumenta en  $\sim 20\%$ , respectivamente. Además, si se utiliza en los cálculos la distancia más lejana estimada (3.9 kpc) los parámetros incrementan en un 10%, ya que la masa LTE es proporcional a la distancia al cuadrado. A pesar de las incertezas asociadas a cada método – tales como abundancia, temperatura de excitación y del polvo, opacidad del polvo – la concordancia es buena. Sin embargo, hay discrepancias con las masas calculadas por Shepherd et al. (2004, 2007). En su primer trabajo, ellos determinaron masas a partir de la emisión del H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1 → 0) de 4000 y 5000  $M_{\odot}$  para MM1 y MM2, respectivamente, y una masa total de la nube de 50000  $M_{\odot}$  (Rathborne et al. 2005 calculó una masa total para la nube de 7500  $M_{\odot}$  usando la emisión del polvo a una temperatura de 30 K). Sus cantidades pueden estar sobre-estimadas debido a un aumento en la abundancia de HCO<sup>+</sup> probabemte

por choques producidos en los flujos moleculares. En su segundo trabajo, ellos observaron con el interferómetro OVRO obteniendo masas a partir de la emisión del  $C^{18}O(1 \rightarrow 0)$  de 75 y 690  $M_{\odot}$  para MM1 y MM2, respectivamente. Debido a que sus observaciones de  $C^{18}O$  no son sensibles a la emisión extendida, ellos determinan la masas internas de los núcleos.

Tabla 4.3: Masas de los núcleos derivadas por diferentes autores y distintos métodos

Núcleo (1)	Masa LTE ( $M_{\odot}$ ) (este trabajo)	Masa Virial ( $M_{\odot}$ ) (este trabajo)	Masa por Polvo a 1.2 mm ( $M_{\odot}$ )	
	(2)	(3)	Garay et al. (2004) (4)	Rathborne et al. (2006) (5)
MM1	330	1130	550	1187
MM2	1460	1510	2700	1284
MM3	-	1370	780	301

#### 4.1.4. Parámetros hacia las posiciones de máxima emisión en los núcleos MM1 y MM2

La Tabla 4.4 presenta los parámetros determinados hacia las posiciones de máxima emisión en los núcleos MM1 y MM2. Los valores obtenidos a partir de las transiciones de  $C^{34}S(2 \rightarrow 1)$  y  $CS(2 \rightarrow 1)$  se calcularon de forma análoga a la descrita para las líneas del  $C^{18}O(3 \rightarrow 2)$  y  $^{13}CO(3 \rightarrow 2)$ . Se adoptaron razones de abundancia de  $[CS/C^{34}S] = 22.5$  y  $[H_2/CS] = 1 \times 10^8$  (van der Tak et al. 2000).

#### 4.1.5. Indicio de colapso hacia el núcleo MM2

El perfil de la emisión en la transición del  $^{13}CO(3 \rightarrow 2)$  hacia el núcleo MM2 muestra un máximo desplazado hacia el azul y un hombro plano hacia el rojo. Dicho perfil se atribuye usualmente a movimientos de colapso cuando la emisión es ópticamente gruesa (Mardones et al. 1997). Para descartar que se trate de dos nubes emitiendo en la misma línea de la visual se debe observar una línea ópticamente delgada. La emisión desplazada hacia el azul es producida por gas altamente excitado en el lado lejano de la envoltura, mientras que la emisión hacia el rojo es provocada por gas de baja excitación en el lado cercano. La auto-absorción central es debida a gas de baja excitación y bajas velocidades en el lado cercano de la envoltura (Evans

Tabla 4.4: Parámetros hacia las posiciones de máxima emisión en los núcleos MM1 y MM2

Núcleo	Transición	$\tau_\nu$	N ( $\text{cm}^{-2}$ )	N( $\text{H}_2$ ) ( $\text{cm}^{-2}$ )
MM1	$\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$	0.04	$2.3 \times 10^{15}$	$8.5 \times 10^{21}$
	$^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$	0.30	$1.7 \times 10^{16}$	
	$\text{C}^{34}\text{S}(2 \rightarrow 1)$	0.02	$1.9 \times 10^{13}$	$4.3 \times 10^{22}$
	$\text{CS}(2 \rightarrow 1)$	0.41	$4.3 \times 10^{14}$	
MM2	$\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$	0.37	$2.3 \times 10^{16}$	$8.5 \times 10^{22}$
	$^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$	2.80	$1.7 \times 10^{17}$	
	$\text{C}^{34}\text{S}(2 \rightarrow 1)$	0.03	$3.5 \times 10^{13}$	$8.0 \times 10^{22}$
	$\text{CS}(2 \rightarrow 1)$	0.69	$8.0 \times 10^{14}$	

Note. — Rango de velocidad para el núcleo MM1: 54.0–59.3  $\text{km s}^{-1}$ .  
Rango de velocidad para el núcleo MM2: 53.5–59.2  $\text{km s}^{-1}$ .

1999). Una estimación de la velocidad de colapso  $V_{in}$  puede ser obtenida usando el modelo de colapso de Myers et al. (1996).

Myers et al. (1996) realizaron un modelo analítico de transferencia radiativa (explicado en el Apéndice E) para inspeccionar si los espectros observados muestran evidencia de colapso y proveer una estimación de la velocidad característica de colapso. Se modelaron los perfiles de las líneas del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$  hacia la posición central del núcleo MM2, obteniendo los cuatro parámetros del modelo: la profundidad óptica máxima ( $\tau_0$ ), la temperatura cinética ( $T_k$ ), la velocidad de colapso ( $V_{in}$ ) y la dispersión no termal de velocidades ( $\sigma_{NT}$ ). La Figura 4.1 muestra los perfiles de las líneas observadas y de los mejores ajustes, indicando movimientos consistentes con un colapso rápido,  $V_{in} \sim \sigma$ . Los valores derivados por el modelo se dan en el lado derecho de la misma figura. Algunos parámetros obtenidos para cada ajuste son diferentes, por ejemplo, las velocidades de colapso son 1.5, 1.3 y 1.0  $\text{km s}^{-1}$  para las líneas del  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$  y  $\text{CS}$ , respectivamente. Este orden decreciente concuerda con el nivel de asimetría de las líneas. La línea más asimétrica, una línea hacia al azul y un hombro hacia el rojo, tiene el valor más alto de  $V_{in}$  (Myers et al. 1996; Fuller et al. 2005). Aunque la dispersión de velocidades en la línea del  $\text{CS}$  es  $\sigma \sim 2V_{in}$ , las otras dos líneas tienen  $\sigma \sim V_{in}$ , indicando un colapso rápido. La velocidad sistémica está corrida al rojo en las líneas de  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$ , esto podría ser explicado por la influencia del flujo molecular, que es justamente más intenso en el lado rojo. De todas maneras, si la contribución del flujo molecular fuera removida,

la línea hacia el azul sería aún más intensa que el hombro ubicado hacia el rojo, entonces se tendría un incremento en la velocidad de colapso en la línea del  $^{13}\text{CO}$ . Esto es debido a que el hombro rojo será reducido en una mayor proporción que la línea más intensa desplazada hacia el azul.

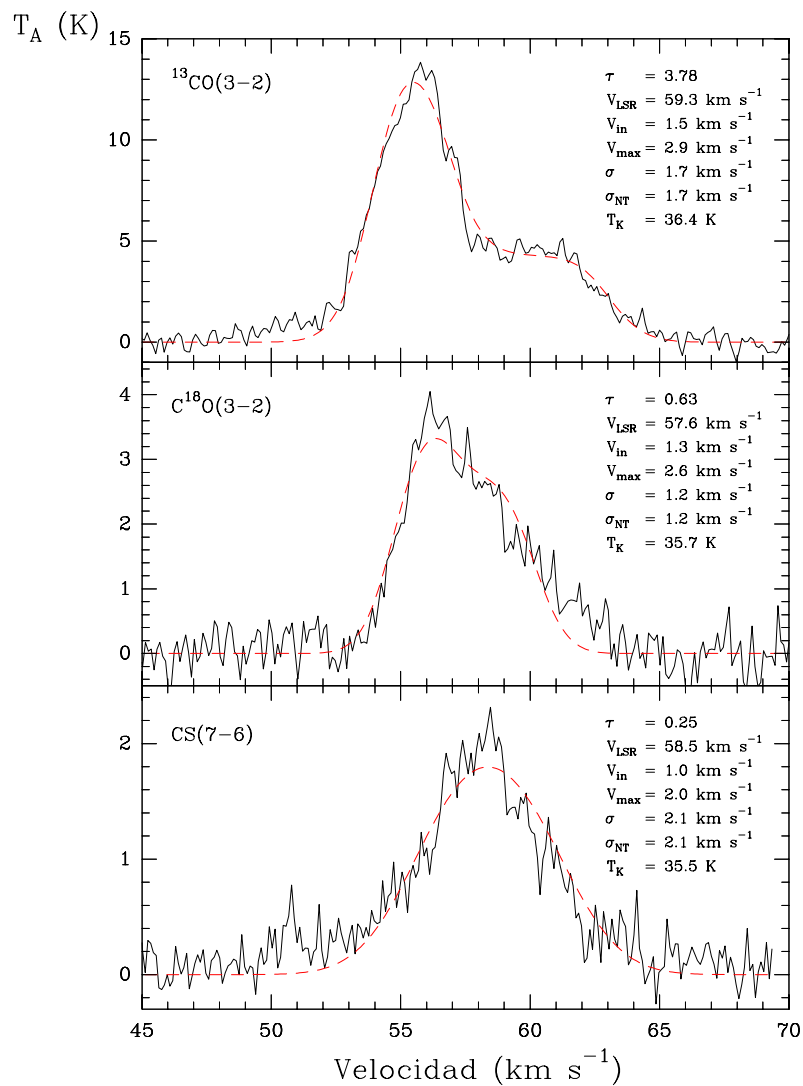


Figura 4.1— Espectros de las líneas del  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$  de la posición de máxima emisión del núcleo MM2, junto con los ajustes obtenidos utilizando el modelo simple de Myers et al. (1996). Las líneas sólidas muestran los espectros observados y las líneas punteadas representan los modelos. Los parámetros obtenidos a partir del modelo se muestran al lado derecho de la figura.



Ramesh et al. (1997) modeló los perfiles de las líneas del CS(2  $\rightarrow$  1), C<sup>34</sup>S(2  $\rightarrow$  1), HCO<sup>+</sup>(1  $\rightarrow$  0) y H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1  $\rightarrow$  0) hacia el núcleo MM2 usando el método LVG (*Large Velocity Gradient*) y el modelo simple de Myers et al. (1996). Aunque con el primer método ellos mantuvieron una temperatura constante de 22 K (en este trabajo se estimó una temperatura cinética de  $\sim$ 36 K), ellos encontraron una velocidad de colapso que varía radialmente como  $8 \cdot (r/r_0)^{-0.6}$  km s<sup>-1</sup> con  $r_0 = 4.5 \times 10^{16}$  cm. Usando  $r = 5.5 \times 10^{17}$  cm (tamaño espacial de 10'') se obtiene  $V_{in} = 1.8$  km s<sup>-1</sup>. Dadas las incertezas asociadas a cada método, la concordancia es buena. Sin embargo, la velocidad de colapso estimadas por Ramesh et al. (1997) usando el modelo simple de Myers et al. (1996), a una resolución espacial similar, es un orden de magnitud más pequeña que las velocidades determinadas aquí utilizando el mismo método. Probablemente, ellos no tomaron en cuenta en el modelo la emisión a altas velocidades.

La tasa de masa bajo colapso (dentro de un radio definido por solo una posición, 10'') se estima como

$$\dot{M} = M_R V_{in} / R, \quad (4.3)$$

donde  $M_R$  es la masa dentro del radio  $R$  y  $V_{in}$  es la velocidad de colapso en el radio  $R$ . Utilizando una masa LTE de  $240 M_\odot$  derivada en la posición de máxima emisión hacia MM2, una velocidad de colapso promedio de  $1.3$  km s<sup>-1</sup> y un radio de  $5.5 \times 10^{17}$  cm, se obtiene  $\dot{M} \sim 1.8 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ . Tal tasa de acreción es lo suficientemente grande como para vencer la presión de radiación de la estrella central y formar estrellas de mayor masa. Shepherd et al. (2007) asoció dos probables estrellas masivas ( $M > 8 M_\odot$ ) con el núcleo MM2. Una de ellas, está localizada cerca del centro de la región UC H II. Shepherd et al. (2004) determinó para este objeto un tipo espectral de B0.5, y modelos de envolturas masivas acreutando material en esta clase de estrellas jóvenes requiere tasas de acreción de  $\dot{M} > 5 \times 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  (Osorio et al. 1999), lo que concuerda con el resultado obtenido en este trabajo. Otras publicaciones, como las de Wu et al. (2005) y Fuller et al. (2005) derivan tasas de acreción de  $3.4 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  y  $0.2\text{--}1 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ . El primer trabajo es en la región G25.38 (donde se descubre una región fría y masiva, similar a los cuatro núcleos descubiertos por Garay et al., 2004, dentro de los cuales está MM3) y el segundo es en una muestra de 22 objetos proto-estelares de alta masa, sin embargo la observación de trazadores típicos de colapso aún escasea hacia núcleos moleculares masivos.

### 4.1.6. Diagramas rotacionales

El método de diagramas rotacionales se usa para calcular la temperatura rotacional y la densidad de columna total de la molécula utilizada. Está basado en tres suposiciones importantes: las líneas espectrales son ópticamente delgadas, la temperatura del fondo ( $T_{\text{bg}}$ ) es despreciable con respecto a la temperatura de excitación de la transición observada y hay un equilibrio termodinámico local (LTE). Si todas las transiciones están termalizadas, entonces la temperatura rotacional derivada da una estimación de la temperatura cinética del gas molecular.

