

INSTITUTO DE ASTROFISICA DE ANDALUCIA
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES
CIENTIFICAS

FORMACION ESTELAR:
SU INTERACCION CON
EL GAS MOLECULAR

LOURDES VERDES-MONTENEGRO ATALAYA

Tesis doctoral

UNIVERSIDAD DE GRANADA

1991



ACTA DE GRADO DE DOCTOR

DOCTORANDO D. LOURDES VERDES-MONTENEGRO ATALAYA
LICENCIADO EN CIENCIAS FISICAS por la Universidad de GRANADA
PROGRAMA DE DOCTORADO ASTROFISICA

DEPARTAMENTO RESPONSABLE FISICA TEORICA Y DEL COSMOS
TITULO DE LA TESIS FORMACION ESTELAR: SU INTERACCION CON EL GAS MOLECULAR

DIRECTOR/ES Dr. D. JOSE M. TORRELLES ARNEDO

TUTOR Dr. D. Eduardo Baltana Lopez

TRIBUNAL

PRESIDENTE Dr. D. Juan M. Marcaide Osoro

VOCALES Dr. D. Jorge Cantó Illa

Dr. D. Carlos Eiroa de San Francisco

Dr. D. Guillem Anglada Pons

SECRETARIO Dr. D. Fernando Cornet Sánchez del Aguila

Reunido el día de la fecha el Tribunal nombrado para el Grado de Doctor de D. Lourdes Verdes-Montenegro Atalaya éste procede al acto de mantenimiento y defensa de la Tesis Doctoral.

Terminado dicho acto y contestadas las objeciones formuladas por el Tribunal, éste le calificó Apto Cum Laude (por unanimidad)

Granada 10 de Diciembre 1991

El Secretario del Tribunal,

EL PRESIDENTE,

Jm. Marcaide

Fdo.: Juan M. Marcaide

F. Cornet

Fdo.: F. Cornet

EL VOCAL,

Jorge Cantó

Fdo.: Jorge Cantó

EL VOCAL,

Guillem Anglada

Fdo.: Guillem Anglada

EL VOCAL,

Carlos Eiroa

Fdo.: Carlos Eiroa

FORMACION ESTELAR: SU INTERACCION
CON EL GAS MOLECULAR

Director de la tesis: Dr. D. José M. Torrelles Arnedo

Colaborador Científico del C.S.I.C.

Profesor Ponente: Dr. D. Eduardo Battaner López

Catedrático de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica.

Universidad de Granada.

Memoria presentada para optar al grado de
DOCTOR EN CIENCIAS (SECCION FISICAS).

Lourdes Verdes-Montenegro Atalaya

Licenciada en Ciencias Físicas

A mi padre.

A mi padre.

Agradecimientos

Esta tesis ha sido llevada a cabo en el Instituto de Astrofísica de Andalucía, gracias al cual ha sido posible su desarrollo.

Quiero agradecer a mis padres el haberme ayudado en esto mucho más de lo que nunca se podrán imaginar, y desde luego mucho antes de que yo ni siquiera pensara en hacer una tesis.

A Jesús, que ha estado ahí, leyendo, tecleando, fotocopiando, dándome ánimo...

Al Dr. José María Torrelles, por la dirección de esta tesis, sin la cual su elaboración no habría sido posible. Asimismo quiero agradecerle los ánimos que me dió para comenzar en este trabajo, y los consejos que he ido recibiendo de él a lo largo de estos 4 años. Su lectura cuidadosa de las sucesivas versiones de la tesis la han enriquecido, dando lugar al presente ejemplar.

Al estupendo personal del Instituto, que me ha facilitado las labores burocráticas y técnicas, y han hecho que mi trabajo fuera lo más agradable posible.

Esta tesis ha sido posible gracias a una beca del Ministerio de Educación y Ciencia.

Agradezco a Eduardo Battaner haber aceptado ser mi Tutor en esta tesis.

A Juan María Marcaide, Carlos Eiroa, Guillem Anglada, Jorge Cantó, Fernando Cornet, Robert Estalella y Carlos Abia por haber aceptado estar

en el Tribunal de mi tesis.

A Faul Ho, por sus ideas y consejos, especialmente sobre el Capítulo 4 de esta tesis, y porque con su apoyo constante me ha hecho sentir que esto merece la pena.

A Jorge Cantó, con quien ha sido muy fácil comentar, discutir y aprender.

A Guillem y Robert, que han enriquecido mucho este escrito con su sano espíritu crítico, y cuya cara siempre me alegra ver.

Quiero agradecer a José Francisco los muchos ratos en que ha estado dispuesto a comentar y discutir ideas, y su siempre rápida ayuda.

A Jim Moran y todo el grupo de Radioastronomía del Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics por su amable acogida y todas las facilidades tanto computacionales como de investigación que han puesto a mi disposición.

Al IRAM y al Observatorio de Haystack por su hospitalidad durante parte de la reducción de los datos utilizados en esta tesis.

Quiero agradecer a todos los que me han ayudado en un momento u otro con ideas y sugerencias, como Luis Felipe Rodríguez, Jim Jackson, Ana Inés Gómez de Castro, Alex Raga, Salvador Curiel y Guido Garay.

A mis amigos astrónomos de vocación de Sevilla, con los que disfrute las noches mas cercanas a la estrellas y que alentaron mi interés por ellas.

A Chony por su lectura cuidadosa de los primeros manuscritos de este texto, que salieron de ella totalmente mejorados, y por estar siempre cerca.

A Jaime por su continua ayuda y porque, utilizando la tecnica combinada mimo-insulto, ha cuidado de que no me desanimara.

A Rafa Rodrigo, que como director me ha ayudado en todo lo que he necesitado, y que como amigo me ha dejado bañarme en su piscina en los días en que la tesis me tenía a punto de ebullición.

A Pepa, siempre cariñosa y atenta conmigo.

A Isabelita, con quien he podido hacer el ganso todo lo que he necesitado (..y que curiosamente era más cuanto más se acercaba el final de la tesis).

A Mariano Moles, por sus interesantes consejos.

A Luisa siempre pendiente de mis ánimos.

A Antonio Ruiz Falco, por hacerme más fácil trabajar con el ordenador, y que con sus chistes ha conseguido que sea la aspirante a doctora más sonriente que se haya visto.

A Rafa Garrido, sufridor de mis agobios desde el despacho de enfrente como mínimo, donde ha estado siempre que lo he necesitado para pensar en voz alta o hacerme reir cuando creía que no era capaz.

Y enfin, a todo el grupo del té, que con éste hicieron que el final de la tesis no sólo no fuera tenso y pesado, sino que me haya dejado un recuerdo y un sabor inolvidable.

Indice

1	Introducción	1
2	Núcleos moleculares de alta densidad	8
2.1	Estudio con baja resolución angular ($1'4$)	8
2.1.1	Introducción	8
2.1.2	Observaciones y análisis de los datos	9
2.1.3	Fuentes individuales	14
2.1.4	Conclusiones	23
2.2	Estudio con elevada resolución angular ($\sim 10''$)	24
2.2.1	Introducción	24
2.2.2	Análisis de los datos	26
2.2.3	Fuentes individuales	26
2.2.4	Comentarios generales y conclusiones	40

3	Flujos supersónicos y su interacción con el gas molecular	42
3.1	V645 Cygni: Un flujo molecular bipolar desacelerado?	43
3.1.1	Introducción	43
3.1.2	Observaciones	45
3.1.3	Discusión	60
3.1.4	Conclusiones	66
4	Cepheus A: un marco para el estudio de la formación estelar	68
4.1	Introducción	68
4.2	Parámetros del sistema y análisis de los datos	73
4.3	Resultados	76
4.3.1	Emisión de los canales individuales	76
4.3.2	Momentos de orden 0	85
4.3.3	Cinemática de la región	87
4.3.4	Opacidad	93
4.3.5	Temperatura rotacional	93
4.4	Discusión	102
4.4.1	Análisis del modelo de disco en rotación	102
4.4.2	Gas denso y flujo molecular: ¿colimación, reorientación?	105

4.4.3	La interacción entre el gas denso y el flujo molecular.	108
4.5	Conclusiones	117
5	Conclusiones generales	120
	Bibliografía	123

Capítulo 1

Introducción

El estudio y descripción de la formación de las estrellas es uno de los problemas básicos de la Astrofísica. Esta disciplina es bastante joven, pues hasta mediados de siglo no había un cuerpo importante de datos observacionales que permitiera comprobar las ideas concernientes al nacimiento de las estrellas. Los modelos teóricos indican que las estrellas se forman por contracción gravitatoria del gas de las nubes moleculares, a escalas de tamaño muy pequeñas ($\leq 10^3$ U.A.) y en un medio de densidad elevada ($n(\text{H}_2) \sim 10^3\text{-}10^6 \text{ cm}^{-3}$). Esto origina que el estudio de un fenómeno como éste, que tiene lugar en regiones muy oscurecidas, tenga que realizarse fundamentalmente a longitudes de onda milimétricas, submilimétricas e infrarrojas. En los últimos años, fundamentalmente a partir de los 70, ha habido grandes avances en este campo, tanto observacionales como teóricos, motivados en gran parte por la construcción de grandes radiotelescopios capaces de proporcionar elevada resolución, tanto angular como espectral. Como resultado de las observaciones fundamentalmente realizadas durante

los últimos quince años, sabemos que una de las principales manifestaciones de las estrellas que están formándose es la eyección violenta de masa. Esta eyección puede acelerar el material de su entorno a velocidades distintas de las que caracterizan al gas molecular no perturbado. Tiene lugar, por tanto, una transferencia de momento y energía de la estrella a la nube, lo cual afecta a la cinemática de esta última y se manifiesta de muy distintas formas: flujos moleculares, calentamiento del gas molecular, objetos Herbig-Haro (HH), máseres, fuentes infrarrojas, jets, regiones HII, emisión vibracional de la molécula de H_2 , etc.

Zuckerman et al. (1976) y Kwan y Scoville (1976) descubrieron en la región de Orion el primer flujo molecular. Este fenómeno se pone de manifiesto por la existencia de alas de alta velocidad en los espectros de las líneas moleculares, extendiéndose en algunos casos hasta velocidades de 100 km s^{-1} y distancias de 0.1 a 5 pc. En principio estas alas de alta velocidad, observadas principalmente en la molécula de monóxido de carbono (CO), se podrían interpretar como un efecto de rotación, colapso, o movimientos de expansión dentro de la nube molecular. Las observaciones han permitido descartar en la mayor parte de las regiones las dos primeras posibilidades, habiéndose interpretado estas alas como características de eyección de gas molecular, pues la masa interna estimada en las nubes moleculares es inferior a la necesaria para ligar los movimientos observados. Asimismo, de los estudios realizados se concluye que, en un 85% de los flujos moleculares, existe gas desplazado tanto al rojo como al azul respecto a la velocidad media de la nube ambiente, y ambas emisiones se sitúan espacialmente en forma bipolar. Este tipo de morfología fue observado por primera vez por Snell et al. (1980) en L1551 y por Rodríguez et al. (1980a) en Cepheus A,

a lo que siguieron en los años posteriores muchos otros ejemplos (ver Fukui 1989 para una revisión).

Las observaciones de trazadores de gas molecular de alta densidad (NH_3 , CS , HCN ,...) han establecido que esa eyección de masa está normalmente asociada con núcleos moleculares de alta densidad ($n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Nuestro grupo, junto con otros, ha contribuido al estudio de las propiedades físicas y el papel del gas de alta densidad en torno a fuentes de flujos moleculares. Estas observaciones y estudios han permitido establecer que las candidatas a fuentes de energía de los flujos, indicadas por fuentes infrarrojas, máseres de H_2O y OH , y regiones HII compactas, suelen estar embebidas en condensaciones moleculares de alta densidad (Torrelles et al. 1983, 1985a, 1986a; Schwartz, Waak y Smith 1983; Little et al. 1985; Heyer et al. 1986; Takano et al. 1987; Myers et al. 1988; Marcaide et al. 1988). Así, por ejemplo, Anglada et al. (1989) han utilizado la correlación espacial estadística del gas de alta densidad con los centros de actividad de los flujos para ayudar a localizar la posición de las fuentes de energía de los flujos. Además, el gas de alta densidad se ve a menudo perturbado tanto por la presión del viento estelar asociado con las estrellas jóvenes como por los fotones estelares. Algunas evidencias de estas perturbaciones son: (a) Alas de alta velocidad de las líneas de NH_3 y CS (Thronson y Lada 1984; Takano et al. 1985; Torrelles et al. 1987a). (b) Presencia de líneas anchas de amoníaco asociadas con flujos moleculares (Myers et al. 1988). (c) Efectos de calentamiento local del gas molecular (Torrelles et al. 1986b, 1989a; Takano 1986). Esta perturbación del gas ambiente se ha utilizado también con éxito en la identificación de las fuentes de energía de los flujos moleculares.

Nuestros resultados, que sugieren que la estructura de alta densidad detectada juega un papel en el enfoque de este flujo bipolar, se han visto confirmados recientemente por las observaciones de 40" de resolución angular de Torrelles et al. (1992) en $\text{NH}_3(1,1)$ y $(2,2)$. Estos autores han resuelto la condensación en una estructura alargada perpendicular al flujo molecular. Asimismo estos autores presentan observaciones de infrarrojo cercano en el que no detectan emisión en el máximo de amoniaco por debajo de $I = 23$ mag. Con el fin de obtener una clave importante para la identificación de la fuente de excitación del flujo bipolar de la región, sería importante realizar una búsqueda de emisión de infrarrojo cercano y lejano en esta posición con una mayor sensibilidad.