Los diagramas rotacionales que se presentan en la Figura 4.2 agrupan los datos de las tres transiciones rotacionales del  $\text{CH}_3\text{OH}(2 \rightarrow 1)$  descritas en previos capítulos y cinco transiciones rotacionales del  $\text{CH}_3\text{OH}(7 \rightarrow 6)$  observadas por Sakai et al. (2008) usando el telescopio ASTE.

La ecuación que relaciona la temperatura rotacional con la densidad de columna es (Linke et al. 1979; Blake et al. 1987; Turner 1991; Minier et al. 2005)

$$\ln \left( \frac{3k \int T_{\text{mb}} dv}{8\pi^3 \nu S \mu^2 g_I g_k} \right) = \ln \left( \frac{N}{Q_{\text{rot}}} \right) - \frac{E_u}{kT_{\text{rot}}}, \quad (4.4)$$

donde  $\nu$  es la frecuencia,  $\mu$  es el momento dipolar,  $S$  la intensidad intrínseca de la línea,  $g_I$  es la degeneración del spin nuclear reducido,  $g_k$  la degeneración del nivel  $K$ ,  $E_u$  la energía de excitación del nivel superior,  $N$  la densidad de columna y  $Q_{\text{rot}}$  la función de partición rotacional. La Tabla 4.5 muestra los parámetros de las transiciones utilizadas. El diagrama rotacional es el resultado de graficar el término de la izquierda versus  $E_u/k$ . Así el inverso negativo de la pendiente de la línea ajustada corresponde a la  $T_{\text{rot}}$  y la intersección del ajuste con el eje  $Y$  corresponde al  $\ln(N/Q_{\text{rot}})$ , permitiendo estimar la densidad de columna total. La función de partición se calcula como describe Turner (1991). Para moléculas asimétricas con un rotor interno se tiene

$$Q_{\text{rot}} = Q_{\text{rot}}(\text{A}) + Q_{\text{rot}}(\text{E}) = 2 \left[ \frac{\pi(kT_{\text{rot}})^3}{h^3 \text{ABC}} \right]^{1/2}, \quad (4.5)$$

en donde la primera A y E se refieren a las simetrías, mientras que la segunda A, B y C se refieren a constantes de las moléculas. No hay problemas en considerar en un mismo diagrama líneas con distintas simetrías, ya que en el caso especial de las moléculas asimétricas con un rotor interno (como por ejemplo  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{SH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OHCO}$ ) el producto entre  $g_k$  y  $g_I$  es

constante. Para especies A se tiene que  $g_k = 1$  y  $g_I = 2$ , mientras que para especies E se tiene que  $g_k = 2$  y  $g_I = 2$  (Turner 1991). La Figura 4.2 muestra los datos con los ajustes y la Tabla 4.6 el área de la gaussiana ajustada a las líneas, las temperaturas rotacionales y las densidades de columna obtenidas.

Tabla 4.5: Parámetros de las transiciones rotacionales del CH<sub>3</sub>OH (Anderson et al. 1990)

Transición Rotacional	Frecuencia (GHz)	$\mu^2 S$ (D <sup>2</sup> )	$E_u/k$ (K)
(2 <sub>-1</sub> → 1 <sub>-1</sub> ) E	96.739390	1.176	11.597
(2 <sub>0</sub> → 1 <sub>0</sub> ) A <sup>+</sup>	96.741420	1.567	6.965
(2 <sub>0</sub> → 1 <sub>0</sub> ) E ..	96.744580	1.567	19.144
(7 <sub>0</sub> → 6 <sub>0</sub> ) E ..	338.124502	5.480	77.145
(7 <sub>-1</sub> → 6 <sub>-1</sub> ) E	338.344628	5.375	69.616
(7 <sub>0</sub> → 6 <sub>0</sub> ) A <sup>+</sup>	338.408681	5.484	64.990
(7 <sub>1</sub> → 6 <sub>1</sub> ) E ..	338.614999	5.508	85.120
(7 <sub>2</sub> → 6 <sub>2</sub> ) E ..	338.721630	4.980	86.326

Tabla 4.6: Intensidades integradas y parámetros derivados de los diagramas rotacionales

Transición	$(\int T_{\text{mb}} dv)_{\text{MM1}}$ (K km s <sup>-1</sup> )	$(\int T_{\text{mb}} dv)_{\text{MM2}}$ (K km s <sup>-1</sup> )	$(\int T_{\text{mb}} dv)_{\text{MM4}}$ (K km s <sup>-1</sup> )
(2 <sub>-1</sub> → 1 <sub>-1</sub> ) E .....	8.9 ± 0.4	8.4 ± 0.4	10.1 ± 0.5
(2 <sub>0</sub> → 1 <sub>0</sub> ) A <sup>+</sup> .....	8.5 ± 0.3	10.2 ± 0.3	12.8 ± 0.4
(2 <sub>0</sub> → 1 <sub>0</sub> ) E .....	2.3 ± 0.1	2.1 ± 0.5	2.8 ± 0.6
(7 <sub>0</sub> → 6 <sub>0</sub> ) E .....	5.4 ± 0.1	3.1 ± 0.2	<0.5
(7 <sub>-1</sub> → 6 <sub>-1</sub> ) E .....	8.7 ± 0.1	6.8 ± 0.2	2.8 ± 0.2
(7 <sub>0</sub> → 6 <sub>0</sub> ) A <sup>+</sup> .....	15.8 ± 0.2	12.2 ± 0.3	4.2 ± 0.3
(7 <sub>1</sub> → 6 <sub>1</sub> ) E .....	2.5 ± 0.1	1.2 ± 0.1	<0.4
(7 <sub>2</sub> → 6 <sub>2</sub> ) E .....	3.4 ± 0.1	1.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1
$T_{\text{rot}}$ (K) .....	23.9	19.6	14.1
N (CH <sub>3</sub> OH) (cm <sup>-2</sup> )	9.0 × 10 <sup>14</sup>	7.9 × 10 <sup>14</sup>	7.4 × 10 <sup>14</sup>

Sakai et al. (2008) utilizando el método de diagramas rotacionales determinó temperaturas más bajas que las estimadas en este trabajo. Para los núcleos MM1, MM2 y MM4 estimó 10.9, 8.3 y 9.3 K, respectivamente. Estos valores también son inferiores a los reportados por Van der Tak et al. (2000) para zonas de formación de estrellas de alta masa (24–203 K). Sakai et al. (2008) argumenta que los valores para las temperaturas rotacionales encontradas en su estudio son bajos debido a que las líneas de metanol están sub-termalmente excitadas. Sin embargo, al

hacer los diagramas utilizando sus líneas de CH<sub>3</sub>OH (7 → 6) con las líneas del CH<sub>3</sub>OH (2 → 1) se obtienen valores más acordes a lo esperado, mostrando que aunque en un primer momento parecía que los niveles rotacionales del CH<sub>3</sub>OH no estaban termalizados lo que realmente sucedía era que faltaban puntos en el diagrama a más bajos valores de  $E_u/k$ .

Van der Tak et al. (2000) estimó razones de abundancia de [CH<sub>3</sub>OH/H<sub>2</sub>] que dependen de la temperatura del núcleo. Para núcleos *fríos* encontró  $\sim 10^{-9}$ , para núcleos *tibios*  $\sim 10^{-9}$  a  $\sim 10^{-7}$  y para núcleos *calientes*  $\sim 10^{-8}$ . Catalogando los núcleos MM1, MM2 y MM3 como núcleos tibios se estiman densidades de columnas de hidrógeno molecular del orden de  $\sim 10^{21}$ – $10^{23}$  cm<sup>-2</sup>.

## 4.2. Flujos moleculares

Para calcular los parámetros físicos de los flujos moleculares se siguió el formalismo LTE, descrito en el Apéndice D, usando la emisión de la línea del CO(3 → 2). La principal fuente de error en determinar la masa de los flujos es la dificultad en separar la contribución de los flujos con la emisión en el rango de velocidades de la nube ambiente. Se adoptó como velocidad límite entre la emisión de las alas azul y roja, y la emisión de la nube ambiente los valores de, respectivamente, 53.0 y 60.8 km s<sup>-1</sup> para el flujo asociado al núcleo MM1; 51.8 y 60.9 km s<sup>-1</sup> para el flujo MM2; y 56.1 y 61.5 km s<sup>-1</sup> para el flujo MM3. Otra fuente de error es la posibilidad de que la línea del CO(3 → 2) no sea ópticamente delgada, especialmente a bajas velocidades del flujo. Afortunadamente, con los datos disponibles es posible estimar este efecto y hacer correcciones si es necesario.

Asumiendo que los niveles de energía del CO están poblados de acuerdo al equilibrio termodinámico local y que la emisión del flujo es ópticamente delgada, la densidad de columna total de CO,  $N(\text{CO})$ , en cada posición observada está dada por (ecuación D.2)

$$N(\text{CO}) = 7.7 \times 10^{13} \frac{(T_{ex} + 0.92) \exp(16.60/T_{ex})}{[1 - \exp(-16.60/T_{ex})]} \frac{1}{[J(T_{ex}) - J(T_{bg})]} \int T_B(v) dv, \quad (4.6)$$

donde  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación,  $T_{bg}$  es la temperatura del fondo cósmico,  $T_B$  es la temperatura de brillo a la velocidad  $v$ ,  $v$  está medida en km s<sup>-1</sup>, y

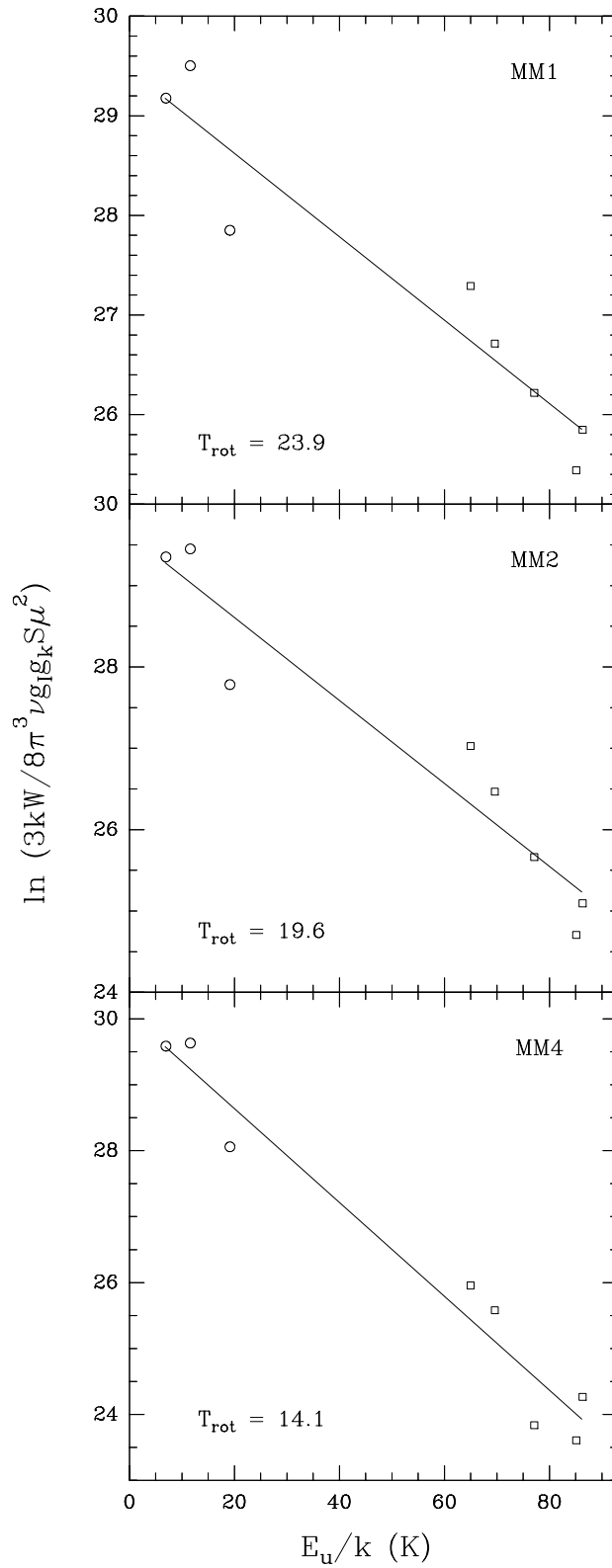


Figura 4.2— Diagramas rotacionales en los núcleos MM1, MM2 y MM4. Los círculos corresponden a datos obtenidos en este trabajo con el Telescopio Nobeyama y los cuadrados a los reportados por Sakai et al. (2008) con el telescopio ASTE.

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} .$$

Conocidas las densidades de columna, la masa se calcula como (ecuación D.4)

$$M = \left[ \frac{\text{H}_2}{^{12}\text{CO}} \right] \mu_m A \sum N(\text{CO}) , \quad (4.7)$$

donde  $\mu_m$  es la masa molecular media por molécula de  $\text{H}_2$ ,  $[\text{H}_2/\text{CO}]$  es la razón de abundancia entre el hidrógeno molecular y el monóxido de carbono,  $A$  es el tamaño del área emitiendo en un posición individual y la suma es sobre todas las posiciones observadas dentro de cada lóbulo. En este trabajo de tesis se tomó el área  $A$  igual a la de un cuadrado de lado  $20''$ , que es el tamaño de la grilla de las observaciones.

A partir de las observaciones de las transiciones del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  y  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  es posible estimar las opacidades del gas en los flujos y, de esa manera, evaluar si es correcto suponer que la emisión de las alas del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  es ópticamente delgada. Asumiendo  $T_{ex} = 30$  K y  $[^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}] = 50$ , se encontró que la opacidad promedio del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  en el gas que está en el ala azul (en un rango de velocidades desde  $49.5$  a  $53.0$   $\text{km s}^{-1}$ ) y en el ala roja (en un rango de velocidades desde  $60.8$  a  $68.9$   $\text{km s}^{-1}$ ) del flujo MM1 son  $3.4$  y  $2.5$ , respectivamente. Los rangos que se indican son aquellos en los cuales la emisión se detecta en ambas líneas. Para el flujo MM2 se encontraron profundidades ópticas promedio en el gas del ala azul (en un rango de velocidades desde  $47.2$  a  $51.8$   $\text{km s}^{-1}$ ) y del ala roja (en un rango de velocidades desde  $60.9$  a  $68.7$   $\text{km s}^{-1}$ ) de  $5.4$  y  $4.4$ , respectivamente. Para el flujo MM3 se encontró una opacidad promedio hacia el ala azul (en un rango de velocidades desde  $52.8$  a  $56.1$   $\text{km s}^{-1}$ ) y el ala roja (en un rango de velocidades desde  $61.5$  a  $65.2$   $\text{km s}^{-1}$ ) de  $7.1$  y  $4.2$ , respectivamente. Estos resultados indican que la emisión del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  en los tres flujos moleculares, en los rangos de velocidad dados, es moderadamente ópticamente gruesa. Por otro lado, como lo sugerían los diagramas posición-velocidad, la emisión del  $^{13}\text{CO}$  en el flujo es ópticamente delgada con valores bajos para las opacidades, entre  $0.05$  y  $0.13$ .

Para corregir la masa determinada bajo la suposición ópticamente delgada por efectos de opacidad, se divide la emisión de las alas del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  en dos regímenes: una parte ópticamente delgada, en la cual no se detecta emisión en  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ , y una parte ópticamente gruesa. Se

asumió una razón de abundancia  $[H_2/CO]$  de  $10^4$  (Frerking et al. 1982) y una temperatura de excitación del gas de 30 K. Las masas determinadas en el rango ópticamente delgado en los lóbulos azules de los flujos MM1 ( $38.6 < v_{\text{lsr}} < 49.5 \text{ km s}^{-1}$ ), MM2 ( $35.9 < v_{\text{lsr}} < 47.2 \text{ km s}^{-1}$ ) y MM3 ( $40.1 < v_{\text{lsr}} < 52.8 \text{ km s}^{-1}$ ) son, respectivamente,  $0.5$ ,  $1.1$  y  $1.6 M_{\odot}$ . La masa de los lóbulos rojos de los flujos MM1 ( $68.9 < v_{\text{lsr}} < 74.5 \text{ km s}^{-1}$ ), MM2 ( $68.7 < v_{\text{lsr}} < 74.5 \text{ km s}^{-1}$ ) y MM3 ( $65.2 < v_{\text{lsr}} < 74.3 \text{ km s}^{-1}$ ) son, respectivamente,  $0.7$ ,  $0.8$  y  $0.7 M_{\odot}$ . En el régimen ópticamente grueso la masa determinada bajo la suposición ópticamente delgada se corrige por el factor  $\tau_w/(1 - e^{-\tau_w})$ , donde  $\tau_w$  es la opacidad promedio del  $CO(3 \rightarrow 2)$  en el rango de velocidades ópticamente grueso dentro de la emisión de las alas. Se derivan masas corregidas por opacidad en el lóbulo azul de  $2.6$ ,  $13.6$  y  $8.5 M_{\odot}$  para los flujos MM1 ( $49.5 < v_{\text{lsr}} < 53.0 \text{ km s}^{-1}$ ), MM2 ( $47.2 < v_{\text{lsr}} < 51.8 \text{ km s}^{-1}$ ) y MM3 ( $52.8 < v_{\text{lsr}} < 56.1 \text{ km s}^{-1}$ ), respectivamente. Similarmente, para el lóbulo rojo se derivan masas de  $11.9$ ,  $30.8$  y  $7.3 M_{\odot}$  para los flujos MM1 ( $60.8 < v_{\text{lsr}} < 68.9 \text{ km s}^{-1}$ ), MM2 ( $60.9 < v_{\text{lsr}} < 68.7 \text{ km s}^{-1}$ ) y MM3 ( $61.5 < v_{\text{lsr}} < 65.2 \text{ km s}^{-1}$ ), respectivamente.

Para estimar la masa del flujo de material emitiendo en el rango de velocidades de la nube ambiente se sigue la descripción de Margulis & Lada (1985) (ecuación D.5), encontrándose que la masa en los lóbulos azules son de  $3.0$ ,  $20.6$  y  $13.9 M_{\odot}$ , y en los lóbulos rojos de  $6.2$ ,  $11.9$  y  $8.9 M_{\odot}$ , de MM1, MM2 y MM3, respectivamente (ver Tabla 4.7).

Usando el formalismo LTE estándar es posible también estimar el momentum  $P$  y la energía cinética  $E_k$  en los flujos (ver ecuaciones D.6). Estas ecuaciones no incluyen correcciones por inclinación del flujo molecular, y por lo tanto entregan límites inferiores. Otro método para calcular estos parámetros físicos consiste en asumir que todo el gas se desplaza a una velocidad característica  $V_{\text{char}}$  (ecuaciones D.7). Si se utiliza como velocidad característica la velocidad máxima del flujo, se obtiene un límite superior para los valores calculados (Apéndice D.2). En los mapas posición–posición de los flujos moleculares se observa una considerable superposición en la distribución espacial, indicando que los ejes de simetría de los flujos están probablemente muy cerca de la línea de la visual. Así, se adopta como velocidad característica del flujo el promedio de las velocidades máximas observadas. Las velocidades máximas observadas hacia los lóbulos azules y rojos son, respectivamente,  $12.0$  y  $23.1 \text{ km s}^{-1}$  para el flujo MM1,  $15.0$  y  $15.9 \text{ km s}^{-1}$  para el flujo MM2, y  $17.3$  y  $11.6 \text{ km s}^{-1}$  para el flujo MM3. La Tabla 4.7 muestra los parámetros derivados de los flujos moleculares utilizando ambos métodos. Las medias geométricas para estos valores son  $\bar{P}_1 \sim 230$ ,  $\bar{P}_2 \sim 690$  y  $\bar{P}_3 \sim 270 M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ ; y  $\bar{E}_{k1} \sim 1290$ ,  $\bar{E}_{k2} \sim 3630$  y  $\bar{E}_{k3} \sim 1120$

$M_{\odot} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$  (subíndices 1, 2 y 3 se refieren a los núcleos MM). Si se asume que la temperatura de excitación es de 50 K, los parámetros de los flujos crecen en un 7%. Si se utiliza la distancia más lejana estimada para la región G34.4 (3.9 kpc) los valores de los parámetros aumentan en un 10%. A pesar de las incertezas, los valores derivados para los parámetros de los flujos son consistentes con flujos moleculares masivos y energéticos conducidos por objetos estelares jóvenes de alta masa (Shepherd & Churchwell 1996; Beuther et al. 2002; Wu et al. 2004). Como los flujos moleculares en la región G34.4 parecen tener altas inclinaciones, es difícil estimar el largo de ellos. Por lo tanto, no es posible calcular sus escala de tiempo dinámico, la luminosidad mecánica y la tasa de pérdida de masa.

Tabla 4.7: Parámetros derivados de los flujos moleculares

Núcleo	Lóbulo	$M_{\text{lob.}}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{oculta}}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{total}}$ ( $M_{\odot}$ )	$P$		$E_k$	
					$P^{\text{min}}$	$P^{\text{max}}$	$E_k^{\text{min}}$	$E_k^{\text{max}}$
					( $M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$ )		( $M_{\odot} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ )	
MM1	Azul	3	3	6	$2.8 \times 10^1$	$1.1 \times 10^2$	$9.2 \times 10^1$	$9.2 \times 10^2$
	Rojo	13	6	19	$9.5 \times 10^1$	$3.3 \times 10^2$	$3.5 \times 10^2$	$2.9 \times 10^3$
	Total	16	9	25	$1.2 \times 10^2$	$4.4 \times 10^2$	$4.4 \times 10^2$	$3.8 \times 10^3$
MM2	Azul	15	21	36	$1.8 \times 10^2$	$5.5 \times 10^2$	$6.4 \times 10^2$	$4.2 \times 10^3$
	Rojo	32	12	44	$2.2 \times 10^2$	$6.7 \times 10^2$	$7.8 \times 10^2$	$5.2 \times 10^3$
	Total	47	33	80	$4.0 \times 10^2$	$1.2 \times 10^3$	$1.4 \times 10^3$	$9.4 \times 10^3$
MM3	Azul	10	14	24	$6.8 \times 10^1$	$3.5 \times 10^2$	$1.8 \times 10^2$	$2.5 \times 10^3$
	Rojo	8	9	17	$4.9 \times 10^1$	$2.4 \times 10^2$	$1.1 \times 10^2$	$1.8 \times 10^3$
	Total	18	23	41	$1.2 \times 10^2$	$5.9 \times 10^2$	$2.9 \times 10^2$	$4.3 \times 10^3$

El Telescopio espacial *Spitzer* es un satélite que contiene abordo instrumentos que trabajan en el rango de longitudes de onda del infrarojo. Contiene tres instrumentos: IRAC (Infrared Array Camera), IRS (Infrared Spectrograph) y MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer). El instrumento IRAC está formado por 4 bandas:  $3.6 \mu\text{m}$ ,  $4.5 \mu\text{m}$ ,  $5.8 \mu\text{m}$  y  $8 \mu\text{m}$ . La banda de  $4.5 \mu\text{m}$  contiene la línea H I Br $\alpha$  (a  $4.052 \mu\text{m}$ ), la banda de líneas del CO(1  $\rightarrow$  0) P(8) ( $4.6\text{--}4.8 \mu\text{m}$ ) y varias transiciones vibracionales del H<sub>2</sub> (de las cuales la más importante es la línea del H<sub>2</sub>(0  $\rightarrow$  0) S(9) a  $4.694 \mu\text{m}$ ). Al contrario de las otras tres bandas que posee IRAC, ésta no contiene ningún rasgo importante de Hidrocarburos Aromáticos Policíclicos (PAHs), ver por ejemplo Smith et al. (2006). Rathborne et al. (2005) reportó un exceso de emisión a  $4.5 \mu\text{m}$ , con respecto a las otras bandas, hacia los núcleos MM. El aumento de la emisión a  $4.5 \mu\text{m}$  podría ser entonces producido por gas ionizado y/o chocado. Debido a que hay sólo un aporte significativo de las líneas del CO en la banda de  $4.5 \mu\text{m}$  y esta emisión aumenta por choques



(Geballe & Garden 1987, 1990), se cree que es el principal responsable en el exceso de emisión de la banda a  $4.5 \mu\text{m}$ . Así, este exceso actuaría como un indicador de jets y flujos moleculares (Teixeira et al. 2008; Smith et al. 2006; Noriega-Crespo et al. 2004), y por lo tanto de formación de estrellas. Rathborne et al. (2005) encontró evidencia adicional que sugería la presencia de flujos moleculares hacia los núcleos MM en las líneas moleculares trazadoras de alta densidad  $\text{CS}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{HCN}(3 \rightarrow 2)$  que mostraban ensanchamientos en sus espectros ( $\Delta V \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ); sin embargo, esas observaciones no eran suficientes para definir los flujos. Un detallado estudio de la región central de G34.4 fue realizado por Shepherd et al. (2007), quienes descubrieron dos flujos moleculares emanando de el núcleo MM1 (G34.4 MM, en su artículo) y 3 flujos más originados en el núcleo MM2. Ellos estiman que la masa, momentum y energía cinética total de los flujos en MM1 son  $34.8 M_{\odot}$ ,  $350 M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$  y  $4.9 \times 10^{46} \text{ ergs}$  ( $2460 M_{\odot} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ ); y  $111.2 M_{\odot}$ ,  $830 M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$  y  $7.8 \times 10^{46} \text{ ergs}$  ( $3920 M_{\odot} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ ) de los flujos en MM2. Las masas son  $\sim 20\%$  más grandes que las estimadas en este trabajo y los valores para el momentum y la energía cinética están dentro de nuestro rango obtenido. A pesar de las diferentes transiciones moleculares usadas, temperaturas de excitación, distancia de la fuente, inclinación de los flujos y rangos de velocidades los resultados están dentro de los errores.

#### 4.2.1. Descubrimiento de un nuevo flujo molecular en la región G34.43+0.24

En este trabajo de tesis se descubrió un nuevo flujo molecular en la región, asociado con el núcleo MM3 descubierto por Garay et al. (2004). Ellos sugirieron que este núcleo masivo y denso, sin contraparte en longitudes de onda del IR medio (*MSX*) y el IR lejano (*IRAS*), parecía estar en un estado de inactividad debido a que no mostraba signos de formación de estrellas, correspondiendo al más joven de los núcleos masivos en el filamento. La intensa emisión en las alas de la línea del  $\text{CO}(3 \rightarrow 2)$  muestran la presencia de un flujo molecular muy poderoso, indicando que actualmente hay formación de estrellas en la región más al norte del filamento. Debido a su ubicación espacial y a su masa, el objeto denominado con el número 29 en el trabajo de Shepherd et al. (2007) es un candidato serio a progenitor del flujo MM3. Este objeto es el más masivo de la región norte, con una masa entre  $\sim 4.8\text{--}6.8 M_{\odot}$  y una luminosidad de  $\sim 170\text{--}340 L_{\odot}$ . Sin embargo, es una estrella de masa intermedia que posiblemente no es capaz de generar por sí sola un flujo molecular tan masivo. En esta misma zona, hay 3 estrellas más de masa intermedia (de masas inferiores a la del objeto número 29) con masas máximas de 4–5

$M_{\odot}$ . Posiblemente, futuras observaciones interferométricas podrían clarificar si el flujo en MM3 es un flujo combinado, tal como sucede hacia MM1 y MM2 en la región central, o es un flujo conducido sólo por una estrella.