AFGL 6366S (IRAS 06056+2131)

Snell et al. (1988) detectaron $\sim 1/3$ al Sureste de AFGL 6366S un flujo bipolar de CO con un bajo grado de colimación. Comenzamos nuestro mapa de amoniaco en el centro geométrico de este flujo molecular. Hemos detectado una condensación de amoniaco alargada en la dirección suroeste-noreste. La emisión de amoniaco continúa hacia el Noreste, fuera de la región estudiada (Figura 2.3). El máximo de la emisión de amoniaco coincide con AFGL 6366S. Sin embargo, el flujo molecular está situado en el borde sureste del núcleo de amoniaco. Por lo que nosotros sabemos, éste es el primer caso con esa disposición peculiar entre la condensación de amoniaco y el flujo molecular bipolar. Este resultado observacional sugiere que es poco probable que AFGL 6366S sea la fuente del flujo molecular bipolar. Si el objeto excitador está situado cerca del centro del flujo, en el borde SE

Otro aspecto importante de los núcleos moleculares densos es su relación con el mecanismo de enfoque de los flujos bipolares observados. En las fuentes de flujos bipolares más evidentes, los núcleos moleculares suelen ser alargados, con las fuentes de actividad estelar embebidas en ellos, y en algunos casos con un gradiente de velocidad a lo largo del eje mayor que se puede explicar por movimientos de rotación (Torrelles et al. 1983; Schwartz et al. 1983; Rodríguez 1988 para una revisión). El alineamiento perpendicular que se observa entre las estructuras alargadas de alta densidad de dimensiones interestelares (~ 0.1 pc) y los flujos bipolares, sugirió que aquellas podrían representar toroides interestelares que colimarían a éstos (e.g. Torrelles et al. 1983, 1985a; Schwartz et al. 1983, Little et al. 1985; Kawabe et al. 1988; Marcaide et al. 1988). Esto es consistente con los modelos teóricos desarrollados por Barral y Cantó (1981), Königl (1982) y Boss (1987). Sin embargo, esta interpretación tiene dos objeciones principales: (1) En algunos casos, como en L1551, los diferentes trazadores de gas de alta densidad (NH_3 y CS) presentan diferentes morfologías (Torrelles et al. 1983; Menten y Walmsley 1985; Kaifu et al. 1984; Moriarty-Schieven et al. 1987). (2) Hay evidencia observacional de que los procesos de colimación actúan también a escalas más pequeñas, circunestelares ($\leq 10^3$ U.A.), e.g. jets ópticos (Mundt 1986), debido quizás a un entorno circunestelar no uniforme (e.g. Cantó et al. 1988), o discos de acreción circunestelares (e.g. Hartmann y Kenyon 1987). Quizás sea posible que los procesos de colimación en las nubes moleculares con formación estelar operen desde dimensiones circunestelares, enfocando a los jets ópticos, hasta dimensiones interestelares, enfocando a los flujos moleculares (Rodríguez et al. 1986). Por ello, si queremos determinar correctamente la escala y estructura de

los mecanismos de colimación de los flujos, es necesario que las observaciones de gas de alta densidad sean sensibles a un rango dinámico grande de escalas de tamaño físico alrededor de las fuentes de excitación.

Motivados por todos estos problemas, en esta Tesis analizaremos el fenómeno de la formación estelar a escalas tanto grandes (~ 0.5 pc) como pequeñas (~ 0.01 pc), seleccionando una serie de nubes moleculares de gran interés observacional.

En el Capítulo 2 estudiaremos las escalas y estructura morfológica y cinemática del gas de alta densidad, así como su posible efecto sobre los flujos de masa. Esto se realizará en la primera parte de dicho capítulo (§2.1) con una baja resolución angular ($1''.5$), mediante observaciones con una sola antena de la emisión de NH_3 . Hemos estudiado seis regiones con flujos de gas, trazados por la presencia de flujos moleculares y por objetos HH. También hemos buscado emisión máser de H_2O para obtener información adicional acerca de la situación de su fuente de excitación. Los resultados obtenidos en esas seis regiones han sido importantes, pues han permitido identificar una serie de fuentes que, dadas sus características observacionales, son excelentes candidatas para ser estudiadas con una mayor resolución angular, con el objetivo de delimitar la forma y orientación de la estructura de alta densidad y su papel en los procesos de colimación de los flujos bipolares.

En la segunda parte del Capítulo 2 (§2.2) hemos realizado estudios interferométricos de NH_3 (con resolución típica de $5''$ - $10''$) de cuatro fuentes con flujos moleculares de alta velocidad utilizando el Very Large Array (VLA). La elevada resolución angular suministrada por la interferometría

hace posible un estudio detallado de los efectos de la formación de estrellas sobre los núcleos moleculares, y de la posible acción de éstos sobre los flujos de masa.

Los principales resultados de este Capítulo 2 han dado origen a los siguientes trabajos publicados: "Further Studies on the Role of Dense molecular Clouds around Outflow Sources", por Verdes-Montenegro, L., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Anglada, G., López, R., Estalella, R., Cantó, J., y Ho, P. T. P. 1989, *ApJ*, **346**, 193, y "VLA Observations of Ammonia and Continuum in Regions with High-Velocity Gaseous Outflows. II", por Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., Cantó, J., y Verdes-Montenegro, L. 1989b, *ApJ*, **346**, 756.

En el Capítulo 3 presentamos observaciones de una región con un flujo bipolar con un grado de colimación aparentemente bajo, V645 Cygni. Como hemos dicho al principio de esta introducción, los flujos moleculares presentan en su mayoría una geometría bipolar. Sin embargo, es posible que algunos flujos bipolares aparezcan como isotrópicos debido a una combinación del alineamiento de sus ejes con la línea de visión y a la falta de suficiente resolución angular en las observaciones. El objetivo de estas nuevas observaciones ha sido mejorar la definición de la morfología del flujo molecular cerca del centro de actividad, mediante la emisión de la molécula de CO, con una resolución angular de $13''$ y espectral de 1.3 km s^{-1} . Asimismo hemos estudiado la morfología, cinemática y excitación de la nube molecular ambiente, y su posible papel en el mecanismo de enfoque del flujo, mediante la emisión de las moléculas de ^{13}CO y C^{18}O , con una resolución angular de $22''$ y espectral de 0.3 km s^{-1} . El estudio con elevada resolución

angular y espectral de la cinemática del gas movido por la protoestrella, así como la determinación de los parámetros físicos del flujo, nos han permitido una comparación detallada con las predicciones de los modelos propuestos para la generación de flujos.

Los principales resultados de este Capítulo 3 han dado origen a la publicación: "V645 Cygni: A Decelerating Molecular Outflow?", por Verdes-Montenegro, L., Gómez, J. F., Torrelles, J. M., Estalella, R., Anglada, G., López, R., 1991, *A&A*, **244**, 84.

En el Capítulo 4 presentamos observaciones interferométricas de la molécula de NH_3 de la región de formación estelar Cepheus A, realizadas con una resolución angular de $3''$ y espectral de 0.3 km s^{-1} . Esta región presenta un complejo flujo molecular, gas de alta densidad, fuentes infrarrojas, regiones HII, máseres de H_2O y OH , nebulosidades de reflexión, emisión vibracional de la molécula de H_2 , y objetos HH con emisión de radiocontinuo asociada. Todo ello hace que Cepheus A constituya un marco idóneo para un estudio completo de la interacción entre estrellas en formación y el medio en que están inmersas. Con nuestras observaciones encontramos que el gas denso está redirigiendo el flujo molecular a escalas de 0.1-0.5 pc. El gas de alta velocidad, a su vez, parece actuar sobre el gas denso, produciendo alteraciones morfológicas, cinemáticas y de temperatura de las condensaciones, así como emisión tipo HH en sus bordes.

Las principales conclusiones derivadas de este trabajo se resumen en el Capítulo 5.

Capítulo 2

Núcleos moleculares de alta densidad

2.1 Estudio con baja resolución angular (1'4)

2.1.1 Introducción

En esta sección 2.1 presentamos los resultados de un estudio observacional de amoniaco de 6 regiones con flujos de gas descubiertos recientemente, trazados por la presencia de flujos moleculares (AFGL 5142, AFGL 5157, AFGL 6366S, Snell et al. 1988; S140N, Fukui et al. 1986), y objetos Herbig-Haro (HHL 73, Gyulbudaghian et al. 1987; HH 33/40, Mundt et al. 1984, Cohen y Schwartz 1987). Snell et al. (1988) estudiaron tres de estas regiones (AFGL 5142, AFGL 5157, y AFGL 6366S) en un programa observacional de CO de búsqueda sistemática de flujos moleculares en fuentes

infrarrojas brillantes. De dicho estudio hemos seleccionado las tres fuentes que tienen flujos con una morfología bipolar.

Para el estudio de estas regiones hemos elegido una baja resolución angular. Con ella podemos obtener una primera indicación de la existencia, morfología, cinemática o calentamiento del gas de alta densidad, y en base a ello seleccionar aquellas fuentes que presenten un interés mayor para su estudio posterior con mayor resolución angular y/o espectral. Este estudio de amoniaco ha aumentado la muestra de fuentes de flujos estudiadas con trazadores moleculares de gas de alta densidad. En §2.1.2 describiremos las observaciones, en §2.1.3 discutiremos las fuentes individuales, y en §2.1.4 presentaremos nuestras principales conclusiones.

2.1.2 Observaciones y análisis de los datos

Hemos realizado las observaciones con el radiotelescopio de 37 m del Haystack Observatory¹, en Westford, Massachusetts, en Febrero y Mayo de 1988. Para estudiar las condensaciones moleculares en torno a las fuentes de flujo hemos seleccionado las transiciones de inversión $(J,K) = (1,1)$ y $(2,2)$ de la molécula de amoniaco. A la frecuencia de estas transiciones (~ 23.7 GHz) el haz es de $1.4'$, y la eficiencia del haz a una elevación de 45° es de 0.32. Hemos estimado un error en la precisión del apuntado *rms* de $\sim 15''$. Hemos utilizado un receptor máser de banda K enfriado y un espectrómetro autocorrelador digital de 1024 canales con una anchura de banda efectiva de 6.67 MHz. La resolución resultante en velocidad tras un pesado Hanning

¹La radioastronomía en el Haystack Observatory de la Northeast Radio Observatory Corporation está financiada por la National Science Foundation.

fue $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$. Hemos realizado las observaciones en el modo "position switching", con un tiempo de integración *on* más *off* de 10 minutos. Los espectros se corrigieron de la variación de ganancia dependiente de la elevación y de la atenuación atmosférica. Las observaciones de amoniaco se hicieron bajo buenas condiciones atmosféricas, con temperaturas típicas del sistema de $\sim 80 \text{ K}$.

Hemos observado seis fuentes con flujos. En cada una de las fuentes comenzamos haciendo un cartografiado de $\text{NH}_3(1,1)$ con 5 puntos, separados entre si por un haz completo. Dicho cartografiado se centró en la posición de las supuestas fuentes de actividad estelar (Tabla 2.1). Hemos detectado emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ en 5 de la fuentes. Posteriormente, con el fin de delimitar la emisión de amoniaco en las fuentes detectadas realizamos mapas con unos 30 puntos. El tiempo total de integración en cada posición fue de unos 40 minutos, alcanzando una sensibilidad por canal espectral de 0.04 K .

En la Tabla 2.2 presentamos los parámetros de la línea de $\text{NH}_3(1,1)$ observados en las posiciones del máximo de emisión de las fuentes estudiadas. En las Figuras 2.1, 2.2, 2.3, 2.4a, y 2.5, representamos los mapas de contornos del máximo de temperatura de antena de la línea principal de la transición (1,1) ($T_A(1,1;p)$) de amoniaco. En estos mapas señalamos también varios indicadores de formación estelar.

Con el fin de obtener la temperatura rotacional de las condensaciones de amoniaco observamos la transición de amoniaco $(J,K) = (2,2)$ en las posiciones dadas en la Tabla 2.2. Hemos detectado esta línea en dos de las fuentes, y en las otras tres sólo pudimos estimar límites superiores a la

Tabla 2.1: Fuentes estudiadas en $\text{NH}_3(1,1)$

Fuente	Posición central del mapa		Naturaleza de la fuente cerca de la posición central	Sensibilidad típica obtenida (1σ)	Detección de NH_3 ?	Número de posiciones observadas
	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$				
AFGL 5142 ^(a)	05 ^h 27 ^m 27.6	33° 45' 37"	Flujo molecular y fuente infrarroja	0.06	Si	14
HH 33/40 ^(b)	05 ^h 32 ^m 53.0	-06° 19' 56"	Objeto HH doble. Fuente infrarroja	0.03	No	5
AFGL 5157 ^(a)	05 ^h 34 ^m 35.7	31° 58' 24"	Flujo molecular y fuente infrarroja	0.04	Si	28
AFGL 6366S ^(a)	06 ^h 05 ^m 46.5	21° 31' 16"	Flujo molecular y fuente infrarroja	0.04	Si	32
HHL 73 ^(c)	21 ^h 43 ^m 18.0	47° 19' 00"	Maser H_2O . Objeto tipo Herbig-Haro.	0.04	Si	43
S140N ^(d)	22 ^h 17 ^m 51.5	63° 17' 50"	Flujo molecular y fuente infrarroja	0.04	Si	36

(a) Snell *et al.* 1988.

(b) Mundt *et al.* 1984, Cohen y Schwartz 1987.

(c) Gyalbudaghian *et al.* 1987.

(d) Fukui *et al.* 1986.

Tabla 2.2: Parámetros de la línea en posiciones seleccionadas de las fuentes detectadas en $\text{NH}_3(1,1)$.^(a)

	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$	$T_A(1,1;p)$ (K)	$\frac{T_A(1,1;p)}{T_A(1,1;m)}$	$\Delta V(1,1;p)$ (km s^{-1})	$V_{LSR}(1,1;p)$ (km s^{-1})
AFGL 5142	05 ^h 27 ^m 27.6	33° 45' 37"	0.26 ± 0.01	2.6 ± 0.2	2.86 ± 0.14	-3.43 ± 0.06
AFGL 5157	05 ^h 34 ^m 35.7	31° 58' 24"	0.30 ± 0.01	3.3 ± 0.3	1.50 ± 0.05	-18.04 ± 0.02
AFGL 6366S	06 ^h 05 ^m 40.1	21° 31' 16"	0.24 ± 0.02	≥ 1.6 ^(b)	1.04 ± 0.13	2.46 ± 0.05
HHL 73	21 ^h 43 ^m 18.0	47° 19' 45"	0.48 ± 0.02	3.1 ± 0.3	0.73 ± 0.04	3.87 ± 0.02
S140N	22 ^h 17 ^m 51.5	63° 17' 50"	0.39 ± 0.01	2.6 ± 0.1	1.33 ± 0.05	-8.81 ± 0.02

(a) Obtenidos de ajustes gaussianos a los espectros observados. La notación en la cabecera de las columnas (1,1;p) corresponde a la línea hiperfina principal, y (1,1;si) a las satélites interiores.