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo de tesis se realizó un estudio multilíneas en la región de formación de estrellas masivas G34.43+0.24. Previamente, esta región se mapeó en la emisión del continuo del polvo a 1.2 mm (Faúndez et al. 2004; Garay et al. 2004; Rathborne et al. 2005). En este trabajo se observó toda la estructura filamentaria en las transiciones rotacionales del CO(3 → 2) y <sup>13</sup>CO(3 → 2). Además, se observó la región central del filamento en ocho transiciones moleculares más [C<sup>18</sup>O(3 → 2), CS(7 → 6), CS(2 → 1), C<sup>34</sup>S(2 → 1), HCO<sup>+</sup>(1 → 0), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1 → 0), SiO(2 → 1) y CH<sub>3</sub>OH(2 → 1)], y la región norte en las líneas del CS(2 → 1) y C<sup>18</sup>O(3 → 2). En general los mapas posición–posición de la emisión integrada en velocidad concuerdan muy bien con la emisión del polvo, a excepción de los mapas de metanol en la región central, y del mapa de C<sup>18</sup>O(3 → 2) en la región norte.

Los parámetros de los núcleos moleculares se calculan usando las aproximaciones de equilibrio termodinámico local y de equilibrio virial. Se obtuvieron masas LTE y virial de 300 y 1100  $M_{\odot}$  para MM1, 1460 y 1500  $M_{\odot}$  para MM2. Para MM3 se calculó una masa virial de 1400  $M_{\odot}$ . Se obtuvieron densidades volumétricas de  $1.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  para MM1,  $1.7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  para MM2 y  $1.9 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  para MM3. En las posiciones de máxima emisión dentro de los núcleos MM1 y MM2 fue posible estimar las profundidades ópticas y densidades de columna de las transiciones del C<sup>18</sup>O(3 → 2), <sup>13</sup>CO(3 → 2), C<sup>34</sup>S(2 → 1) y CS(2 → 1). Utilizando la información anterior y asumiendo abundancias relativas al H<sub>2</sub> se obtuvieron densidades de columna del hidrógeno molecular de  $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  y  $8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  en MM1 y MM2, respectivamente. Los parámetros calculados en MM1 y MM2 concuerdan con los encontrados en regiones de formación de estrellas masivas (Plume et al. 1997; Garay et al. 2007). Sin embargo la densidad encontrada en MM3 puede indicar la formación de estrellas de masa intermedia, que es lo obtenido del modelamiento

de la distribución de energía espectral (SED) de fuentes identificadas en el IR-medio (*Spitzer*) por Shepherd et al. (2007).

El modelamiento de los espectros de las líneas de  $^{13}\text{CO}(3 \rightarrow 2)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(3 \rightarrow 2)$  y  $\text{CS}(7 \rightarrow 6)$  en el núcleo MM2 arroja una velocidad de colapso de  $\sim 1.3 \text{ km s}^{-1}$  y una tasa de acreción de  $\sim 1.8 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Este valor es lo suficientemente grande para permitir la formación de estrellas masivas por medio de acreción y concuerda con lo esperado en zonas de formación de estrellas de alta masa (Osorio et al. 1999) y con los observados por otros autores hacia otras regiones (Wu et al. 2005; Fuller et al. 2005).

Se observaron flujos moleculares bipolares hacia los tres núcleos MM1, MM2 y MM3, y se encontró indicios de un cuarto asociado al núcleo MM4. Éstos flujos moleculares son masivos, masas entre 25 y 80  $M_{\odot}$ , y muy energéticos, energías entre 1120 y 3630  $M_{\odot} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ , valores que son consistentes con flujos moleculares conducidos por objetos estelares jóvenes de alta masa (Shepherd & Churchwell 1996; Beuther et al. 2002; Wu et al. 2004). Antes que este trabajo de tesis finalizara, Shepherd et al. (2007) anunció el descubrimiento de 5 flujos moleculares asociados a los flujos O-MM1 y O-MM2. Los parámetros que ellos obtienen concuerdan con los de este trabajo.

Se descubrió un nuevo flujo molecular en la región G34.43+0.24, asociado con el núcleo MM3. Garay et al. (2004) descubrió este núcleo a través de la emisión del continuo del polvo a 1.2 mm. El núcleo MM3 no mostraba una contraparte en el IR medio (*MSX*) ni en el IR lejano (*IRAS*), por lo que ellos sugirieron que éste era un núcleo masivo y denso que parecía estar en un estado de inactividad, debido a que no presentaba signos de formación de estrellas. Sin embargo, el descubrimiento del flujo O-MM3 indica la presencia de formación de estrellas de masa intermedia y/o alta en la región norte del filamento. Shepherd et al. (2007) determinó que en esta zona de G34.43+0.24 sólo hay formación de estrellas de masa intermedia (entre 4 y 7  $M_{\odot}$ ), por lo que futuras observaciones a una mejor resolución podrían clarificar si O-MM3 es generado por varias fuentes o por la estrella de mayor masa.

# Apéndice A

## Transiciones moleculares

Cuando dos o más átomos están unidos formando una molécula, ellos constituyen un sistema mucho más complicado que un átomo aislado. Una forma de tratar un sistema tan complejo es la aproximación de Born–Oppenheimer, que consiste en tratar de forma separada los movimientos de núcleos y electrones. Ésta es una buena aproximación debido a la gran disparidad de masa entre los electrones y los núcleos, en donde éstos últimos se mueven mucho más despacio que los primeros. Por lo tanto, al moverse los núcleos, los electrones se comportarán como una nube electrónica que tiene tiempo para adaptarse adiabáticamente a las nuevas posiciones nucleares, pudiéndose argumentar que los núcleos sólo sienten una especie de potencial equivalente que depende únicamente de la distancia internuclear y del estado electrónico particular.

Una molécula puede presentar 3 tipos de transiciones: transiciones *rotacionales* (que son las que involucran rotación de la molécula como un todo, por lo tanto un giro de los núcleos en torno a otros núcleos), transiciones *vibracionales* (que ocurren cuando los núcleos vibran en torno a su posición de equilibrio) y transiciones *electrónicas* (que supone un cambio en la distribución de la nube de electrones). Las dos primeras clases de transiciones son exclusivas de las moléculas, mientras que la última también la presentan los átomos. Aunque estos tres tipos de transiciones no siempre se presentan aisladamente (por ejemplo, al excitarse una transición vibracional el exceso de energía suele hacer que también cambien los niveles rotacionales, y entonces se habla de una transición vibracional–rotacional), en la aproximación de Born–Oppenheimer es posible considerar por separado los estados energéticos de electrones y núcleos, y separar las transiciones correspondientes entre estados.

Bajo esta aproximación pueden hacerse fácilmente cálculos para estimar los órdenes de

magnitud de las energías involucradas en cada tipo de transición y de las temperaturas características de las regiones donde estas transiciones son producidas. Sea  $a$  un tamaño molecular típico de  $a \simeq 1 \text{ \AA}$ ,  $M$  una masa molecular típica de  $M \simeq 10m_p$  con  $m_p$  la masa del protón y  $m$  la masa del electrón.

## A.1. Transiciones electrónicas

Por el principio de incertidumbre de Heisenberg, se tiene que para un electrón  $\Delta p \Delta x \simeq p a \simeq \hbar$  y por lo tanto su momento será del orden de  $p \simeq \hbar/a$ . Su energía es  $E = p^2/2m$ , por lo que la separación entre los niveles de energía electrónicos será del orden de

$$E_{el} \simeq \frac{\hbar^2}{m a^2}. \quad (\text{A.1})$$

Para los valores típicos que se han dado, se obtiene  $E_{el} \simeq 1.2 \times 10^{-11} \text{ erg} = 7.5 \text{ eV}$ , que corresponde a una frecuencia de

$$\nu = \frac{E_{el}}{h} = 1.8 \times 10^{15} \text{ Hz} \quad (\lambda = 1700 \text{ \AA}), \quad (\text{A.2})$$

por lo que cae en el rango del UV.

## A.2. Transiciones vibracionales

Para moléculas estables el potencial internuclear tiene un mínimo para una determinada separación entre los núcleos. Se puede aproximar la vibración de un núcleo en torno a esta posición de equilibrio como la de un oscilador armónico con frecuencia angular  $\omega$  y amplitud  $\xi \ll a$ . La energía del oscilador será  $E_{vib} \simeq \frac{1}{2}M\omega^2\xi^2$ . Se puede obtener una estimación de  $\omega$  teniendo en cuenta que la energía tendría que ser del orden de la energía electrónica en el caso límite cuando  $\xi \simeq a$ , por lo que

$$\frac{1}{2}M\omega^2 a^2 \simeq \frac{\hbar^2}{m a^2} \implies \omega \simeq \left( \frac{\hbar^2}{m M a^4} \right)^{1/2}. \quad (\text{A.3})$$

Por lo tanto,

$$E_{vib} \simeq \hbar\omega \simeq \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \frac{\hbar^2}{ma^2} \simeq \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} E_{el} . \quad (\text{A.4})$$

Para los valores típicos que se han dado, se obtiene  $E_{vib} \simeq 8.9 \times 10^{-14}$  erg = 0.06 eV, que corresponde a una frecuencia de

$$\nu = \frac{E_{vib}}{h} = 1.3 \times 10^{13} \text{ Hz} \quad (\lambda = 23 \text{ } \mu\text{m}) , \quad (\text{A.5})$$

que cae en el rango del IR.

### A.3. Transiciones rotacionales

El momento angular de una molécula está cuantizado y debe ser un múltiplo de  $\hbar$ . Así, para niveles rotacionales bajos se tiene que  $L = I\omega \simeq \hbar$ , en donde  $I \simeq Ma^2$  es el momento de inercia de la molécula. La energía rotacional será

$$E_{rot} \simeq \frac{1}{2}I\omega^2 \simeq \frac{\hbar^2}{Ma^2} \simeq \left(\frac{m}{M}\right) E_{el} . \quad (\text{A.6})$$

Para los valores típicos que se han dado, resulta  $E_{rot} \simeq 6.5 \times 10^{-16}$  erg =  $4 \times 10^{-4}$  eV, que corresponde a una frecuencia de

$$\nu = \frac{E_{rot}}{h} = 9.8 \times 10^{10} \text{ Hz} \quad (\lambda = 3.1 \text{ mm}) , \quad (\text{A.7})$$

que cae en el rango del radio.

En la aproximación de Born–Oppenheimer estas energías son aproximadamente aditivas, de modo que la energía total de la molécula es

$$E = E_{el} + E_{vib} + E_{rot} , \quad (\text{A.8})$$

y, según se ha visto, las contribuciones están aproximadamente en la relación

$$E_{el} : E_{vib} : E_{rot} = 1 : \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} : \frac{m}{M}. \quad (\text{A.9})$$

En una nube molecular con una temperatura cinética  $T_k$ , la energía disponible para excitar una transición mediante colisiones es del orden de  $kT_k$ . Por lo tanto, en general, sólo se tendrán lugar aquellas transiciones que requieran para excitarse una energía  $E \simeq kT_k$ , o lo que es lo mismo, que tengan una temperatura característica,  $T = E/k$ , del orden de la temperatura cinética de la nube. Las temperaturas características para las transiciones anteriores son

$$\begin{aligned} T_{el} &= E_{el}/k \simeq 9 \times 10^4 \text{ K} , \\ T_{vib} &= E_{vib}/k \simeq 600 \text{ K} , \\ T_{rot} &= E_{rot}/k \simeq 5 \text{ K} . \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Puesto que en las nubes moleculares las temperaturas son típicamente del orden de 10 K, con las energías disponibles, en general sólo se excitarán las transiciones rotacionales.

Por otra parte, hay que tener en cuenta que una molécula cuyo momento dipolar sea nulo no puede emitir radiación por medio de transiciones rotacionales (ya que para que haya emisión de energía electromagnética debe haber una variación del vector momento angular, y la rotación no producirá cambio en el vector momento dipolar si éste es nulo). Por lo tanto, las moléculas diatómicas homonucleares, como el  $H_2$ ,  $C_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$  ..., que carecen de momento dipolar permanente, no pueden emitir radiación en transiciones puramente rotacionales (de hecho, emiten radiación muy débil debido a los términos no dipolares). Esto hace que la molécula de  $H_2$ , el componente principal de las nubes moleculares, en general no sea observable directamente. Sólo en las zonas de elevada temperatura (como por ejemplo en regiones afectadas por choques, donde pueden alcanzarse temperaturas del orden de  $10^3$  K), en donde puedan excitarse sus transiciones vibracionales (en realidad vibracionales–rotacionales) se observa directamente la emisión de la molécula de  $H_2$ . Pero estas condiciones se dan excepcionalmente, en zonas muy reducidas, y las condiciones de alta temperatura no son representativas de las condiciones generales de las nubes moleculares interestelares.



# Apéndice B

## Transiciones rotacionales

Aquí se discuten las características de las transiciones rotacionales de moléculas diatómicas, tales como la del CO o el CS. El estudio de estas moléculas es simple debido a que al ser lineales tienen el momento de inercia nulo con respecto al eje de la molécula.

El momento angular de una molécula diatómica está dado por

$$L = I\omega , \tag{B.1}$$

donde  $I$  es el momento de inercia de la molécula, que es el producto entre la masa reducida de la molécula y el cuadrado de la distancia entre los núcleos

$$I = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} r_0^2 . \tag{B.2}$$

La energía rotacional será por lo tanto

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{L^2}{2I} . \tag{B.3}$$

La solución de la ecuación de Schrodinger para una molécula diatómica indica que el momento angular está cuantizado, y sólo puede tomar los valores

$$L_J = \hbar[J(J + 1)]^{1/2} \quad J = 0, 1, 2, 3 \dots , \quad (\text{B.4})$$

donde  $J$  es el número cuántico rotacional. Los niveles de energía correspondientes serán

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I}[J(J + 1)] . \quad (\text{B.5})$$

Dado que las únicas transiciones permitidas por las reglas de selección son aquellas en que  $J$  varía en una unidad ( $J \rightarrow J - 1$ ), la frecuencia de una transición está dada por

$$\nu_{J,J-1} = \frac{E_J - E_{J-1}}{h} = \frac{h}{4\pi^2 I} J . \quad (\text{B.6})$$

Para cada molécula se puede definir una constante rotacional

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I} , \quad (\text{B.7})$$

por lo que la energía del nivel  $J$  se expresa como

$$E_J = hB[J(J + 1)] , \quad (\text{B.8})$$

y la frecuencia de la transición  $J \rightarrow J - 1$  será

$$\nu_{J,J-1} = 2BJ . \quad (\text{B.9})$$

Es de destacar que las distintas transiciones rotacionales de una misma molécula diatómica son múltiplos de  $2B$  y por tanto están igualmente espaciadas en frecuencia entre si.

En el caso de números rotacionales elevados, para el cálculo de las frecuencias se agrega un término adicional, que da cuenta del aumento de separación entre los núcleos debido a la fuerza centrífuga, así se tiene que

$$\nu_{J,J-1} = 2BJ - 4DJ^3, \quad (\text{B.10})$$

donde típicamente  $D/B \lesssim 10^{-4}$ .

Para las diferentes variantes isotópicas de una misma molécula las frecuencias de una misma transición son ligeramente distintas, puesto que los momentos de inercia son también sutilmente diferentes. Esto es debido principalmente a la diferencia en la masa reducida, ya que la distancia entre los núcleos, determinada fundamentalmente por las fuerzas coulombianas, puede considerarse en primera aproximación que no varía.

# Apéndice C

## Parámetros de los núcleos moleculares

En este apéndice se determinan las expresiones para la densidad de columna, profundidad óptica, temperatura de excitación y masa para una molécula del tipo rotor rígido y lineal, derivadas asumiendo condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE). También se obtiene la expresión para calcular masas suponiendo equilibrio virial.

### C.1. Densidad de columna

En esta sección se determina una expresión para la densidad de columna en términos de la profundidad óptica,  $\tau$ , cantidad que se puede determinar de las observaciones.

La profundidad óptica,  $\tau_\nu$ , de una transición rotacional desde un estado superior,  $J + 1$ , a un nivel inferior,  $J$ , para un gas molecular bajo condiciones LTE, es decir, con la población de todos los niveles caracterizados por la misma temperatura de excitación  $T_{ex}$ , está dada por (Einstein 1917; Lang 1980):

$$\tau_\nu = \frac{c^2 N_J g_{J+1}}{8\pi\nu^2 g_J n_\nu^2} A_{J+1,J} \left( 1 - \frac{g_J N_{J+1}}{g_{J+1} N_J} \right) \varphi_{J+1,J}(\nu), \quad (\text{C.1})$$

en donde  $N_J$  es la densidad de columna del nivel  $J$ ,  $A_{J+1,J}$  es el coeficiente de Einstein para la transición espontánea desde el nivel  $J + 1$  al  $J$ ,  $J$  es el número cuántico angular total del nivel,  $n_\nu$  es el índice de refracción del medio (no cambia apreciablemente de uno),  $g_J = 2J + 1$  y  $g_{J+1} = 2J + 3$  son los pesos estadísticos de los niveles rotacionales inferior y superior, y  $\varphi_{J+1,J}(\nu)$  es la distribución espectral de intensidad de la línea.

El ensanchamiento termal provocado por el movimiento de átomos o moléculas en equilibrio termodinámico o por movimientos turbulentos al azar del gas produce un perfil gaussiano en la distribución  $\varphi_{J+1,J}(\nu)$ , dado por la siguiente relación:

$$\varphi_{J+1,J}(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_{J+1,J})^2}{2\sigma^2}\right), \quad (\text{C.2})$$

en donde  $\nu_{J+1,J}$  es la frecuencia de la transición en el sistema de referencia de la partícula,  $\nu$  es la frecuencia observada y  $\sigma$  la desviación estándar. Este perfil tiene un ancho a media altura (FWHM) dado por

$$\Delta\nu = \frac{2\nu_{J+1,J}}{c} \left[ \ln 2 \left( \frac{2kT_k}{M} + V_t^2 \right) \right]^{1/2} = 2.3556\sigma, \quad (\text{C.3})$$

donde  $M$  es la masa molecular,  $T_k$  es la temperatura cinética y  $V_t$  la velocidad turbulenta más probable, y tiene un valor máximo (en  $\nu = \nu_{J+1,J}$ ) de

$$\varphi_{J+1,J}^{\max} = \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{2}{\Delta\nu} \quad (\text{C.4})$$

El ancho intrínseco de una línea (o ancho natural), debido al principio de incerteza, corresponde a un perfil Lorentziano dado por la siguiente relación

$$\varphi_{J+1,J}(\nu) = \frac{\Delta\nu/2\pi}{(\nu - \nu_{J+1,J})^2 + (\Delta\nu/2)^2}, \quad (\text{C.5})$$

donde el ancho a media altura está dado por

$$\Delta\nu = \frac{\gamma_{cl}}{2\pi}, \quad (\text{C.6})$$

con  $\gamma_{cl}$  la constante de damping. El valor en la posición de intensidad máxima es

$$\varphi_{J+1,J}^{\max} = \frac{2}{\pi \Delta\nu} . \quad (\text{C.7})$$

Volviendo a la ecuación (C.1), la mejor opción es reemplazar la distribución espectral de intensidad de la línea  $\varphi_{J+1,J}(\nu_{J+1,J})$  por  $\Delta\nu^{-1}$ , notando que debe haber una pequeña corrección dependiendo del perfil de la línea (ver ecuaciones C.4 y C.7). Se tiene que la ecuación de Boltzmann es

$$\frac{g_J N_{J+1}}{g_{J+1} N_J} = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) , \quad (\text{C.8})$$

así, la ecuación (C.1) se convierte en

$$\tau_{\nu_{J+1,J}} = \frac{c^2}{8\pi} \frac{g_{J+1}}{g_J} \frac{A_{J+1,J} N_J}{\nu_{J+1,J}^2 \Delta\nu} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{J+1,J}}{kT_{ex}}\right) \right] , \quad (\text{C.9})$$

notando que  $d\nu/\nu = dv/v$  es posible expresar la densidad de columna del nivel inferior en función del diferencial de velocidad (de aquí en adelante la frecuencia a la que ocurre la transición,  $\nu_{J+1,J}$ , será simplemente  $\nu$ )

$$N_J(v) = \frac{8\pi\nu^3}{c^3 A_{J+1,J}} \frac{g_J}{g_{J+1}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right]^{-1} \tau_\nu dv . \quad (\text{C.10})$$

El coeficiente de Einstein para la transición dipolar eléctrica espontánea es

$$A_{J+1,J} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \mu^2 \frac{J+1}{g_{J+1}} , \quad (\text{C.11})$$

donde  $\mu$  es el momento dipolar permanente de la molécula. La expresión para la columna de densidad entonces queda de la forma

$$N_J = \frac{3h}{8\pi^3 \mu^2} \frac{g_J}{J+1} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) \right]^{-1} \int \tau_\nu dv . \quad (\text{C.12})$$

La densidad de columna para el nivel  $J$  está relacionada con la densidad de columna total,

$N_{tot}$ , por la siguiente relación de Boltzmann

$$N_J = \frac{g_J}{U} N_{tot} \exp \left[ -\frac{hBJ(J+1)}{kT_{ex}} \right], \quad (C.13)$$

donde  $B$  es la constante rotacional de la molécula y  $U$  la función de partición, dada por

$$U = \sum_{J=0}^{\infty} g_J \exp \left[ -\frac{hBJ(J+1)}{kT_{ex}} \right], \quad (C.14)$$

la función de partición puede ser aproximada a

$$U \approx \frac{k}{hB} \left( T_{ex} + \frac{hB}{3k} \right). \quad (C.15)$$

Finalmente, recordando que la energía rotacional del nivel  $J$  puede ser escrita como

$$E_J = hBJ(J+1), \quad (C.16)$$

se obtiene que la columna de densidad total es

$$N_{tot} = \frac{3k}{8\pi^3 B \mu^2} \frac{(T_{ex} + hB/3k)}{(J+1)} \frac{\exp(E_J/kT_{ex})}{[1 - \exp(-h\nu/kT_{ex})]} \int \tau_\nu dv. \quad (C.17)$$

## C.2. Temperatura de excitación

La temperatura de excitación se puede determinar observando una línea molecular ópticamente gruesa, como se describe a continuación, pero para aplicar este método es necesario que la línea no muestre auto-absorciones.

La ecuación de transporte radiativo

$$T_R = [J(T_{ex}) - J(T_{bg})](1 - e^{-\tau}) , \quad (C.18)$$

con  $J(T)$  la intensidad expresada en unidades de temperatura

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(h\nu/kT - 1)} , \quad (C.19)$$

se reduce a la siguiente expresión si  $\tau \gg 1$

$$T_R = J(T_{ex}) - J(T_{bg}) . \quad (C.20)$$

De esta ecuación se puede despejar  $T_{ex}$

$$T_{ex} = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\ln \left[ 1 + \frac{h\nu/k}{T_R + J(T_{bg})} \right]} , \quad (C.21)$$

en donde  $T_R$  es la temperatura de radiación y  $T_{bg}$  es la temperatura del fondo cósmico.

### C.3. Determinación de las profundidades ópticas en $C^{18}O(3 \rightarrow 2)$ y $^{13}CO(3 \rightarrow 2)$

La temperatura de brillo del haz principal de una línea de emisión de una nube molecular está dada por

$$T_{mb} = f[J(T_{ex}) - J(T_{bg})](1 - e^{-\tau}) , \quad (C.22)$$

en donde  $f$  es el factor de llenado (filling factor) y  $J(T)$  está dado por la ecuación (C.19).  $T_{mb}$  se determina a partir de la temperatura de antena observada,  $T_A$ , y la eficiencia del telescopio,  $\eta$ , mediante la relación

$$T_{mb} = \frac{T_A}{\eta} . \quad (C.23)$$



Las profundidades ópticas de las líneas del C<sup>18</sup>O(3 → 2) y <sup>13</sup>CO(3 → 2) se pueden derivar a partir de las temperaturas de brillo observadas ( $T_{\text{mb}}$ ) como se describe a continuación. Haciendo la razón de la ecuación (C.22) evaluada para las líneas del C<sup>18</sup>O(3 → 2) y <sup>13</sup>CO(3 → 2) se obtiene

$$\frac{(1 - e^{-\tau_{18}/r})}{(1 - e^{-\tau_{18}})} = \frac{[J_{18}(T_{\text{ex}}) - J_{18}(T_{\text{bg}})] T_{\text{mb}}(^{13}\text{CO})}{[J_{13}(T_{\text{ex}}) - J_{13}(T_{\text{bg}})] T_{\text{mb}}(\text{C}^{18}\text{O})}, \quad (\text{C.24})$$

en donde  $r$  es la razón entre las profundidades ópticas,  $r = \tau_{18}/\tau_{13}$ . Ésta razón puede ser determinada dividiendo la ecuación (C.17) para el C<sup>18</sup>O(3 → 2) y para el <sup>13</sup>CO(3 → 2), dando

$$\frac{\tau_{18}}{\tau_{13}} = \left[ \frac{\text{C}^{18}\text{O}}{\text{C}^{13}\text{CO}} \right] \frac{(kT_{\text{ex}}/hB_{13} + 1/3) \exp(E_{J_{13}}/kT_{\text{ex}}) [1 - \exp(-h\nu_{18}/kT_{\text{ex}})]}{(kT_{\text{ex}}/hB_{18} + 1/3) \exp(E_{J_{18}}/kT_{\text{ex}}) [1 - \exp(-h\nu_{13}/kT_{\text{ex}})]}, \quad (\text{C.25})$$

en donde  $[\text{C}^{18}\text{O}/\text{C}^{13}\text{CO}]$  es la abundancia isotópica y los subíndices “13” y “18” se refieren a los isótopos <sup>13</sup>CO y C<sup>18</sup>O, respectivamente.

Utilizando las ecuaciones (C.24) y (C.25), si  $T_{\text{ex}}$  es conocida, es posible determinar la profundidad óptica para ambas transiciones moleculares puesto que estas ecuaciones no dependen del factor de llenado. Para resolver la ecuación C.24 generalmente se hace la aproximación de que  $\tau \gg 1$ , o se resuelve mediante algún proceso de interpolación (como fue hecho en este trabajo de tesis).