(b) En esta fuente no se ajustaron perfiles gaussianos a las líneas satélites interiores.

Tabla 2.3: Observaciones de NH₃(2,2).^(a)

Fuente	Tiempo total de integración (hora) (ON+OFF)	Sensibilidad típica (1 σ) obtenida	Detección de NH ₃ (2,2)?	T _A (2,2;p) (K)
AFGL 5142	1.0	0.03	No	$\leq 0.09^{(b)}$
AFGL 5157	1.8	0.02	Si	$0.10 \pm 0.01^{(c)}$
AFGL 6366S	1.2	0.03	No	$\leq 0.09^{(b)}$
HHL 73	1.0	0.04	No	$\leq 0.12^{(b)}$
S140N	1.0	0.03	Si	$0.13 \pm 0.01^{(c)}$

(a) Observaciones de NH₃(2,2) en las posiciones de la Tabla 2.2.

(b) Límite superior (3 σ)

(c) Obtenidos de ajustes gaussianos a los espectros observados.

emisión (Tabla 2.3).

En la Tabla 2.4 damos los parámetros de las condensaciones de amoníaco: tamaño ($l_a \times l_b$), profundidad óptica [$\tau(1,1;m)$], temperatura de excitación [$T_{ex}(1,1)$], temperatura rotacional [$T_R(2,2;1,1)$], densidad volumétrica de hidrógeno molecular [$n(H_2)$], masa (M_\odot), densidad columnar de hidrógeno molecular [$N(H_2)$], y extinción visual (A_v). Al pie de dicha tabla indicamos el procedimiento seguido para obtener estos parámetros.

Finalmente buscamos emisión máser de H₂O a 22.2 GHz en tres de las fuentes detectadas en amoníaco (AFGL 5142, AFGL 5157, AFGL 6366S), para obtener información adicional acerca de la situación de su fuente de excitación. Hemos utilizado un receptor máser de banda K enfriado y un espectrómetro autocorrelador digital de 512 canales con una anchura de banda efectiva de 13.3 MHz. Hicimos un mapa de 7 puntos en torno a las posiciones dadas en la Tabla 2.1, y detectamos 2 nuevos másers de agua intensos en AFGL 5142 y AFGL 5157 ($S_\nu \geq 40$ Jy). El límite superior de detección (3 σ) en AFGL 6366S es ~ 1 Jy. En HHL 73 se había detectado anteriormente emisión máser de agua (Gyulbudaghian et al. 1987).

Tabla 2.4: Parámetros de las condensaciones de amoniaco

Fuente	Distancia (pc)	Tamaño angular ⁽¹⁾ $l_a(l') \times l_b(l')$	Tamaño físico ⁽¹⁾ $l_a(pc) \times l_b(pc)$	$\tau(1,1;p)^{(2)}$	$T_{rot}^{(3)}$ (K)	$T_{rot}(2,2;1,1)^{(4)}$ (K)	$n(H_2)^{(5)}$ (cm ⁻³)	$M^{(6)}$ (M _⊙)	$N(H_2)^{(7)}$ (cm ⁻²)	$A_V^{(8)}$ (mag)
AFGL 5142	1800 ^(a)	~2.3 x 2.3	~1.2 x 1.2	1.0 ± 0.3	4	≤ 16	~4x10 ³	~200	7x10 ²²	70
AFGL 5157	1800 ^(a)	~1.7 x 1.7	~0.9 x 0.9	0.2 ± 0.2	8	~17	~2x10 ⁴	~400	8x10 ²¹	8
AFGL 6366S	1500 ^(a)	~7.1 x 2.6	~3.1 x 1.1	≤ 3.3	4 ⁽⁹⁾	≤ 16 ⁽⁹⁾	~4x10 ³	~650	2x10 ²²⁽⁹⁾	20
HHL 73	900 ^(b)	~4.7 x 2.2	~1.2 x 0.6	0.4 ± 0.3	7	≤ 15	~3x10 ⁴	~500	1x10 ²²	10
S140N	900 ^(c)	~2.2 x 1.7	~0.6 x 0.4	1.0 ± 0.2	5	~ 15	~6x10 ³	~ 20	2x10 ²²	20

(1) Tamaño de la emisión a potencia mitad del máximo.

(2) Profundidad óptica obtenida del cociente $T_B(1,1;p)/T_B(1,1;si) = (i - e^{-\tau(1,1;p)}) / (1 - e^{-\tau(1,1;p) \times 0.25})$ (Ho y Townes 1983).

(3) Temperatura de excitación obtenida de la ecuación de transporte radiativo, suponiendo un factor de llenado de 1.

(4) Temperatura rotacional obtenida del cociente $T_B(2,2;p)/T_B(1,1;p)$ a partir de $T_{rot}(2,2;1,1) = -41.5 / \ln \left[\frac{-0.262}{\tau(1,1)} \ln \left\{ 1 - \frac{\Delta T_A(2,2)}{\Delta T_A(1,1)} \times (1 - e^{-\tau(1,1)}) \right\} \right]$ (Ho y Townes, 1983).

(5) Densidad de volumen de hidrógeno obtenida del modelo de dos niveles (Ho y Townes 1983) suponiendo $T_K = T_R(2,2;1,1)$ excepto para AFGL 5142, AFGL 6366S, y HHL 73 donde, debido a la no detección de $NH_3(2,2)$, adoptamos $T_K = 10$ K. T_R , límite inferior de T_K , es una buena aproximación a la temperatura cinética en los regímenes de temperatura más baja (Ho y Townes 1983).

(6) Suponemos una esfera de radio $(l_a \times l_b)^{1/2}/2$ y densidad volumétrica $n(H_2)$.

(7) Se ha supuesto ETL para los estados rotacionales del amoniaco a T_K , y una abundancia $[NH_3/H_2] = 10^{-8}$ (Herbst y Klemperer 1973).

(8) Calculado con $[A_\nu/mag] = 10 \times [N(H_2)/10^{22} \text{ cm}^{-2}]$ (Spitzer, 1978).

(9) Hemos supuesto $\tau(1,1;p)=1$.

(a) Snell et al 1988.

(b) Elias 1978.

(c) Crampton y Fisher 1974.

2.1.3 Fuentes individuales

AFGL 5142 (IRAS 05274+3345)

En esta región hemos comenzado nuestro mapa de amoniaco en la posición del centro de simetría de las alas roja y azul del flujo bipolar de CO, que coincide con AFGL 5142. En la Figura 2.1 mostramos una superposición de los mapas de amoniaco y del flujo bipolar. La estructura de alta densidad detectada tiene su máximo en la posición de AFGL 5142 y está marginalmente resuelta. El espectro de $\text{NH}_3(1,1;p)$ presenta en la posición central una línea ancha ($\Delta V \sim 2.9 \text{ km s}^{-1}$), sugiriendo la existencia de diferentes componentes de velocidad no resueltas por nuestro haz y/o una fuerte perturbación del gas molecular producida por AFGL 5142. Hemos detectado un intenso máser de H_2O con 5 componentes de velocidad a $V_{LSR} = -13.4, -11.1, -4.8, -1.6$ y 0.4 km s^{-1} . Para la componente más intensa ($S_\nu \sim 43 \text{ Jy}$; $V_{LSR} \sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$) hemos estimado una posición de $\alpha(1950) = 05^{\text{h}} 27^{\text{m}} 30^{\text{s}}.8$, $\delta(1950) = 33^\circ 45' 12'' (\pm 40'')$, situada dentro de la condensación de amoniaco.

Estos resultados apoyan la identificación de AFGL 5142 como fuente conductora del flujo bipolar de CO. Sin embargo, con el fin de delimitar la forma y orientación de la estructura de alta densidad respecto al flujo bipolar, y así clarificar el papel que juega esta estructura en los procesos de colimación de éste, serían necesarias observaciones de mayor resolución angular.

AFGL 5157 (IRAS 05345 + 3157)

Esta fuente IRAS parece estar asociada espacialmente con NGC 1985 [$\alpha(1950) = 05^h 34^m 32.8$, $\delta(1950) = 31^\circ 57' 36'' (\pm 10'')$; Higgs 1971], que ha sido identificada como una nebulosa de reflexión con una estrella central F1 (V) (Sabbadin y Hamzaoglu 1981; Lutz y Kaler 1983; Acker et al. 1987). Sin embargo, parecen ser dos objetos distintos, pues AFGL 5157 es un objeto estelar muy rojo, probablemente una estrella B joven. Snell et al. (1988) han detectado un flujo molecular claramente bipolar situado $1'$ al Noreste de AFGL 5157.

Hemos centrado nuestro mapa de $\text{NH}_3(1,1)$ en el centro geométrico del flujo bipolar (Tabla 2.1). Hemos detectado una condensación de amoníaco apenas resuelta, con su máximo en dicha posición (Figura 2.2) y emisión de $\text{NH}_3(2,2)$ en el máximo de emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ (Tabla 2.3). De esos datos hemos estimado una temperatura rotacional entre los estados metaestables (2,2) y (1,1) de $T_R(2,2;1,1) \simeq 17$ K. Esta temperatura es mayor que la temperatura observada en los núcleos densos de las nubes oscuras (~ 10 K; Myers y Benson 1983), donde los rayos cósmicos son la principal fuente de calentamiento (Goldsmith y Langer 1978). Por tanto, hace falta un mecanismo de calentamiento local. Hemos detectado también un intenso máser de H_2O ($S_\nu \sim 39$ Jy) en $\alpha(1950) = 05^h 34^m 37.9$, $\delta(1950) = 31^\circ 57' 51'' (\pm 10'')$ con $V_{LSR} = -20$ km s $^{-1}$. Estos resultados sugieren que el candidato más idóneo para la fuente del flujo estaría situado en la posición del máximo de amoníaco. Esta fuente de excitación podría ser además responsable del efecto de calentamiento local del gas molecular denso y de la emisión máser de H_2O que observamos.

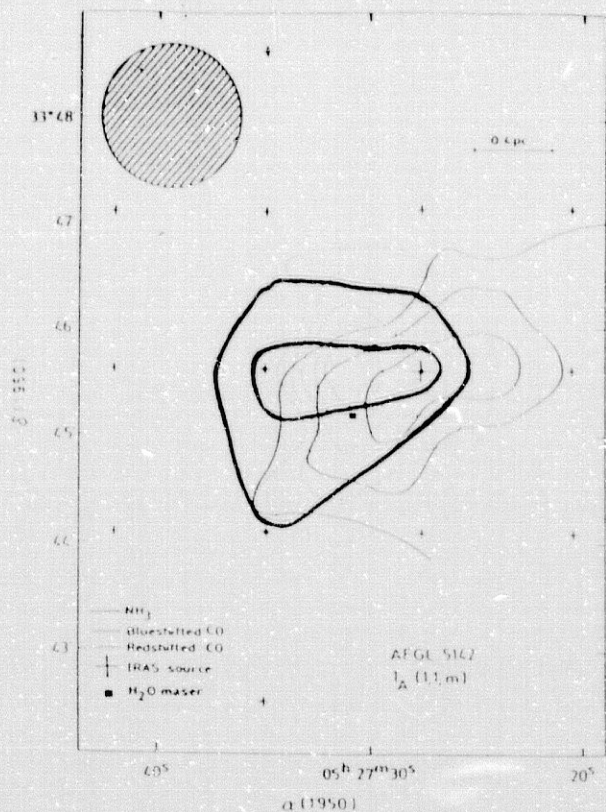


Figura 2.1 Mapa de contornos del máximo de la temperatura de antena de la línea principal de la transición de amoniaco $(J,K) = (1,1)$ para AFGL 5142 (línea gruesa; este trabajo), superpuesta a los contornos del flujo bipolar de CO (Snell et al. 1988). Los contornos de amoniaco son 0.18, y 0.23 K. Las cruces pequeñas indican las posiciones observadas, y los puntos las posiciones donde se detectó $\text{NH}_3(1,1)$. La cruz grande indica la posición de la fuente IRAS. Su error posicional es $\sim \pm 20''$. Con un cuadrado indicamos la posición del máser de agua detectado (este trabajo).

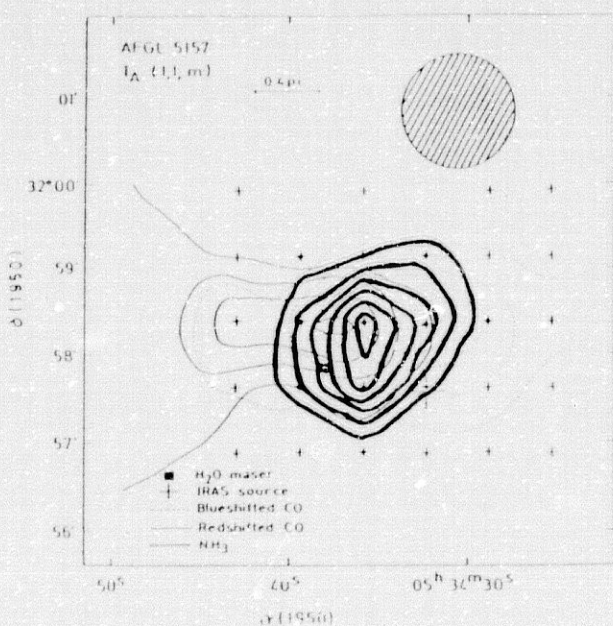


Figura 2.2 Igual que la Figura 2.1, pero para AFGL 5157. Los contornos de amoniaco son 0.13, 0.16, 0.19, 0.22, y 0.25 K (contornos de $T_A(1,1;p)$ y máser de H_2O , este trabajo; flujo bipolar de CO, Snell et al. 1988). El error posicional de la fuente IRAS es $\sim \pm 20''$.