## C.4. Determinación de la densidad de columna del C<sup>18</sup>O(3 → 2)

Tomando el momento dipolar permanente  $\mu$  igual a  $0.1127 \times 10^{-18}$  cm<sup>-1</sup>,  $J$  igual a 2 y la velocidad en km s<sup>-1</sup>, se obtiene la siguiente relación para la densidad de columna de C<sup>18</sup>O, ej. Garden et al. (1991) y Bourke et al. (1997)

$$N(\text{C}^{18}\text{O}) = 8.08 \times 10^{13} \frac{(T_{\text{ex}} + 0.88) \exp(15.81/T_{\text{ex}})}{1 - \exp(-15.81/T_{\text{ex}})} \iint \tau_{18} dv. \quad (\text{C.26})$$

Para obtener la densidad de columna del hidrógeno molecular, se multiplica  $N(\text{C}^{18}\text{O})$  por

la razón de abundancia del  $[\text{H}_2/\text{C}^{18}\text{O}] = 3.8 \times 10^6$ . Así, la expresión para  $N(\text{H}_2)$  es

$$N(\text{H}_2) = 3.07 \times 10^{20} \frac{(T_{ex} + 0.88) \exp(15.81/T_{ex})}{1 - \exp(-15.81/T_{ex})} \iint \tau_{18} dv, \quad (\text{C.27})$$

## C.5. Determinación de la masa LTE

La masa LTE se obtiene multiplicando la densidad de columna del hidrógeno molecular por la masa molecular media por molécula de  $\text{H}_2$ ,  $\mu_m$ , e integrando sobre el ángulo sólido que subtende la fuente

$$\left( \frac{M_{LTE}}{M_\odot} \right) = 0.565 \left( \frac{\mu_m}{2.72m_H} \right) \left( \frac{[\text{H}_2/\text{C}^{18}\text{O}]}{3.8 \times 10^6} \right) \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 \frac{(T_{ex} + 0.88) \exp(15.81/T_{ex})}{1 - \exp(-15.81/T_{ex})} \iint \tau_{18} dv d\Omega, \quad (\text{C.28})$$

en donde  $m_H$  es la masa del hidrógeno atómico,  $D$  es la distancia de la fuente, la velocidad está en  $\text{km s}^{-1}$  y  $\Omega$  en minutos de arco al cuadrado.

# Apéndice D

## Parámetros de los flujos moleculares

En este apéndice se describen las ecuaciones con las cuales se derivan la masa, momentum y la energía cinética de los flujos moleculares.

### D.1. Masa

La masa en los lóbulos de un flujo molecular puede ser estimada desde observaciones de líneas moleculares asumiendo que las alas en los espectros son ópticamente delgadas. Estas alas son producidas por gas a altas velocidades, con respecto a la nube ambiente, que son generalmente asociadas a flujos moleculares. Las líneas usualmente más utilizadas para el estudio de esta clase de fenómenos son las del CO y del SiO. Asumiendo que los niveles de energía de la transición molecular usada son poblados de acuerdo al equilibrio termodinámico local, la densidad de columna de cada posición observada dentro de cada lóbulo es dada por la ecuación (C.17). Tomando el límite ópticamente delgado, la ecuación (C.22) se transforma en

$$T_{\text{mb}} = [J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})]\tau . \quad (\text{D.1})$$

Así, la densidad de columna (ecuación C.17) del gas a alta velocidad trazado por la línea molecular del CO(3 → 2), tomando el límite ópticamente delgado será

$$N(\text{CO}) = 7.7 \times 10^{13} \frac{(T_{\text{ex}} + 0.92) \exp(16.60/T_{\text{ex}})}{[1 - \exp(-16.60/T_{\text{ex}})]} \frac{1}{[J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})]} \int T_{\text{mb}} dv . \quad (\text{D.2})$$

La masa de cada posición observada  $(\alpha, \delta)$  está dada por

$$M(\alpha, \delta) = \left[ \frac{\text{H}_2}{\text{CO}} \right] \mu_m A(\alpha, \delta) N(\text{CO}) , \quad (\text{D.3})$$

donde  $A(\alpha, \delta)$  es el área de la posición observada.

La masa total será la suma de los aportes de todas las posiciones dentro del flujo molecular,

$$M = \left[ \frac{\text{H}_2}{\text{CO}} \right] \mu_m A(\alpha, \delta) \sum N(\text{CO}) . \quad (\text{D.4})$$

Para estimar la contribución de la masa del flujo proveniente del material emitiendo a bajas velocidades, es decir en el mismo rango de la velocidad del gas de la nube ambiente, se puede seguir la descripción de Margulis & Lada (1985), aproximando la emisión integrada en el rango de velocidad como

$$\int_{\text{lob.}} \int_{v_a}^{v_r} T_{\text{mb}} dv d\Omega = \int_{\text{lob.}} \left( \frac{T^a + T^r}{2} \right) (v_r - v_a) d\Omega , \quad (\text{D.5})$$

donde  $T^a$ ,  $v_a$  y  $T^r$ ,  $v_r$  son las temperaturas de brillo y velocidad en los puntos límites entre la emisión proveniente de el ala azul y la nube ambiente, y el ala roja y la nube ambiente, respectivamante.

## D.2. Momentum, energía cinética y luminosidad mecánica

El momentum  $P$ , la energía cinética  $E_k$  y la luminosidad mecánica  $L_m$  del flujo pueden ser estimadas también utilizando el formalismo LTE estándar, tal como ha sido descrito por Margulis & Lada (1985), Lada (1985), Cabrit & Bertout (1990) y Bourke et al. (1997). Estos parámetros son determinados resolviendo las siguientes integrales

$$\begin{aligned}
P &= \iiint M(v, \alpha, \delta) v \, dv \, d\alpha \, d\delta , \\
E_k &= \frac{1}{2} \iiint M(v, \alpha, \delta) v^2 \, dv \, d\alpha \, d\delta , \\
L_m &= \frac{1}{2R} \iiint M(v, \alpha, \delta) v^3 \, dv \, d\alpha \, d\delta ,
\end{aligned} \tag{D.6}$$

en donde  $R$  es el largo del lóbulo del flujo. Estas ecuaciones no toman en cuenta la inclinación del flujo, por lo que son un estricto límite inferior. Otro método que calcula los anteriores parámetros asume que toda la masa se está desplazando a una velocidad característica  $V_{\text{car}}$ . Así, los parámetros están determinados por

$$P = M V_{\text{car}} , \quad E_k = \frac{1}{2} M V_{\text{car}}^2 , \quad L_m = \frac{1}{2R} V_{\text{car}}^3 , \tag{D.7}$$

en donde  $M$  es la masa total del lóbulo. Si se usa la velocidad máxima del flujo como la velocidad característica, entonces los valores encontrados mediante la ecuación (D.7) serán límites superiores.

### D.3. Velocidad característica e inclinación del flujo molecular

Para poder determinar la velocidad característica es necesario definir algunos parámetros. La Figura 4.1 muestra la Figura 1 de Cabrit & Bertout (1986), con la cual define parámetros de su modelo de flujos moleculares. Se tiene que  $i$  es el ángulo de inclinación del flujo molecular con respecto a la línea de la visual y  $\theta_{\text{max}}$  es el semi-ángulo de apertura del flujo. El semi-ángulo de apertura puede ser calculado midiendo directamente de los mapas de emisión de las alas los parámetros  $a$  y  $b$ , en donde  $\theta_{\text{max}}$  estará dado por

$$\tan \theta_{\text{max}} = \frac{b/2}{a} . \tag{D.8}$$

El ángulo de inclinación  $i$  se puede estimar como

$$\tan i = \frac{|R| + 1}{|R| - 1} \frac{1}{\tan \theta_{\max}}, \quad (\text{D.9})$$

en donde  $R$  es el cuociente entre la velocidad máxima desplazada hacia el azul en el flujo molecular y la velocidad máxima desplazada hacia el rojo,  $R = V_{\max_a}/V_{\max_r}$  (Cabrit et al. 1988; Cabrit & Bertout 1990).

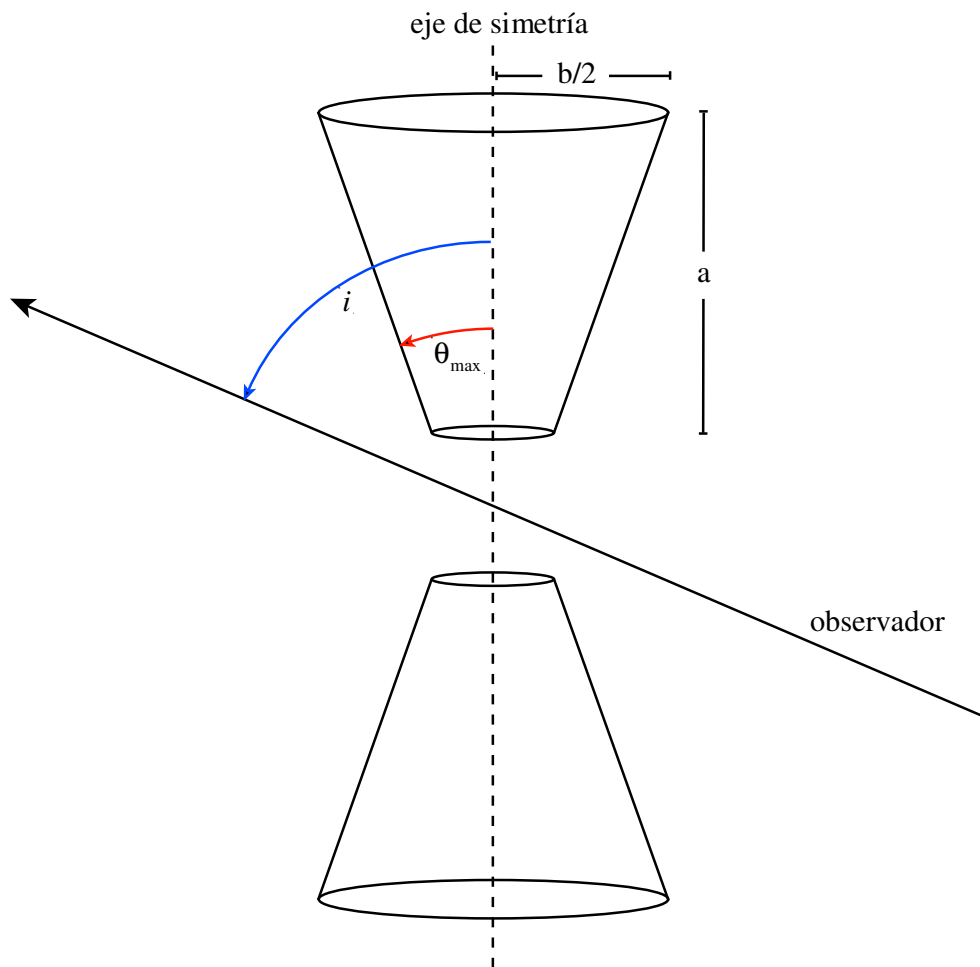


Figura 4.1— Geometría del modelo de flujos moleculares de Cabrit & Bertout (1986). Se muestran el ángulo de inclinación del flujo molecular  $i$ , el semi-ángulo de apertura del flujo  $\theta_{\max}$ , el largo del flujo en uno de sus lóbulos  $a$  y la mitad del tamaño de la apertura del flujo  $b/2$ .

Luego la velocidad real del flujo,  $V_0$ , se puede estimar como sigue

$$V_0 = \frac{V_m}{\cos(i - \theta_{\max})}, \quad (\text{D.10})$$

en donde  $V_m$  es la velocidad máxima observada en el flujo (el promedio entre las máximas velocidades observadas hacia el rojo y el azul). Entonces típicamente se hace  $V_0 = V_{\text{car}}$ , por lo tanto los parámetros físicos obtenidos son límites superiores.

En el caso particular de este trabajo de tesis los flujos moleculares parecen estar cerca de la dirección de la línea de la visual (como lo muestran los mapas posición–posición de las alas y los diagramas posición–velocidad), por lo que el ángulo de inclinación es muy cercano a cero. Al tener un valor cercano a cero se tiene que  $V_m \approx V_0 = V_{\text{car}}$ .

# Apéndice E

## Modelo simple de colapso de Myers et al. (1996)

Myers et al. (1996) desarrolló un modelo analítico simple de transferencia radiativa para inspeccionar si los espectros observados mostraban evidencia de movimientos que indicaran colapso y proveer una estimación de la velocidad de colapso (infall),  $V_{\text{in}}$ .

El modelo asume dos regiones a lo largo de la línea de la visual con una dispersión de velocidades  $\sigma$  y un máximo de profundidad óptica  $\tau_0$ . Estas dos regiones de una nube que se contrae serán denominadas como la mitad del frente (front) y la mitad de atrás (rear). Así, las temperaturas de excitación son  $T_f$  y  $T_r$ , las velocidades sistémicas  $\langle V_f \rangle$  y  $\langle V_r \rangle$  (ambas  $\geq 0$ ) y las profundidades ópticas están dadas por

$$\begin{aligned}\tau_f &= \tau_0 \exp \left[ \frac{-(v - \langle V_f \rangle)^2}{2\sigma^2} \right] , \\ \tau_r &= \tau_0 \exp \left[ \frac{-(v + \langle V_r \rangle)^2}{2\sigma^2} \right] .\end{aligned}\tag{E.1}$$

La temperatura de brillo de la línea puede ser obtenida desde la ecuación de transferencia radiativa

$$\Delta T_B = J(T_f)[1 - e^{-\tau_f}] + J(T_r)[1 - e^{-\tau_r}]e^{-\tau_f} - J(T_b)[1 - e^{-\tau_r - \tau_f}] ,\tag{E.2}$$

en donde  $J(T) = T_0/[\exp(T_0/T) - 1]$ ,  $T_b = 2.7$  K es la temperatura del fondo cósmico y  $T_0 = h\nu/k$ , donde  $\nu$  es la frecuencia de la transición,  $h$  es la constante de Planck y  $k$  la



constante de Boltzmann.

A pesar de su simplicidad, las ecuaciones (E.1) y (E.2) reproducen los perfiles compuestos por dos máximos en intensidad asociados a movimientos hacia el interior si  $\tau_0 \gtrsim 3$ ,  $T_r > T_f$  y  $\langle V_f \rangle + \langle V_r \rangle < \sim \sigma$ . La correspondiente línea ópticamente delgada, cuyo máximo en emisión se encuentra entre los dos de la línea ópticamente gruesa, también si  $\tau_0 \lesssim 1$ . Sin embargo, esta manera de modelar los espectros no toma en cuenta que la temperatura de excitación se incrementa hacia el centro (para ello se necesitan modelos más detallados), por lo que el fenómeno es idealizado y además tiene muchos parámetros (seis) para ser útil.

Para reducir el número de parámetros, es posible reemplazar  $\langle V_f \rangle$ ,  $\langle V_r \rangle$ ,  $T_f$  y  $T_r$  en las ecuaciones (E.1) y (E.2) por valores característicos de la mitad del frente y de atrás de la nube condensada en contracción siguiendo leyes de potencia en la densidad y la velocidad. Estos valores característicos deberían ser valores donde  $\tau_f \approx 1$  y  $\tau_r \approx 1$  cuando  $\tau_0 \gg 1$ , y deberían ser pesados por la opacidad a lo largo de la línea de la visual cuando  $\tau_0 < 1$ . Por lo tanto, se obtienen las velocidades características como sigue

$$\begin{aligned} \langle V_f \rangle &= \int_0^{\tau_0} d\tau_f V_f \exp(-\tau_f) / \int_0^{\tau_0} d\tau_f \exp(-\tau_f) , \\ \langle V_r \rangle &= \int_0^{\tau_0} d\tau_r V_r \exp(-\tau_r) / \int_0^{\tau_0} d\tau_r \exp(-\tau_r) . \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

Al adoptar una ley de potencias para la densidad de

$$\frac{n}{n_{\max}} = \left( \frac{r}{r_{\min}} \right)^{-3/2} , \quad (\text{E.4})$$

y una para la velocidad de colapso de

$$\frac{V}{V_{\max}} = \left( \frac{r}{r_{\min}} \right)^{-1/2} , \quad (\text{E.5})$$

un comportamiento asintótico es esperado de una esfera isothermal colapsando (Shu 1977). En la práctica, el radio  $r_{\min}$  está dado por la resolución observacional.

Las profundidades ópticas máximas a lo largo de la línea central de la visual desde  $r$  a  $r_{\max}$  en el frente y desde  $r$  a  $r_{\min}$  en la parte de atrás son

$$\begin{aligned}\tau_f &= \tau_0 \frac{r^{-1/2} - r_{\max}^{-1/2}}{r_{\min}^{-1/2} - r_{\max}^{-1/2}}, \\ \tau_r &= \tau_0 \frac{r_{\min}^{-1/2} - r^{-1/2}}{r_{\min}^{-1/2} - r_{\max}^{-1/2}}.\end{aligned}\quad (\text{E.6})$$

Para obtener las ecuaciones (E.6), se ha despreciado la variación de la temperatura de excitación y la función de partición, las cuales son relativamente pequeñas comparadas con la variación de  $r$ , y también se ha supuesto un gradiente de velocidades pequeño, es decir,  $V_{\max} \leq \sigma$ . Asumiendo que la extensión espacial observable  $r_{\max}$  es mucho más grande que  $r_{\min}$  y combinando las ecuaciones (E.4), (E.5) y (E.6) se obtiene

$$\frac{n}{n_{\max}} = \left( \frac{V}{V_{\max}} \right)^3 = \left( \frac{\tau_f}{\tau_0} \right)^3 = \left( 1 - \frac{\tau_r}{\tau_0} \right)^3. \quad (\text{E.7})$$

Entonces la integración de las ecuaciones (E.3) produce

$$\begin{aligned}\frac{\langle n_f \rangle}{n_{\max}} &= (1 - e^{-\tau_0})^{-1} \left[ \frac{6}{\tau_0^3} - e^{-\tau_0} \left( 1 + \frac{3}{\tau_0} + \frac{6}{\tau_0^2} + \frac{6}{\tau_0^3} \right) \right], \\ \frac{\langle n_r \rangle}{n_{\max}} &= (1 - e^{-\tau_0})^{-1} \left[ 1 - \frac{3}{\tau_0} + \frac{6}{\tau_0^2} - \frac{6}{\tau_0^3} (1 - e^{-\tau_0}) \right].\end{aligned}\quad (\text{E.8})$$

Las dos ecuaciones anteriores tienden a  $n_{\text{thin}}/n_{\max} = \frac{1}{4}$  cuando el límite ópticamente delgado es tomado ( $\tau_0 \rightarrow 0$ ). Similarmente se tiene

$$\begin{aligned}\frac{\langle V_f \rangle}{V_{\max}} &= \frac{1 - (1 + \tau_0)e^{-\tau_0}}{\tau_0(1 - e^{-\tau_0})}, \\ \frac{\langle V_r \rangle}{V_{\max}} &= \frac{\tau_0 - (1 - e^{-\tau_0})}{\tau_0(1 - e^{-\tau_0})},\end{aligned}\quad (\text{E.9})$$

con un límite ópticamente delgado común de  $V_{\text{thin}}/V_{\max} = \frac{1}{2}$ . Es adoptado el parámetro de velocidad de colapso (infall)  $V_{\text{in}} = V_{\text{thin}}$ . De esa manera dos líneas observadas desde la misma posición con la misma resolución (lo cual fija  $r_{\min}$ ) deberían tener el mismo valor de  $V_{\text{in}}$ . Para

nubes con valores más grandes de  $V_{\max}$ , probablemente en etapas más avanzadas de colapso, se esperan valores más grandes de  $V_{\text{in}}$ .

Para obtener las temperaturas de excitación  $T_f$  y  $T_r$ , se asume que  $n_{\text{thin}}$ , la densidad característica cuando  $\tau_0 \rightarrow 0$ , es igual a  $n_{\text{cr}}$ , la densidad crítica en el modelo de excitación de dos niveles, ej. Rank et al. (1971). Este supuesto es aceptable para líneas que muestran formas consistentes con  $\tau \lesssim 1$ . Entonces se tiene

$$\begin{aligned} \frac{T_f}{T_k} &= \frac{T_b + (4T_0/\beta)\langle n_f \rangle/n_{\max}}{T_k + (4T_0/\beta)\langle n_f \rangle/n_{\max}}, \\ \frac{T_r}{T_k} &= \frac{T_b + (4T_0/\beta)\langle n_r \rangle/n_{\max}}{T_k + (4T_0/\beta)\langle n_r \rangle/n_{\max}}, \end{aligned} \quad (\text{E.10})$$

con  $T_k$  la temperatura cinética y  $\beta = [1 - \exp(-\tau_0)]/\tau_0$  la probabilidad de escape, ej. Shu (1991).

Las temperaturas de excitación  $T_f$  y  $T_r$  varían de forma distinta a medida que se incrementa  $\tau_0$ , pero en el límite ópticamente delgado  $T_f = T_r$ . Las velocidades de colapso de la parte de en frente y la de atrás  $\langle V_f \rangle$  y  $\langle V_r \rangle$  son desplazadas hacia el azul a medida que incrementa la profundidad óptica  $\tau_0$  (basado en la ecuación E.9). En el límite ópticamente delgado  $\langle V_f \rangle = \langle V_r \rangle = V_{\text{in}}$ . Cuando  $\tau_0$  crece, el elemento de superficie de la profundidad óptica se mueve hacia adelante en cada mitad de la nube, así  $\langle V_f \rangle$  se aproxima a 0 y  $\langle V_r \rangle$  a  $2V_{\text{in}}$ , manteniéndose  $V_{\text{in}} = (\langle V_f \rangle + \langle V_r \rangle)/2$  para todo valor de  $\tau_0$ .

Las ecuaciones (E.8), (E.9) y (E.10) especifican  $T_f$ ,  $T_r$ ,  $\langle V_r \rangle$  y  $\langle V_f \rangle$  en las ecuaciones E.1 y E.2 reduciendo el número de parámetros ajustables independientes de 6 a 4:  $\tau_0$ ,  $T_k$ ,  $V_{\text{in}}$  y  $\sigma_{NT} = (\sigma^2 - kT_k/m_{\text{obs}})^{1/2}$ , con  $m_{\text{obs}}$  la masa molecular del emisor de la línea observada.

La exploración del espacio de parámetros indica que la forma de la línea es principalmente determinada por  $\tau_0$  y  $V_{\text{in}}/\sigma_{NT}$  (Myers et al. 1996), en acuerdo con la conclusión de Leung & Brown (1977) para una gran variedad de sistemas en colapso. La Figura 5.1a muestra (Figura 2 de Myers et al. 1996) perfiles en los cuales  $\tau_0$  aumenta desde valores ópticamente delgados hacia ópticamente gruesos, mientras  $V_{\text{in}}$  se mantiene fija a una fracción relativamente pequeña de  $1/5$  de la dispersión de velocidades no termal  $\sigma_{NT}$ . A medida que  $\tau_0$  incrementa, la línea se hace más intensa, hasta que se desarrolla una depresión provocada por auto-absorción. Entonces las intensidades de la depresión y el máximo desplazado hacia el rojo decrecen, mientras que la intensidad del máximo azul aumenta. La Figura 5.1b muestra perfiles donde  $V_{\text{in}}$  varía. Los dos

máximos de emisión (rojo y azul) comienzan con iguales intensidades, entonces el máximo azul crece mientras que el rojo decrece. A valores más grandes de  $V_{\text{in}}$ , el máximo rojo desaparece, así el espectro tiene un sólo máximo desplazado hacia el azul y un plano u hombro en el lado rojo (donde debería estar el máximo rojo).

La serie de perfiles en la Figura 5.1a y 5.1b puede ser entendida en términos de que el “perfil de atrás” se produce como si la mitad del frente estuviera ausente, y el “perfil del frente” se produce como si la mitad de atrás estuviera ausente. Para  $\tau_0 \ll 1$ , los dos perfiles son idénticos en intensidad y su forma es gaussiana. Si  $\tau_0$  y  $V_{\text{in}}/\sigma$  son suficientemente grandes, el máximo rojo desaparece convirtiéndose en un hombro ubicado en el lado rojo del espectro.

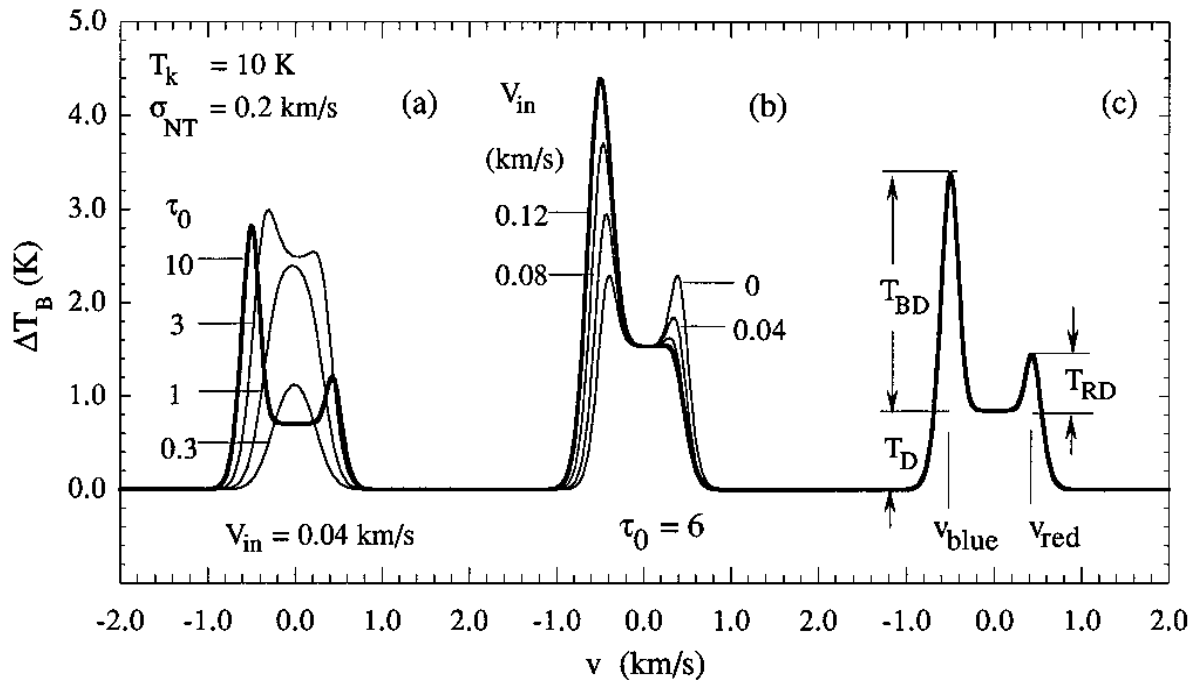


Figura 5.1— Perfiles de líneas del modelo de Myers et al. (1996), ver su Figura 2. En (a) se incrementa la profundidad óptica  $\tau_0$  y en (b) la velocidad de colapso  $V_{\text{in}}$ . Para colapsos “lentos” ( $V_{\text{in}} \ll \sigma$ ), a medida que incrementa la profundidad óptica la temperatura de brillo crece hasta que desarrolla una profundidad provocada por auto-absorción entre el máximo más intenso, el azul, y el más débil, el rojo. Cuando  $V_{\text{in}}$  incrementa, el grado de simetría aumenta. Desde máximos de igual intensidad a un máximo azul más intenso que el rojo, hasta que éste último desaparece observándose sólo un plano u hombro en donde se encontraba. En c se definen los parámetros  $T_D$ ,  $T_{BD}$ ,  $T_{RD}$  y  $v_{\text{red}} - v_{\text{blue}}$  utilizados para estimar  $V_{\text{in}}$ .