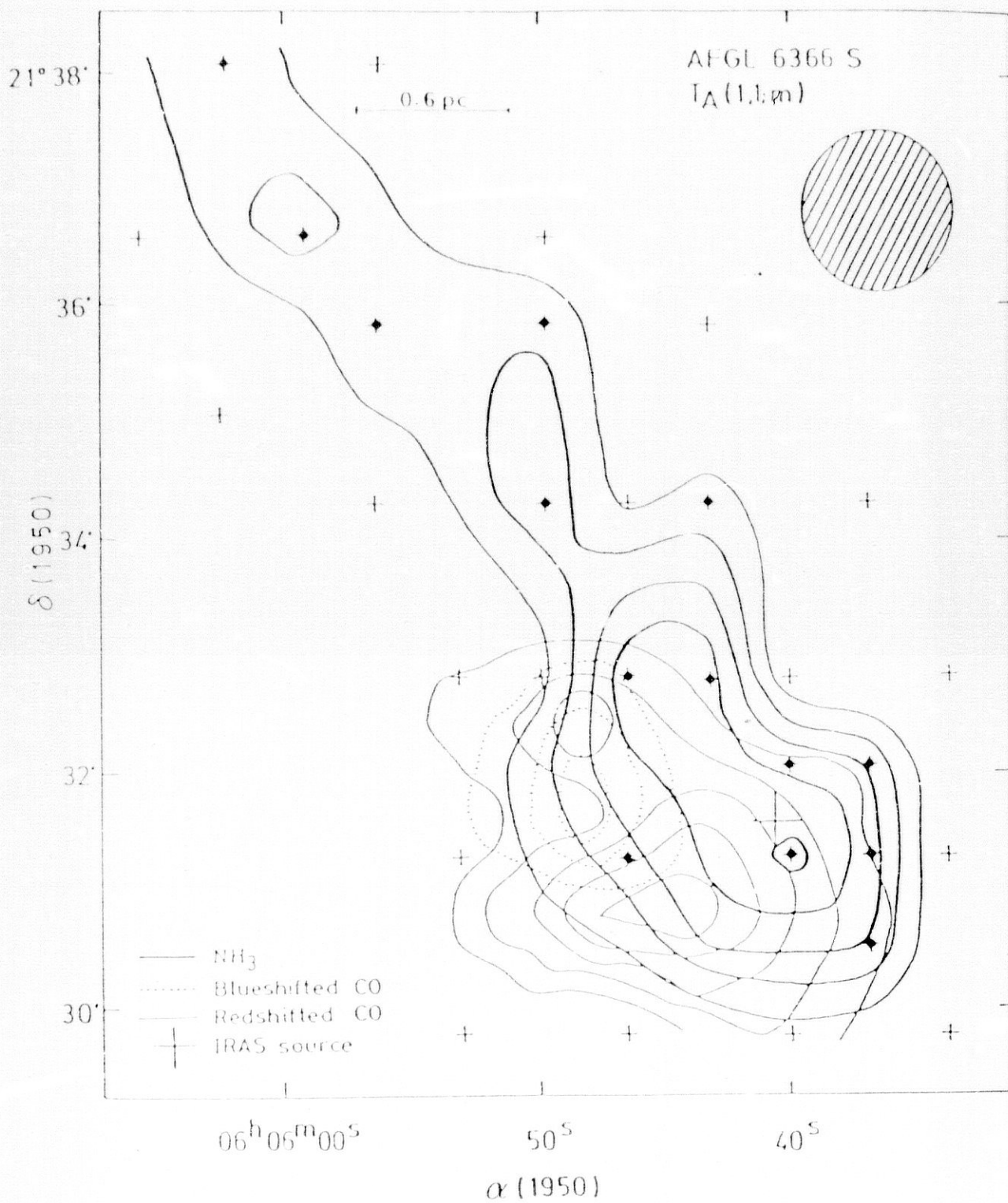


Figura 2.3 Igual que la Figura 2.1 pero para AFGL 6366S. Los contornos de amoniaco son 0.10, 0.13, 0.16, 0.19, y 0.22 K (contornos de $T_A(1,1;p)$, este trabajo; flujo bipolar de CO, Snell et al. 1988). El error posicional de la fuente IRAS es $\sim \pm 20''$.

del gas de alta densidad, la condensación de amoniaco no jugaría un papel directo en el proceso de colimación. Sin embargo, es posible que el gas de alta velocidad asociado con el objeto excitador haya sido deflectado por el gas de alta densidad. Esta interacción podría haber originado en el borde de la condensación de amoniaco el flujo molecular observado. Torrelles et al. (1987b) han discutido la formación de un flujo molecular de alta velocidad como resultado de la interacción de un flujo con la superficie de una nube.

HHL 73

Hay varios trazadores de formación estelar en esta región: un objeto tipo HH (HHL 73) - donde centramos nuestro mapa de amoniaco -, un máser de H_2O (Gyulbudaghian et al. 1987) y una fuente IRAS. Se ha detectado un flujo de CO (Levreault 1988) en la posición de la estrella Fu-Ori Elias 1-12 (Elias 1978), situada $\sim 20'$ al Este de HHL 73, es decir, fuera de la región que hemos observado en $NH_3(1,1)$. Para la distancia a la región de HHL 73 utilizaremos el valor de 0.9 kpc dado por Elias (1978) para la estrella Fu-Ori.

Nuestras observaciones muestran dos núcleos de amoniaco (Figura 2.4a). El núcleo principal está alargado en la dirección sureste-noroeste. Tanto el máser de H_2O como HHL 73 y la fuente IRAS, espacialmente coincidentes dentro de los errores observacionales, están situados en este núcleo denso. No hemos detectado emisión de $NH_3(2,2)$ en el máximo de este núcleo (Tabla 2.3). El segundo núcleo de amoniaco, situado $\sim 5'$ al Noreste de la estructura alargada, apenas está resuelto. No se conocen signos de

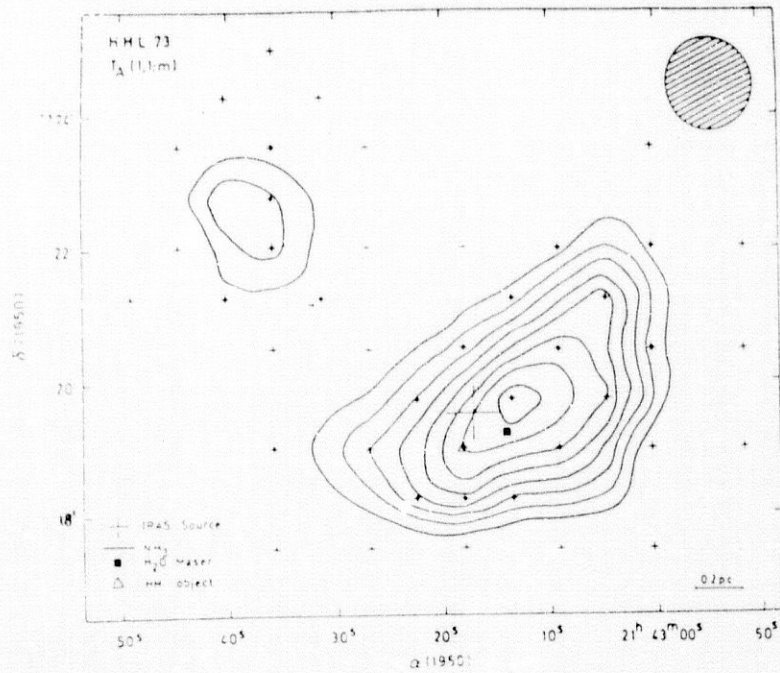


Figura 2.4(a) Igual que la Figura 2.1 pero para HHL 73. Los contornos de amoniaco son 0.12, 0.16, 0.20, 0.28, 0.32, 0.36, 0.40, y 0.44 K (contornos de $T_A(1,1;p)$, este trabajo; HHL 73, y máser de H_2O , Gyulbudaghian et al. 1987). El error posicional de la fuente IRAS es $\sim \pm 20''$.

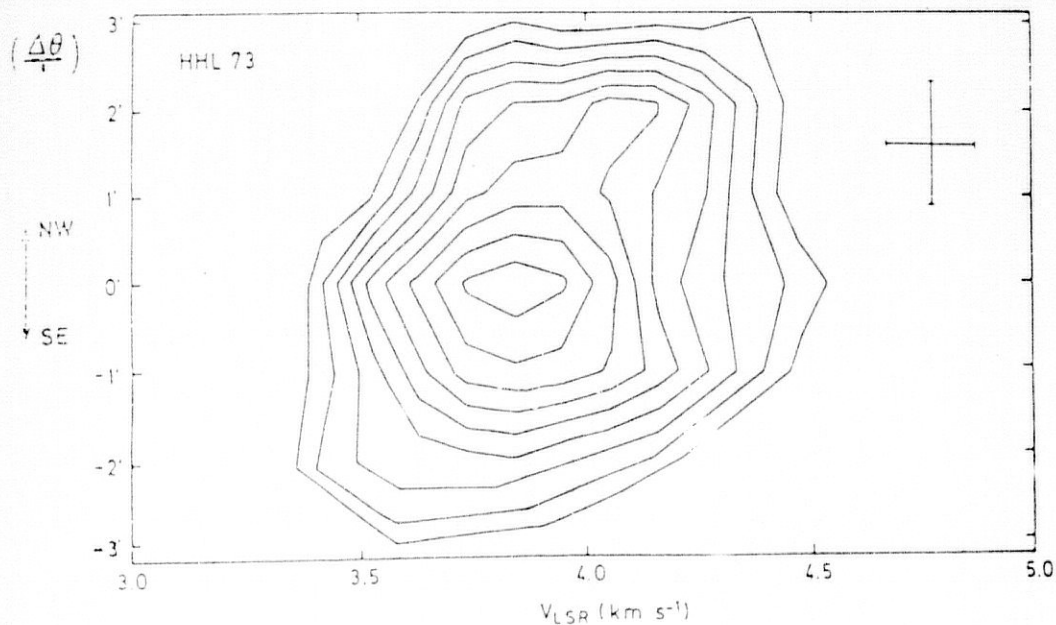


Figura 2.4(b) Diagrama posición-velocidad a lo largo del eje mayor de HHL 73 (p.a. = -45°). Los niveles de los contornos de la línea (1,1;p) son 0.12, 0.16, 0.20, 0.24, 0.28, 0.32, 0.36, 0.40 y 0.44 K. Este corte en velocidad muestra un gradiente de $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$. La coordenada espacial (eje vertical) se da respecto a la posición del máximo de emisión del amoniaco.

formación estelar asociados con él.

En la Figura 2.4b mostramos un diagrama posición-velocidad tomado a lo largo del eje mayor de la condensación principal. En él se ve un pequeño gradiente de $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, con una velocidad radial decreciente de Noroeste a Sureste. Si este gradiente de velocidad está causado por rotación de la condensación, la masa necesaria para ligar gravitacionalmente los movimientos sería del orden de $\sim 10 M_{\odot}$. Puesto que la masa estimada para esta condensación es $\sim 500 M_{\odot}$ (Tabla 2.4), sugerimos que esta estructura podría estar rotando.

Finalmente, indicamos que mediante observaciones de CO se podría comprobar la presencia de gas de alta velocidad asociado con este lugar de formación estelar, dado que reúne todas las condiciones para ello.

S140N

Fukui et al. (1986) detectaron un flujo bipolar de CO con un grado de colimación bajo. En el centro de este flujo hay una fuente IRAS, sugiriendo que ésta es la fuente del flujo. Nuestro mapa de $\text{NH}_3(1,1)$ está centrado en esta posición. Hemos detectado una condensación de amoníaco ligeramente alargada en la dirección noreste-suroeste (Figura 2.5). Se detectó emisión de $\text{NH}_3(2,2)$ en el máximo de emisión del amoníaco (Tabla 2.3). De estos datos hemos estimado una temperatura rotacional de $T_R(2,2;1,1) \simeq 15 \text{ K}$ que, como discutimos anteriormente para AFGL 5157, implica un efecto de calentamiento local, producido probablemente por la fuente IRAS cercana. La estructura de alta densidad observada en $\text{NH}_3(1,1)$ parece estar espacialmente asociada con el flujo de CO. El máximo de amoníaco está des-

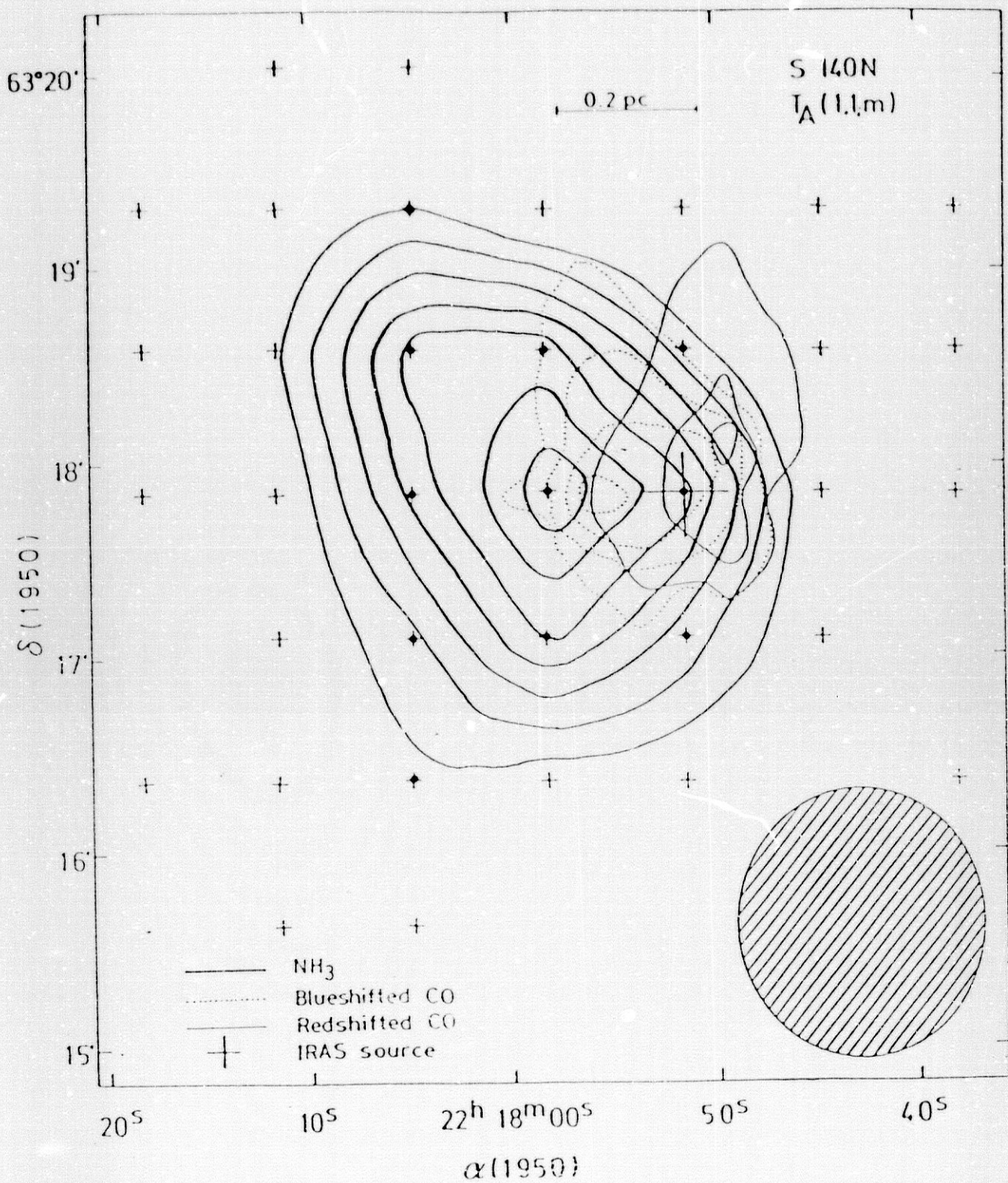


Figura 2.5 Igual que la Figura 2.1 pero para S140N. Los contornos de amoniaco son 0.12, 0.16, 0.20, 0.24, 0.28, 0.32, y 0.36 K (contornos de $T_A(1,1;p)$, este trabajo; flujo bipolar de CO, Fukui et al. 1986). El error posicional de la fuente IRAS es $\sim \pm 20''$.

plazado ligeramente al Este del centro del flujo. Sin embargo, este flujo ha sido estudiado en CO con una resolución significativamente mayor ($\sim 20''$) que en NH_3 , por lo que serían necesarias observaciones de amoniaco de mayor resolución angular para clarificar si la condensación detectada juega un papel importante en la colimación del flujo de CO o no.