De todos los análisis anteriores puede cuantificarse una estimación para la velocidad de colapso solamente para una línea de dos máximos de emisión en términos de parámetros observables

de la línea. El modelo de perfiles indica que la diferencia  $v_{\text{red}} - v_{\text{blue}}$  entre las velocidades de los máximos desplazados hacia el rojo y el azul son aproximadamente iguales a la diferencia entre las velocidades cuando  $\tau_f = 1$ . Asumiendo lo anterior como verdadero y que  $V_{\text{in}} \ll \sigma(2 \ln \tau_0)^{1/2}$ , se obtiene desde las ecuaciones (E.1) y (E.2) un resultado general para  $V_{\text{in}}$ , independiente de cualquier distribución de  $V$  o  $n$

$$V_{\text{in}} \approx \frac{\sigma^2}{v_{\text{red}} - v_{\text{blue}}} \ln \left( \frac{1 + eT_{\text{BD}}/T_{\text{D}}}{1 + eT_{\text{RD}}/T_{\text{D}}} \right), \quad (\text{E.11})$$

donde, como es visto en la Figura 5.1c,  $T_{\text{D}}$  es la temperatura de brillo de la profundidad en el medio del perfil del espectro (asumida ópticamente gruesa),  $T_{\text{BD}}$  es la altura del máximo azul sobre la profundidad y  $T_{\text{RD}}$  es la altura del máximo rojo sobre la depresión. La dispersión de velocidades  $\sigma$  puede ser obtenida desde el FWHM de la línea, mediante la relación

$$\sigma_v = \frac{1}{\sqrt{2 \ln 2}} \frac{\Delta v}{2}, \quad (\text{E.12})$$

Para un más detallado estudio de este modelo que crea perfiles de líneas moleculares que presentan indicios de colapso, se recomienda leer el trabajo original de Myers et al. (1996).

# Bibliografía

- Anderson, T., De Lucia, F., & Herbst, E. 1990, *ApJS*, 72, 797
- Bachiller, R. & Tafalla, M. 1999, in NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 227
- Bally, J. & Zinnecker, H. 2005, *AJ*, 129, 2281
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., & Wyrowski, F. 2002, *A&A*, 383, 892
- Beuther, H. & Steinacker, J. 2007, *ApJ*, 656, L85
- Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2005, *MNRAS*, 362, 915
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bourke, T. L., Garay, G., Lehtinen, K. K., Koehnkamp, I., Launhardt, R., Nyman, L.-A., May, J., Robinson, G., & Hyland, A. R. 1997, *ApJ*, 476, 781
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., & May, J. 1996, *A&AS*, 115, 81
- Cabrit, S. & Bertout, C. 1986, *ApJ*, 307, 313
- . 1990, *ApJ*, 348, 530
- Cabrit, S., Goldsmith, P. F., & Snell, R. L. 1988, *ApJ*, 334, 196
- Cabrit, S., Raga, A., & Gueth, F. 1997, in IAU Symposium, Vol. 182, Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 163–180

- Canto, J. & Raga, A. C. 1991, *ApJ*, 372, 646
- Cantó, J., Raga, A. C., & Riera, A. 2003, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 39, 207
- Carey, S. J., Clark, F. O., Egan, M. P., Price, S. D., Shipman, R. F., & Kuchar, T. A. 1998, *ApJ*, 508, 721
- Cerqueira, A. H. & de Gouveia Dal Pino, E. M. 2001, *ApJ*, 560, 779
- Cesaroni, R. 2005, *Ap&SS*, 295, 5
- Churchwell, E. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 515
- Edgar, R. & Clarke, C. 2004, *MNRAS*, 349, 678
- Einstein, A. 1917, *Physikalische Zeitschrift*, 18, 121
- Evans, II, N. J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Faúndez, S., Bronfman, L., Garay, G., Chini, R., Nyman, L.-Å., & May, J. 2004, *A&A*, 426, 97
- Fiege, J. D. & Henriksen, R.Ñ. 1996a, *MNRAS*, 281, 1038
- . 1996b, *MNRAS*, 281, 1055
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Fuller, G. A., Williams, S. J., & Sridharan, T. K. 2005, *A&A*, 442, 949
- Garay, G., Faúndez, S., Mardones, D., Bronfman, L., Chini, R., & Nyman, L.-Å. 2004, *ApJ*, 610, 313
- Garay, G., Mardones, D., Brooks, K. J., Videla, L., & Contreras, Y. 2007, *ApJ*, 666, 309
- Garden, R. P., Hayashi, M., Hasegawa, T., Gatley, I., & Kaifu, N. 1991, *ApJ*, 374, 540
- Geballe, T. R. & Garden, R. 1987, *ApJ*, 317, L107
- Geballe, T. R. & Garden, R. P. 1990, *ApJ*, 365, 602
- Hartquist, T. W., Dalgarno, A., & Oppenheimer, M. 1980, *ApJ*, 236, 182

- Hennebelle, P., Perault, M., Teyssier, D., & Ganesh, S. 2001, *A&A*, 365, 598
- Henning, T., Schreyer, K., Launhardt, R., & Burkert, A. 2000, *A&A*, 353, 211
- Jackson, J. M., Finn, S. C., Rathborne, J. M., Chambers, E. T., & Simon, R. 2008, *ApJ*, 680, 349
- Jijina, J. & Adams, F. C. 1996, *ApJ*, 462, 874
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2007, *ApJ*, 656, 959
- Kwan, J. & Scoville, N. 1976, *ApJ*, 210, L39
- Lada, C. J. 1985, *ARA&A*, 23, 267
- Lang, K. R. 1980, *Astrophysical Formulae (A Compendium for the Physicist and Astrophysicist, XXIX, 783 pp. 46 figs., 69 tabs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Springer Study Edition)*
- Lery, T., Henriksen, R.Ñ., & Fiege, J. D. 1999, *A&A*, 350, 254
- Lery, T., Henriksen, R.Ñ., Fiege, J. D., Ray, T. P., Frank, A., & Bacciotti, F. 2002, *A&A*, 387, 187
- Leung, C. M. & Brown, R. L. 1977, *ApJ*, 214, L73
- Li, Z.-Y. & Shu, F. H. 1996, *ApJ*, 472, 211
- Linke, R. A., Frerking, M. A., & Thaddeus, P. 1979, *ApJ*, 234, L139
- Lizano, S. & Giovanardi, C. 1995, *ApJ*, 447, 742
- MacLaren, I., Richardson, K. M., & Wolfendale, A. W. 1988, *ApJ*, 333, 821
- Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M., Wilner, D. J., Bachiller, R., & Garay, G. 1997, *ApJ*, 489, 719
- Margulis, M. & Lada, C. J. 1985, *ApJ*, 299, 925
- Masson, C. R. & Chernin, L. M. 1993, *ApJ*, 414, 230
- Matzner, C. D. & McKee, C. F. 1999, *ApJ*, 526, L109



- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Megeath, S. T., Wilson, T. L., & Corbin, M. R. 2005, *ApJ*, 622, L141
- Minier, V., Burton, M. G., Hill, T., Pestalozzi, M. R., Purcell, C. R., Garay, G., Walsh, A. J., & Longmore, S. 2005, *A&A*, 429, 945
- Miralles, M. P., Rodriguez, L. F., & Scalise, E. 1994, *ApJS*, 92, 173
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., & Palla, F. 1996, *A&A*, 308, 573
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F., & Palumbo, G. G. C. 1998, *A&A*, 336, 339
- Myers, P. C., Mardones, D., Tafalla, M., Williams, J. P., & Wilner, D. J. 1996, *ApJ*, 465, L133
- Norberg, P. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 359, 1025
- Noriega-Crespo, A., Morris, P., Marleau, F. R., Carey, S., Boogert, A., van Dishoeck, E., Evans, II, N. J., Keene, J., Muzerolle, J., Stapelfeldt, K., Pontoppidan, K., Lowrance, P., Allen, L., & Bourke, T. L. 2004, *ApJS*, 154, 352
- Osorio, M., Lizano, S., & D'Alessio, P. 1999, *ApJ*, 525, 808
- Perault, M., Omont, A., Simon, G., Seguin, P., Ojha, D., Blommaert, J., Felli, M., Gilmore, G., Guglielmo, F., Habing, H., Price, S., Robin, A., de Batz, B., Cesarsky, C., Elbaz, D., Epchtein, N., Fouque, P., Guest, S., Levine, D., Pollock, A., Prusti, T., Siebenmorgen, R., Testi, L., & Tiphene, D. 1996, *A&A*, 315, L165
- Pillai, T., Wyrowski, F., Carey, S. J., & Menten, K. M. 2006, *A&A*, 450, 569
- Plume, R., Jaffe, D. T., Evans, II, N. J., Martin-Pintado, J., & Gomez-Gonzalez, J. 1997, *ApJ*, 476, 730
- Pudritz, R. E. & Banerjee, R. 2005, in IAU Symposium, Vol. 227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 163–173
- Raga, A. & Cabrit, S. 1993, *A&A*, 278, 267
- Raga, A. C., Beck, T., & Riera, A. 2004, *Ap&SS*, 293, 27

- Raga, A. C., Canto, J., Calvet, N., Rodriguez, L. F., & Torrelles, J. M. 1993, *A&A*, 276, 539
- Ragan, S. E., Bergin, E. A., Plume, R., Gibson, D. L., Wilner, D. J., O'Brien, S., & Hails, E. 2006, *ApJS*, 166, 567
- Ramesh, B., Bronfman, L., & Deguchi, S. 1997, *PASJ*, 49, 307
- Rank, D. M., Townes, C. H., & Welch, W. J. 1971, *Science*, 174, 1083
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., Chambers, E. T., Simon, R., Shipman, R., & Frieswijk, W. 2005, *ApJ*, 630, L181
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., & Simon, R. 2006, *ApJ*, 641, 389
- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Ridge, N. A. & Moore, T. J. T. 2001, *A&A*, 378, 495
- Risacher, C., Vassilev, V., Monje, R., Lapkin, I., Belitsky, V., Pavolotsky, A., Pantaleev, M., Bergman, P., Ferm, S.-E., Sundin, E., Svensson, M., Fredrixon, M., Meledin, D., Gunnarsson, L.-G., Hagström, M., Johansson, L.-Å., Olberg, M., Booth, R., Olofsson, H., & Nyman, L.-Å. 2006, *A&A*, 454, L17
- Sakai, T., Sakai, N., Kamegai, K., Hirota, T., Yamaguchi, N., Shiba, S., & Yamamoto, S. 2008, *ApJ*, 678, 1049
- Shepherd, D. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 287, *Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum*, ed. J. M. De Buizer & N. S. van der Blik, 333–344
- Shepherd, D. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 227, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 237–246
- Shepherd, D. S. & Churchwell, E. 1996, *ApJ*, 472, 225
- Shepherd, D. S., Nürnberger, D. E. A., & Bronfman, L. 2004, *ApJ*, 602, 850
- Shepherd, D. S., Povich, M. S., Whitney, B. A., Robitaille, T. P., Nürnberger, D. E. A., Bronfman, L., Stark, D. P., Indebetouw, R., Meade, M. R., & Babler, B. L. 2007, *ApJ*, 669, 464

- Shu, F. 1991, *Physics of Astrophysics: Volume I Radiation* (Published by University Science Books, 648 Broadway, Suite 902, New York, NY 10012, 1991.)
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Ruden, S. P., Lada, C. J., & Lizano, S. 1991, *ApJ*, 370, L31
- Simon, R., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., & Chambers, E. T. 2006, *ApJ*, 639, 227
- Smith, H. A., Hora, J. L., Marengo, M., & Pipher, J. L. 2006, *ApJ*, 645, 1264
- Stahler, S. W. 1994, *ApJ*, 422, 616
- Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 327
- Szymczak, M., Hrynek, G., & Kus, A. J. 2000, *A&AS*, 143, 269
- Teixeira, P. S., McCoey, C., Fich, M., & Lada, C. J. 2008, *MNRAS*, 384, 71
- Teyssier, D., Hennebelle, P., & Perault, M. 2002, *A&A*, 382, 624
- Turner, B. E. 1991, *ApJS*, 76, 617
- Turner, J. L. & Dalgarno, A. 1977, *ApJ*, 213, 386
- Van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Caselli, P. 2000, *A&A*, 361, 327
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., Evans, II, N. J., & Blake, G. A. 2000, *ApJ*, 537, 283
- Wilson, T. L. & Rood, R. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Wu, Y., Wei, Y., Zhao, M., Shi, Y., Yu, W., Qin, S., & Huang, M. 2004, *A&A*, 426, 503
- Wu, Y., Zhu, M., Wei, Y., Xu, D., Zhang, Q., & Fiege, J. D. 2005, *ApJ*, 628, L57
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Brand, J., Sridharan, T. K., Molinari, S., Kramer, M. A., & Cesaroni, R. 2001, *ApJ*, 552, L167
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Sridharan, T. K., & Ho, P. T. P. 2002, *ApJ*, 566, 982
- Zuckerman, B., Kuiper, T. B. H., & Rodríguez Kuiper, E.Ñ. 1976, *ApJ*, 209, L137