2.1.4 Conclusiones

Hemos estudiado en la transición $(J,K) = (1,1)$ de la molécula de amoniaco seis regiones con signos de formación estelar. Hemos detectado y hecho mapas de la emisión de amoniaco en 5 de esas regiones: AFGL 5142, AFGL 5157, AFGL 6366S, HHL 73, y S140N. Hemos detectado emisión de $\text{NH}_3(2,2)$ en el máximo del núcleo de $\text{NH}_3(1,1)$ de AFGL 5157 y S140N. Para estas dos regiones hemos estimado una temperatura rotacional de $T_R(2,2;1,1) \sim 16$ K. Asimismo, hemos detectado dos nuevos máseres de H_2O ($S_\nu \geq 40$ Jy) en los máximos de emisión de los núcleos de AFGL 5142 y AFGL 5157.

Las estructuras de alta densidad detectadas en AFGL 5142 y AFGL 5157 apenas están resueltas por nuestro haz ($\sim 1.4''$), y tienen el máximo muy cerca del centro geométrico de los flujos bipolares previamente detectados en ellas, sugiriendo que estas estructuras pueden jugar un papel en los procesos de colimación de los flujos. Este papel se ha confirmado en AFGL 5157, donde Torrelles et al. (1992) han resuelto la condensación en una perpendicular al flujo bipolar molecular. Sin embargo, la fuente infrarroja AFGL 5157 parece estar desplazada $\sim 1'$ al Suroeste del máximo de amoniaco. La identificación de un mejor candidato para la fuente con-

de emisión de infrarrojo cercano y lejano con elevada sensibilidad en torno a la posición del máximo de amoniaco y el máser de H₂O.

El flujo molecular en AFGL 6366S está situado en el borde SE del núcleo de amoniaco. Esta peculiar disposición espacial podría ser el resultado de la interacción del gas de alta velocidad asociado con una estrella joven, probablemente situada en el extremo SE del núcleo de amoniaco, con gas de esta condensación. El flujo molecular de S140N está análogamente desplazado respecto al núcleo molecular, y puede ser un caso similar a AFGL 6366S. Sin embargo, la separación espacial no es tan segura en este caso, debido a efectos de resolución angular.

Finalmente, en HHL 73 hemos detectado un núcleo de amoniaco alargado, con un pequeño gradiente de velocidad en su eje mayor. Este núcleo tiene su máximo cerca de una fuente IRAS detectada previamente y de un máser de H₂O.

2.2 Estudio con elevada resolución angular ($\sim 10''$)

2.2.1 Introducción

Hemos extendido nuestros estudios con una sola antena de fuentes de NH₃ (con resolución típica de 1.5) a estudios interferométricos de NH₃ (con resolución típica de 10'') utilizando el Very Large Array (VLA) del National

Radio Astronomy Observatory (NRAO) ²

Estos estudios de NH_3 pueden ser útiles para (1) definir la morfología de las estructuras moleculares a pequeña escala entorno a los centros de actividad estelar, (2) identificar la posición de la fuente de energía de los flujos, (3) determinar los efectos energéticos de los flujos sobre el gas de alta densidad en términos de calentamiento y turbulencia, y (4) medir el campo de velocidad del gas molecular. En resumen, la elevada resolución angular suministrada por la interferometría hace posible un estudio detallado de los efectos de la formación de estrellas sobre los núcleos moleculares.

En 1982 Torrelles et al. (1985b, a partir de ahora T85) observaron en $\text{NH}_3(1,1)$ con el VLA las fuentes HH26 IR, GGD 12-15, Serpens y V645 Cygni, señalando que no había detección de emisión en ellas. El análisis en aquel entonces estuvo basado en promedios de varios canales espectrales, con el fin de mejorar la sensibilidad. Ahora hemos reanalizado los datos. Hemos encontrado que se detecta con el VLA emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ en las cuatro fuentes. La emisión, sin embargo, está confinada a un solo canal espectral, excepto en GGD 12-15, donde hay emisión en dos canales. En §2.2.2 explicaremos la nueva reducción de los datos, en §2.2.3 discutiremos las fuentes individuales y en §2.2.4 daremos algunos comentarios generales y conclusiones de nuestros resultados.

²El NRAO está operado por Associated Universities Inc., bajo acuerdo de cooperación con la National Science Foundation.

2.2.2 Análisis de los datos

Las observaciones de $\text{NH}_3(1,1)$ fueron obtenidas con el VLA en la configuración D, del 13 al 15 de Noviembre de 1982. Los detalles de las observaciones pueden verse en T85. Hemos obtenido los mapas de los canales espectrales individuales realizando la transformada de Fourier de los datos de visibilidad calibrados. La resolución espectral es de 97.7 kHz ($\sim 1.2 \text{ km s}^{-1}$). Hemos hecho una serie de mapas convolucionando los datos (u,v) con pesados gaussianos variando de 6 a 60 $k\lambda$ (HW al 30%) y pesado natural. Para las cuatro fuentes analizadas aquí, la resolución angular óptima que nos da una mayor relación señal a ruido en nuestros datos es de $\sim 10''$ - $15''$. Hemos detectado emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ en todas las fuentes reanalizadas. En cada caso, detectamos la emisión de amoníaco esencialmente en un canal espectral, con excepción de GGD 12-15. Hemos limpiado los mapas que presentamos aquí utilizando el algoritmo CLEAN (Clark, 1980). No hemos aplicado correcciones al haz primario. En GGD 12-15 hemos restado el promedio de los canales libres de línea para eliminar la emisión de continuo de la región HII localizada en $\alpha(1950) = 06^{\text{h}} 08^{\text{m}} 24^{\text{s}}.1$, $\delta(1950) = -06^{\circ} 11' 08''$. Esta fuente tiene un flujo de $S_{\nu} \sim 80 \text{ mJy}$ a 1.3 cm (Rodríguez et al. 1980b; T85).

2.2.3 Fuentes individuales

HH26-IR

En la Figura 2.6a mostramos el mapa realizado con un pesado gaussiano de 10 $k\lambda$ (haz sintetizado de $\sim 15''$) de la componente principal de la transición

(1,1) de amoniaco a $V_{LSR} = 10.3 \text{ km s}^{-1}$. Hemos detectado una condensación de amoniaco, con dos máximos orientados con un ángulo de posición (p.a.) de $\sim 26^\circ$. El pico sur de amoniaco tiene un flujo de $\sim 380 \text{ mJy haz}^{-1}$, mientras que el pico norte tiene $\sim 210 \text{ mJy haz}^{-1}$. Sin embargo este pico norte está localizado $\sim 50''$ al Noreste del centro de fase. La corrección por atenuación del haz primario daría un flujo de 340 mJy haz^{-1} , similar al del pico sur. Los dos máximos están unidos por una emisión relativamente débil a un nivel de 3σ ($1\sigma = 38 \text{ mJy}$). Para la estructura global estimamos un tamaño de $\sim 55'' \times 30''$ ($\sim 0.12 \text{ pc} \times 0.07 \text{ pc}$, a una distancia de 460 pc , Herbig 1966). Los objetos HH25 y 26 (posiciones adoptadas de Strom et al. 1986) están situados en los bordes de cada máximo de amoniaco. La fuente infrarroja SSV 59 (Strom et al. 1976; Cohen y Schwartz 1983), también detectada en las bandas IRAS, y sugerida como la fuente de excitación de HH25 y HH26 y del flujo bipolar molecular de la región (Snell y Edwards 1982), se sitúa entre HH 25 y 26, pero está más cercana al pico de amoniaco del Sur. Hay otra fuente IRAS (ver Fig. 2.6a) que parece estar más cerca del pico norte de amoniaco. Sin embargo, dados los errores posicionales, esta fuente IRAS del Norte podría estar localizada a mitad de camino de los dos máximos de amoniaco.

Hay que indicar que Mathews y Little (1983) predijeron en HH 26-IR la presencia de una nube ópticamente gruesa de dimensiones $1' \times 0'.25$, muy similar a la que de hecho hemos observado. Menten et al. (1987) observaron una estructura de amoniaco similar con el telescopio de 100 m de Effelsberg.

Hemos realizado un corte-posición velocidad a lo largo de un eje con

p.a. = 26° que pasa por la posición de los dos picos de amoniaco. No se ha detectado una emisión significativa de amoniaco ($\leq 4\sigma$) en los canales adyacentes a $V_{LSR} = 10.3 \text{ km s}^{-1}$. Por lo tanto, tampoco hemos observado cambios de velocidad entre los picos norte y sur dentro de nuestra resolución espectral de 1.2 km s^{-1} .

En la Figura 2.6a mostramos también el cociente de los flujos de la línea satélite interna hiperfina y la línea principal (escala gris) superpuesta sobre el mapa de contornos de la componente hiperfina principal. Con el fin de calcular estos cocientes, cortamos la emisión de los mapas individuales a un nivel de 3σ . Se obtiene una relación de flujo de ~ 0.6 en la posición de ambos picos de amoniaco. Este valor implica una opacidad $\tau(1,1;p) \sim 3$ (ver, por ej., Ho y Townes 1983). Suponiendo ETL para los estados rotacionales del amoniaco a $T_R = T_K = 15 \text{ K}$ (a partir de datos de CO; White y Phillips 1981) una abundancia $[NH_3/H_2] = 10^{-8}$ (Herbst y Klemperer 1973) y un ancho de línea de $\Delta V = 1.2 \text{ km s}^{-1}$ (límite superior), estimamos una densidad de columna de hidrógeno $N(H_2) \simeq 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y una masa de $\sim 27 M_\odot$ para toda la estructura de amoniaco del VLA. Esta densidad de columna de hidrógeno implica una extinción visual $A_V \sim 200 \text{ mag}$ (Spitzer 1978).

Torrelles et al. (1983), con observaciones de amoniaco de una sola antena, detectaron una estructura de gas molecular de alta densidad alargada con un tamaño de $\sim 0.8 \times 0.3 \text{ pc}$ orientada perpendicularmente al flujo bipolar de CO (Snell y Edwards 1982). Esta orientación, junto con un gradiente de velocidad observado de $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ a lo largo del eje mayor de la condensación, sugirió una interpretación en términos de un toroide

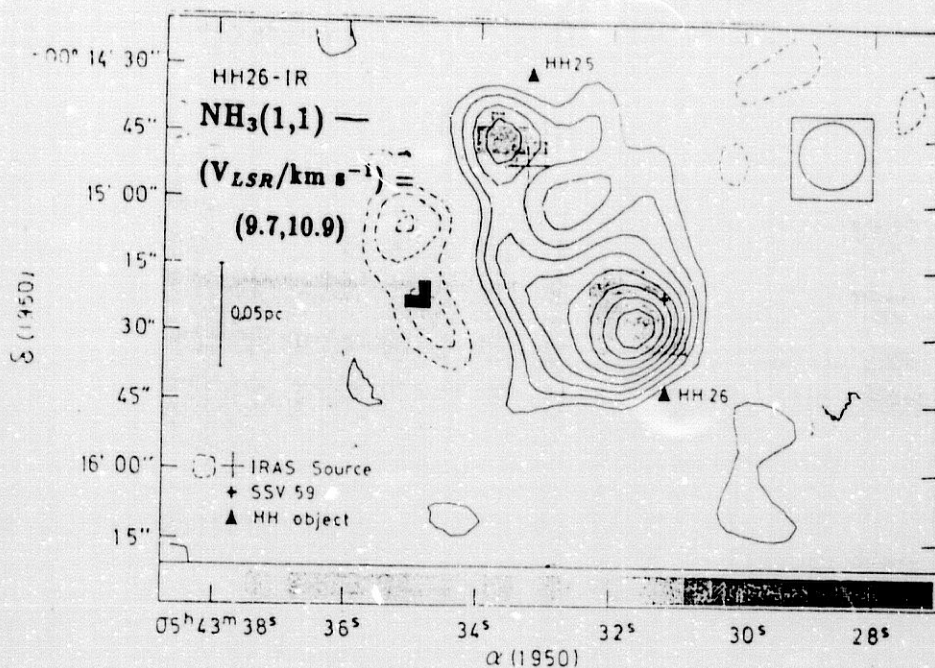


Figura 2.6(a) Mapa de contornos de la transición principal de amoniaco $(J,K)=(1,1)$ para HH 26-IR en el intervalo de velocidad $(V_{LSR}/\text{km s}^{-1}) = (9.7,10.9)$. El tamaño del haz sintetizado es $15''$. Los contornos son $(-5,-4,-3,-2,2,3,4,5,6,7,8,9) \times 38 \text{ mJy haz}^{-1}$ ($rms = 38 \text{ mJy}$). Se indican otros objetos en la figura. El error posicional de la fuente IRAS del norte es $\pm 30''$. Se superpone el mapa del cociente $S_\nu(1,1;si)/S_\nu(1,1;p)$, con una escala de grises lineal que va de 0.28 a 1. En la posición de ambos picos de amoniaco se tiene un cociente de 0.6, lo que supone una opacidad $\tau(1,1;p) \sim 3$.

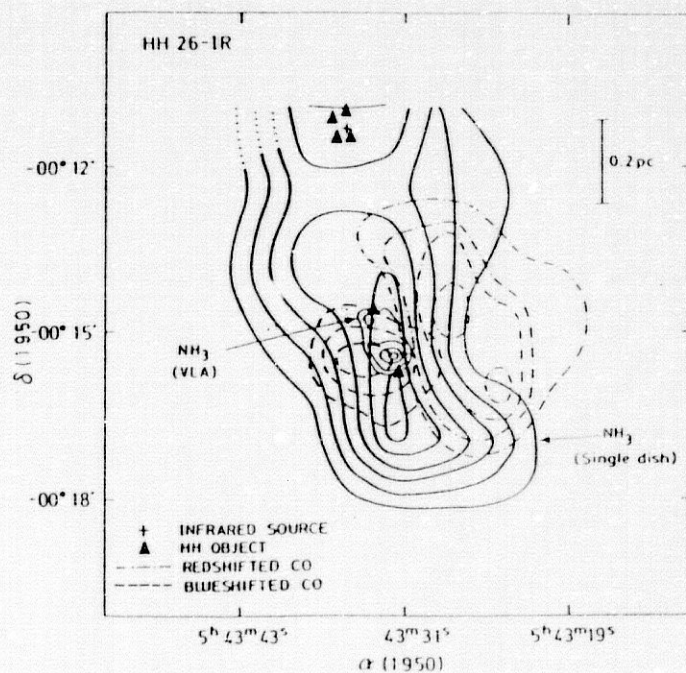


Figura 2.6(b) Superposición de distintos mapas de NH_3 (una sola antena; Torrelles et al. 1983), flujo de CO (Snell y Edwards 1982), y VLA- NH_3 (este trabajo) para HH 26-IR.

interestelar que puede estar colimando el flujo bipolar. En la Figura 2.6b presentamos una superposición del mapa de una sola antena de amoníaco, el flujo bipolar de CO y el mapa de $\text{NH}_3(1,1)$ -VLA. Encontramos que las estructuras del VLA y una sola antena de $\text{NH}_3(1,1)$ están alargadas en la misma dirección, a pesar de tener una diferencia de escala de un factor ~ 7 . El máximo de VLA- $\text{NH}_3(1,1)$ puede representar las partes más internas del toroide interestelar propuesto por Torrelles et al. (1983). Esta morfología podría ser consistente con el hecho de que ambos picos tengan flujos y opacidades similares (ver anteriormente). Además, parece que esta cavidad interna, con un radio $R \sim 0.06$ pc, puede estar producida por la presión del viento estelar asociado con la fuente del flujo de CO. Suponiendo equilibrio de presión a un radio R entre el viento estelar y el gas molecular, con una densidad volumétrica de masa $\rho = 2 m_h n(\text{H}_2)$ y dispersión de velocidad en una dirección σ_r , tenemos $\dot{M}V_* / 4\pi R^2 = \rho\sigma_r^2$. Para una tasa de momento estelar de $\dot{M}V_* = 1.5 \times 10^{-3} M_\odot \text{ km s}^{-1} \text{ a}^{-1}$ (Snell y Edwards 1982) y tomando $R = 0.06$ pc (la separación física aparente entre los dos máximos VLA-amoníaco), y $\sigma_r = 1.2 \text{ km s}^{-1}$ (el límite superior de la anchura de línea del amoníaco), necesitamos una densidad volumétrica de hidrógeno de $n(\text{H}_2) \sim 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Este valor es consistente, de hecho, con el que obtenemos a partir de la densidad de columna de hidrógeno. Este resultado implica que un viento estelar asociado con una fuente situada a mitad de camino entre los dos máximos de amoníaco-VLA puede frenarse debido a la alta densidad del gas molecular.

En este modelo del toroide evacuado, es difícil explicar la excitación de HH25 y HH26 en las partes más externas de la estructura VLA por un viento estelar central sin geometría especial, como agujeros dentro del

toroide.

Si la estructura de amoniaco-VLA representa dos núcleos independientes, con SSV59 y/o la fuente IRAS del Norte como fuente(s) de excitación del flujo molecular, un viento estelar relacionado con esas fuentes podría interactuar con los núcleos de amoniaco y excitar en sus bordes los objetos HH25 y HH26. T85 y Rudolph y Welch (1988) propusieron un escenario similar para excitar algunos de los objetos HH encontrados en L1551 y HH 7-11, respectivamente. Una explicación alternativa a la dada anteriormente es que la estructura de amoniaco-VLA represente dos condensaciones independientes, cada una con su propio objeto HH (HH25 asociado a la condensación del Norte y HH26 con la del Sur) y cada una con su propia estrella excitadora (la fuente IRAS para la condensación del Norte y SSV59 para la del Sur). En esta interpretación, parece que SSV59 es el mejor candidato para conducir el flujo, al estar localizado más cerca del centroide del gas de alta velocidad. Un estudio de los efectos de calentamiento y la cinemática de la estructura de amoniaco-VLA mediante observaciones multilínea de NH_3 con resolución espectral más elevada, podría clarificar e identificar las fuentes de excitación en esta región.

GGD 12-15

Nuestro mapa de GGD 12-15 a $V_{LSR} = 12.2 \text{ km s}^{-1}$, realizado con un pesado gaussiano de $20 \text{ k}\lambda$ (haz sintetizado de $\sim 9''$), está representado en la Figura 2.7a. Al igual que en HH26-IR (discutida anteriormente), diferenciamos dos máximos de amoniaco con un ángulo de posición relativa p.a. $\sim 35^\circ$, separados por $\sim 20''$ ($\sim 0.09 \text{ pc}$ a una distancia de 1 kpc ;

Rodríguez et al. 1980b), con unos flujos similares de ~ 160 mJy haz $^{-1}$ y 210 mJy haz $^{-1}$ para el máximo del Noreste y del Suroeste, respectivamente. Dado que el centro de fase utilizado por T85 está situado a $\leq 20''$ de los dos máximos de amoniaco, las correcciones debidas a la respuesta del haz primario no son muy importantes. El máser de H₂O (Rodríguez et al. 1982) y la fuente IRS(9E) (Harvey et al. 1985) parecen estar asociados espacialmente con el máximo de amoniaco del Noreste. Se ha propuesto que estos objetos compactos estén relacionados con la fuente del flujo bipolar de CO detectado por Rodríguez et al. (1982). Hemos realizado un corte posición-velocidad a lo largo de un eje que pasa por los dos máximos del amoniaco. No se observa variación significativa de velocidad con nuestra resolución espectral de 1.2 km s $^{-1}$. La baja razón señal-ruido y el hecho de que la línea hiperfina satélite interna a $V_{LSR} \sim 19$ km s $^{-1}$ aparezca al final de nuestra ventana espectral no permite una estimación fiable de la opacidad de la línea y por lo tanto de la densidad de columna de hidrógeno.

Torrelles et al. (1983), en su estudio de amoniaco con una sola antena (haz ~ 1.4), encontraron en GGD 12-15 una condensación de amoniaco con dos componentes de velocidad a $V_{LSR} = 9.2$ y 11 km s $^{-1}$. Esos autores propusieron que las dos componentes de velocidad podrían deberse a dos condensaciones diferentes interactuando en una interfase, produciendo allí estrella(s) joven(es), responsables del flujo molecular. Subsecuentemente, Güsten y Marcaide (1986), con el fin de definir la relación del núcleo de amoniaco y el flujo bipolar, estudiaron esta fuente con un haz $\sim 40''$. Güsten y Marcaide (1986) encontraron un núcleo de amoniaco con extensión y morfología similares a las observadas por Torrelles et al. (1983), pero identificando tres componentes diferentes de velocidad. Una de esas compo-

nentes tiene una velocidad de $V_{LSR} = 12.1 \text{ km s}^{-1}$, estando localizada cerca del máser de H_2O y la fuente infrarroja IRS(9E), y con una extensión angular estimada de $\leq 20'' \times 20''$. Nosotros identificamos esta componente de velocidad con la estructura de amoniaco-VLA detectada en el presente trabajo, apoyando las excelentes observaciones de Güsten y Marcaide (1986). En la Figura 2.7b presentamos la superposición de nuestro mapa de amoniaco-VLA con la Figura 1 de Güsten y Marcaide (1986), la cual muestra su mapa de amoniaco de una sola antena superpuesto al flujo bipolar de CO (Rodríguez et al. 1982) junto con una ampliación de la placa roja del POSS. La estructura de amoniaco-VLA está en el centro geométrico de los lóbulos rojo y azul de CO, y está orientada perpendicularmente al eje del flujo bipolar. Este resultado sugiere que estamos detectando el gas de alta densidad directamente relacionado con la fuente de energía del flujo molecular. Los dos máximos de amoniaco, y el alineamiento perpendicular con el flujo, sugieren que la estructura de amoniaco-VLA podría representar un toroide molecular, estructura que podría ayudar a colimar el flujo. La cavidad de este posible toroide puede estar creada por la presión del viento estelar que genera el flujo de CO. De nuevo, suponiendo equilibrio de presión entre el viento estelar y el gas molecular de alta densidad en un radio de 0.045 pc, una tasa de momento del viento estelar de $\dot{M}V_\infty = 4 \times 10^{-4} M_\odot \text{ km s}^{-1} \text{ a}^{-1}$ (Rodríguez et al. 1982) y una dispersión de velocidad de 1.2 km s^{-1} , obtenemos una densidad de volumen de hidrógeno de $n(\text{H}_2) \sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$. Esta densidad es consistente con la que se espera que tengan las condensaciones detectadas en NH_3 .

Little y Heaton (1989) han estudiado recientemente esta región con el VLA en las líneas de amoniaco (1,1) y (2,2), encontrando varias condensa-

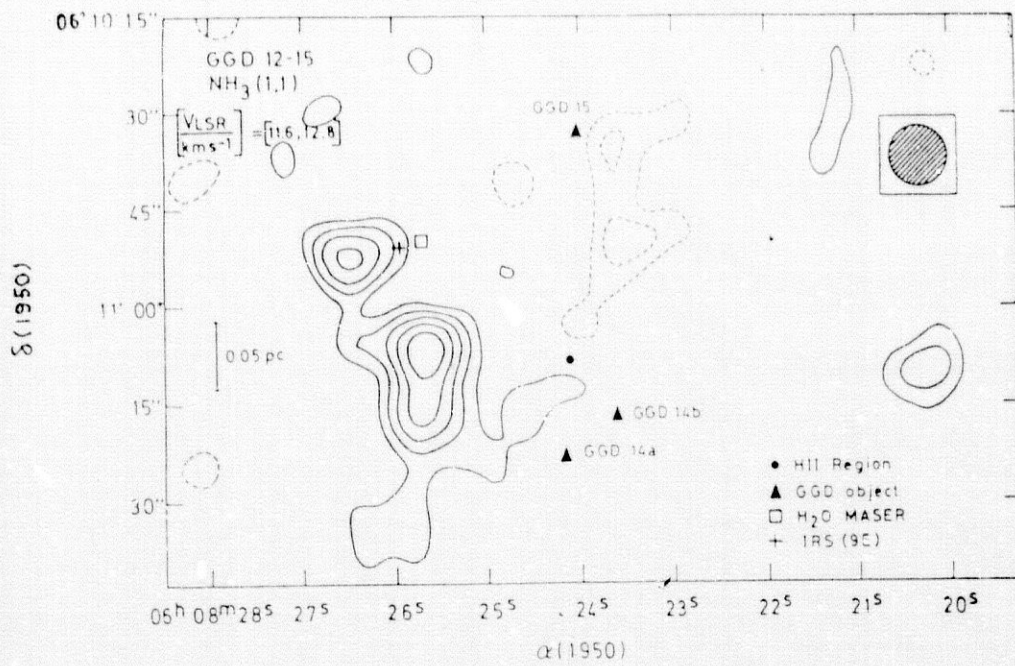


Figura 2.7(a) Igual que la Figura 2.6(a), pero para GGD 12-15. El haz sintetizado es de $9''$. El rango de velocidad está indicado en la figura. Los contornos son $(-4, -3, -2, 2, 3, 4, 5, 6) \times 30 \text{ mJy km}^{-1}$ ($rms = 30 \text{ mJy}$).

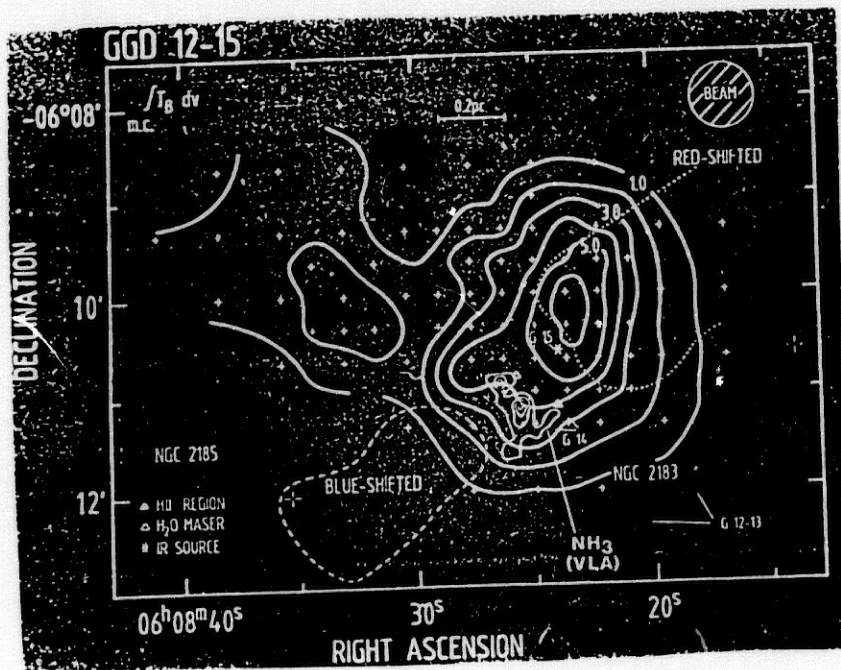


Figura 2.7(b) Superposición de la Figura 1 de Güsten y Marcaide (1986) sobre el mapa VLA-NH₃ (Figura 2.7(a)) para GGD 12-15. La estructura VLA-NH₃ con $V_{LSR} = 12.2 \text{ km s}^{-1}$ está situada en el centro geométrico del flujo bipolar de CO de Rodríguez *et al.* (1982) con una alineación perpendicular. Little y Heaton (1989) han encontrado una condensación adicional de amoníaco con $V_{LSR} = 10.1 \text{ km s}^{-1}$, asociada probablemente con GGD 15.

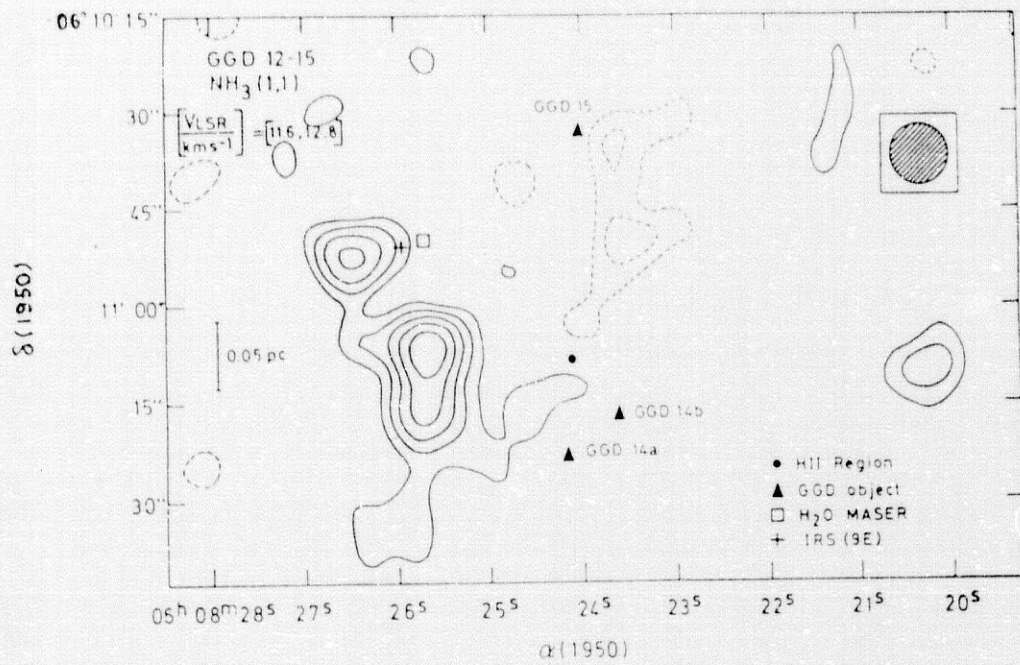


Figura 2.7(a) Igual que la Figura 2.6(a), pero para GGD 12-15. El haz sintetizado es de $9''$. El rango de velocidad está indicado en la figura. Los contornos son $(-4, -3, -2, 2, 3, 4, 5, 6) \times 30 \text{ mJy has}^{-1}$ ($rms = 30 \text{ mJy}$).

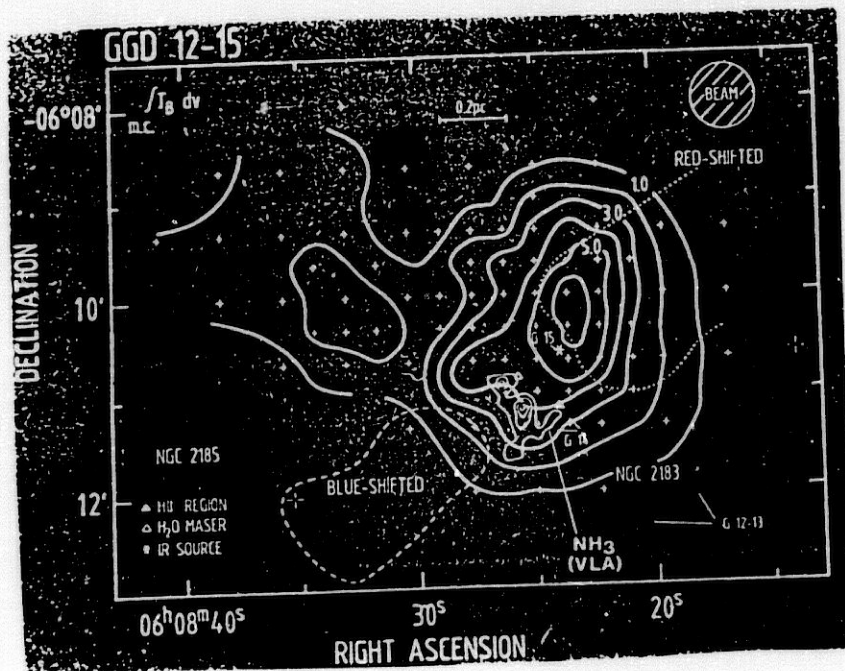


Figura 2.7(b) Superposición de la Figura 1 de Güsten y Marcaide (1986) sobre el mapa VLA-NH₃ (Figura 2.7(a)) para GGD 12-15. La estructura VLA-NH₃ con $V_{LSR} = 12.2 \text{ km s}^{-1}$ está situada en el centro geométrico del flujo bipolar de CO de Rodríguez *et al.* (1982) con una alineación perpendicular. Little y Heaton (1989) han encontrado una condensación adicional de amoníaco con $V_{LSR} = 10.1 \text{ km s}^{-1}$, asociada probablemente con GGD 15.

ciones, con la más brillante a $V_{LSR} = 12.5 \text{ km s}^{-1}$, similar a la detectada por nosotros. Además, encontraron una condensación de amoníaco $\sim 30''$ al Noroeste de la región central con $V_{LSR} = 10.1 \text{ km s}^{-1}$. Esta condensación también está presente en nuestros datos y parece estar asociada con el objeto nebuloso GGD 15.

Heaton et al. (1988) encontraron una emisión de HCO^+ ($J=3 \rightarrow 2$) perpendicular al flujo bipolar y con el máximo cerca de la región de emisión HII/ H_2O . Estos autores concluyen que el gas molecular en GGD 12-15 tiene numerosas condensaciones con una densidad del orden de 10^5 cm^{-3} , embebidas en un medio con densidad más baja [$n(\text{H}_2) \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$]. La localización de la estructura de amoníaco-VLA con $V_{LSR} = 12.2 \text{ km s}^{-1}$ indica que hemos detectado una de las condensaciones predichas por Heaton et al. (1988).

Creemos que, con observaciones de mayor resolución espectral, podría detectarse un gradiente de velocidad, como se espera en un toroide en rotación. Un estudio de temperatura cinética podría también ayudar a identificar la localización de la fuente de energía del flujo bipolar de CO.

Serpens

Esta región contiene un flujo molecular muy extendido ($\geq 6'$) con una morfología irregular (Bally y Lada, 1983). Observaciones de amoníaco con una sola antena muestran dos picos de emisión separados por $\sim 4'$ (Ho y Barret 1980; Ungerechts y Güsten 1984), con el pico del Noroeste asociado especialmente con varias regiones HII compactas y máseres de H_2O (Rodríguez et al. 1980b; Snell y Bally 1986). El centro de fase de las observaciones

de amoniaco-VLA de T85 estaba localizado cerca del pico de emisión de amoniaco del noroeste. En la Figura 2.8, y como una ampliación de la zona del máximo de emisión del amoniaco del Noroeste observado con una sola antena, presentamos nuestro mapa del VLA obtenido con un pesado gaussiano de $8 \text{ k}\lambda$ (haz sintetizado $\sim 16''$) a $V_{LSR} = 8.2 \text{ km s}^{-1}$.

Hemos detectado emisión de amoniaco-VLA a un nivel relativamente bajo ($\sim 6 \sigma$) situado $\sim 1/4$ al Norte de las regiones HII compactas. Esta condensación está ligeramente alargada, con su eje mayor con p.a. = 30° . No se observa emisión de amoniaco-VLA por encima del nivel 3σ ($\leq 160 \text{ mJy}$) hacia las regiones HII compactas. Sin embargo, recientemente Torrelles et al. (1991) han observado la emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ y $(2,2)$ con el VLA en la configuración D, pero esta vez situando el centro de fase en las regiones HII compactas, teniendo así la máxima respuesta del haz sobre ellas. Por ello, han detectado emisión significativa en ambas líneas. Estos autores han encontrado una perturbación del gas molecular cerca de dichas regiones, en forma de ca. estamamiento y ensanchamiento de las líneas de amoniaco.

Gómez de Castro et al. (1988) han discutido el papel de los campos magnéticos en Serpens. Estos autores encontraron siete objetos nebulosos con su eje mayor de simetría correlacionado con la componente helicoidal del campo magnético interestelar, señalando que parecía haber varias fuentes infrarrojas localizadas principalmente en capas estratificadas y paralelas a $b = 5^\circ$, aproximadamente perpendiculares a esa componente del campo magnético (ver Figura 2.8). Basándose en estos resultados, especularon que estas estrellas podrían haberse formado en una configuración con capas de

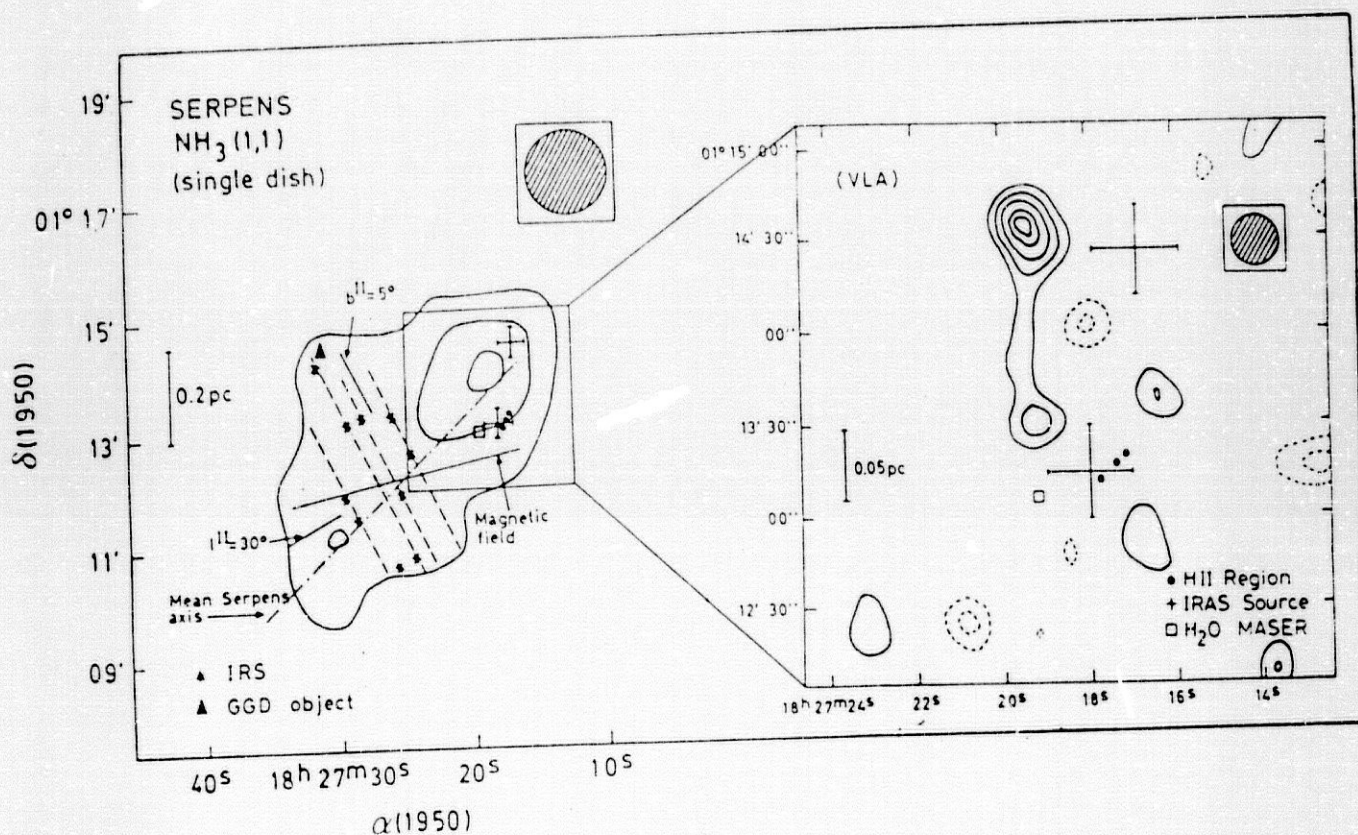


Figura 2.8 Mapa de contornos del VLA (haz sintetizado = $16''$) de la transición principal del amoniaco (1,1) en Serpens en el intervalo de velocidad ($V_{LSR}/\text{km s}^{-1}$) = (7.6,8.8) (este trabajo), mostrado como una ampliación del máximo de amoniaco noroeste observado con una sola antena (Ho y Barret 1980). Los niveles de los contornos son $(-5, -4, -3, -2, 2, 3, 4, 5, 5.5) \times 53 \text{ mJy haz}^{-1}$ ($rms = 53 \text{ mJy}$). También presentamos la Figura 7 de Gómez de Castro et al. (1988), que muestra la orientación de la componente helicoidal del campo magnético local, la posición de los objetos jóvenes de Serpens que se conocen (marcados con estrellas), así como el eje medio de Serpens definido mediante el eje medio de los objetos nebulosos (ver texto).

gas molecular, en la presencia del campo magnético, como predice el modelo de Pudritz y Silk (1987). Por tanto, puede ser importante la realización de observaciones de elevada resolución angular de trazadores moleculares de densidad de columna (e.g. $C^{18}O$) y gas de alta densidad (e.g. NH_3 , CS , HCN) hacia las capas de fuentes infrarrojas, con el fin de confirmar esta posible interpretación de Gómez de Castro et al. (1988).

V645 Cygni (AFGL 2789)

Nuestro mapa de V645 Cygni, hecho con un pesado gaussiano de $10\text{ k}\lambda$ (haz sintetizado $\sim 14''$), muestra dos condensaciones a $V_{LSR} = -44\text{ km s}^{-1}$ con intensidad relativamente baja ($\sim 5\sigma$ o 185 mJy haz^{-1} ; Figura 2.9a). La condensación de amoníaco del Oeste no está espacialmente resuelta. Hemos estimado para esta condensación un flujo de $\sim 500\text{ mJy haz}^{-1}$, tras haber tenido en cuenta la corrección por el haz primario. No se han observado signos de formación estelar hacia esta condensación. La condensación del Este está resuelta en la dirección noreste-suroeste, con el objeto óptico V645 Cygni (AFGL 2789) situado en su borde. El hecho de que V645 Cyg no se encuentre embebido en esta condensación podría explicar por qué este objeto, y su nebulosa de reflexión asociada (Goodrich 1986; Lenzen 1987), se observan en longitudes de onda del óptico. La estructura alargada VLA- NH_3 es casi concéntrica con la estructura alargada detectada por Torrelles et al. (1983) con una sola antena, con similar orientación (Figura 2.9b). Esto indica que estamos detectando la parte más brillante de la estructura extendida observada con una sola antena, y que la morfología alargada persiste sobre un gran rango de escalas de tamaño, como se observa en

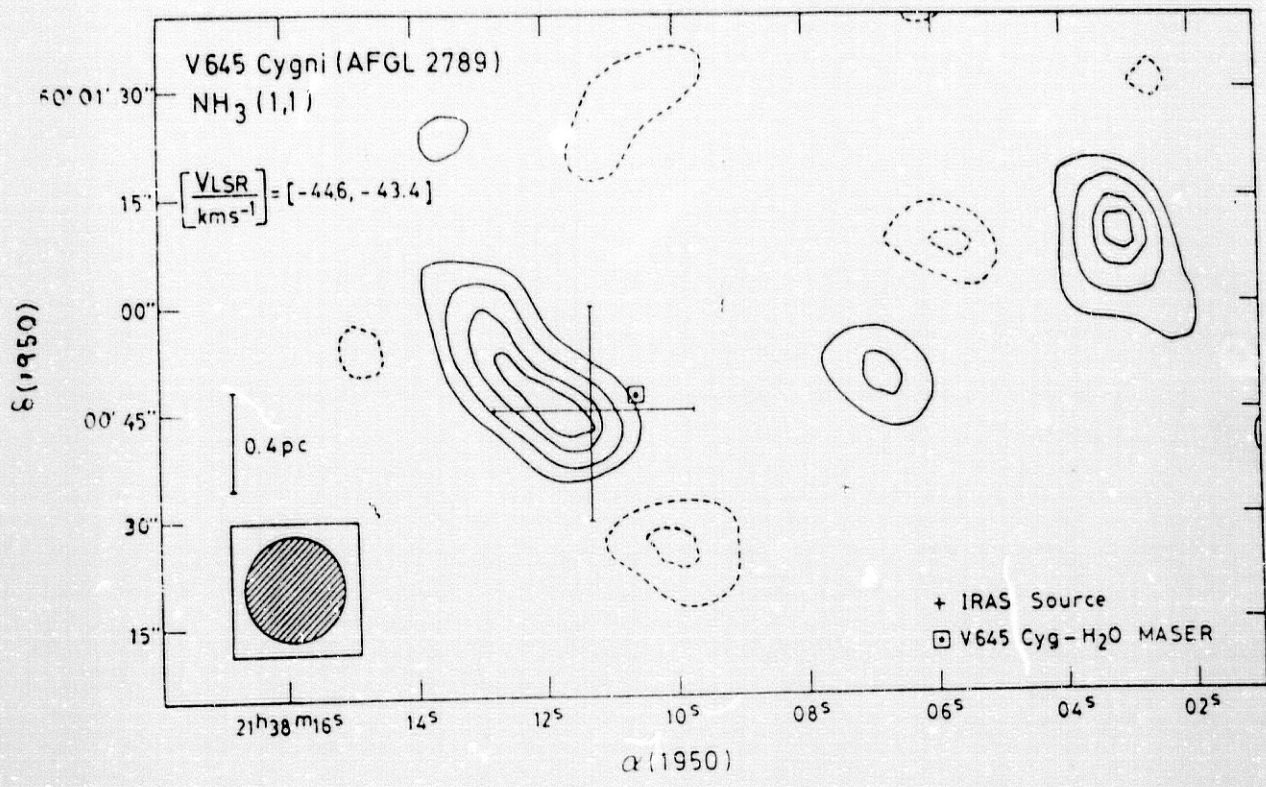


Figura 2.9(a) Igual que la Figura 2.6(a), pero para V645 Cygni (AFGL 2789). El haz sintetizado es de 14". El intervalo de velocidad se indica en la figura. Los niveles de los contornos son $(-5, -4, -3, -2, 2, 3, 4, 5, 5) \times 38$ mJy has^{-1} ($rms = 38$ mJy). La posición del máser de H₂O está tomada de Lada et al. (1981).

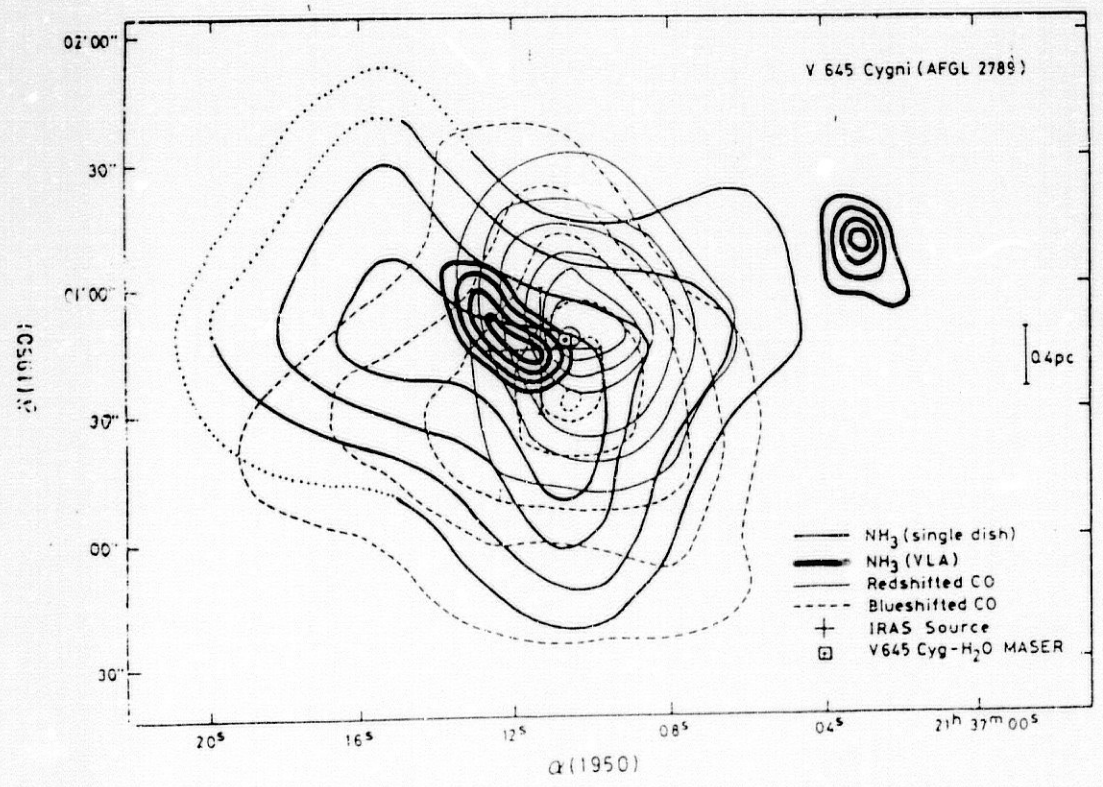


Figura 2.9(b) Superposición de diferentes mapas de amoniaco (una sola antena; Torrelles et al. 1983), flujo de CO (Torrelles et al. 1987a) y NH₃ (VLA; este trabajo) para V645 Cygni.

otras fuentes (e.g. Cepheus A; T85; Torrelles et al. 1986b; Capítulo 4 de esta Tesis).

Rodríguez et al. (1981) encontraron un flujo de CO en la región, con V645 Cygni como la probable fuente de energía. Torrelles et al. (1987b) y Schulz et al. (1989), utilizando una mayor resolución angular, lo clasificaron como bipolar pero con un modesto grado de colimación. En particular, Torrelles et al. (1987b) encontraron que el flujo de CO ($J=2 \rightarrow 1$) próximo a V645 Cygni ($\leq 15''$) es bipolar en la dirección norte-sur, coincidiendo con la dirección del "pico" de la Nebulosa del Pato (ver Goodrich 1986 y capítulo 3 de esta Tesis para la descripción de la morfología del objeto óptico). Sin embargo, lejos ($\geq 1'$) de V645 Cyg, el flujo bipolar está reorientado hacia la dirección sureste-noreste (Figura 2.9b). La bipolaridad en la dirección norte-sur cerca de V645 Cyg no ha sido confirmada por los datos de Schulz et al. (1989).

Creemos que la estructura alargada de amoniac-VLA no puede jugar un papel importante en los procesos de colimación del flujo de CO si V645 Cyg es su fuente energía. Esto es debido al hecho de que la fuente óptica está localizada en el borde de la condensación detectada con el VLA. En el Capítulo 3 de la Tesis volveremos sobre la problemática de la colimación del flujo.

2.2.4 Comentarios generales y conclusiones

En los últimos años se ha producido un esfuerzo observacional importante con el fin de estudiar toroides moleculares con dimensiones interestelares.

Ahora tenemos evidencias de que tales estructuras pueden estar presentes en varias regiones; e.g. Monoceros R2 (Torrelles et al. 1983, 1989), HH 1-2 (Torrelles et al. 1985a; Marcaide et al. 1988), G35.2-0.74 (Little et al. 1985), Cepheus A (T85; Torrelles et al. 1986b; esta Tesis), y NGC 6334 (Jackson et al. 1988). En todas estas fuentes, el gas molecular de alta densidad presenta tres características definitorias de los toroides interestelares vistos casi de canto: (1) un alto grado de alargamiento, (2) un gradiente de velocidad a lo largo del eje mayor de la estructura de gas de alta densidad alargada, que se puede explicar por movimientos de rotación, y (3) actividad estelar localizada cerca del centro cinemático. En este sentido, dos de las regiones estudiadas en este trabajo, HH26-IR y GGD 12-15, son buenas candidatas para tener toroides interestelares, pues las estructuras de gas de alta densidad están alargadas, con un máximo doble de emisión y con una orientación perpendicular con respecto a los flujos moleculares bipolares, como lo predicen los modelos teóricos de Barral y Cantó (1981), Königl (1982) y Boss (1987). Sin embargo, en estos casos no hemos observado gradientes de velocidad a lo largo del eje mayor de las estructuras de NH_3 . Pensamos que la ausencia de un gradiente de velocidad es debida probablemente a nuestra baja resolución espectral (1.2 km s^{-1}). Definitivamente, serían de gran utilidad observaciones con una mayor resolución espectral para abarcar y estudiar este punto.

Capítulo 3

Flujos supersónicos y su interacción con el gas molecular

Como hemos dicho en la introducción de esta tesis, los flujos moleculares presentan en general una geometría bipolar, es decir, los lóbulos de emisión rojo y azul están espacialmente separados. Sólo una pequeña fracción de los flujos moleculares observados presenta una geometría monopolar o isotrópica. Sin embargo, es posible que algunos flujos bipolares aparezcan como isotrópicos debido a una combinación del alineamiento de sus ejes con la línea de visión y a la falta de suficiente resolución angular en las observaciones. Por ello, a partir de nuevas observaciones con elevada resolución angular de aquellos flujos moleculares con un grado de colimación aparentemente bajo, es posible obtener información tanto sobre su "verdadera" morfología como sobre sus procesos de colimación. Este es el caso

de V645 Cygni (AFGL 2789).

3.1 V645 Cygni: Un flujo molecular bipolar desacelerado?

3.1.1 Introducción

V645 Cyg es un objeto estelar joven asociado con una nebulosidad óptica extendida. Cohen (1977) encontró tres núcleos ópticos N0, N1 y N2, que interpretó como nebulosidades de reflexión iluminadas por el objeto estelar joven. Además, Goodrich (1986) encontró que la nebulosa de reflexión tiene una forma similar a un "pato" con un largo "pico", y un objeto HH al Sur. El "pico", el núcleo más brillante N0 y el objeto HH están alineados en la dirección norte-sur, sugiriendo un flujo óptico. La situación de la fuente de excitación es muy cercana ($\leq 5''$) a N0 (Lenzen 1987; Hamann y Persson 1989). También existe emisión máser de H₂O (Lada et al. 1981), y un máser de OH inusual con varias componentes de velocidad (Morris y Kazès 1982) asociados con V645 Cyg. Goodrich (1986) da una luminosidad estelar de $L_* = 6 \times 10^4 L_\odot$ para V645 Cyg, suponiendo una distancia de 3.5 kpc. Esta es la distancia que adoptaremos.

Curiel et al. (1989) detectaron una radio fuente extensa ($\sim 5''$) espacialmente coincidente con el núcleo de la fuente. Estos autores sugieren que el gas ionizado está producido por el choque de un viento estelar neutro con el gas molecular del entorno. Hay que señalar que esta emisión de radio continuo podría estar relacionada con el objeto V645 Cyg/HH. Si esto es

cierto, sería otro caso en que se detecta emisión de radio continuo en un objeto HH asociado con una estrella joven de elevada luminosidad ($L \geq 10^3 L_{\odot}$) (ver Rodríguez 1989, Torrelles 1990).

V645 Cyg tiene asociado un flujo molecular bipolar con un grado de colimación modesto. Rodríguez et al. (1981) realizaron observaciones de CO(J=1→0) (haz $\simeq 1'.1$), descubriendo la presencia de alas de CO de alta velocidad, con la emisión desplazada al azul y al rojo espacialmente coincidentes. Las observaciones posteriores de CO(J=2→1) (haz $\simeq 30''$) de Torrelles et al. (1987b) mostraron que el flujo molecular es bipolar. A pequeñas escalas ($\sim 15''$) el flujo está colimado en la dirección norte-sur, coincidente con la dirección del flujo óptico observado por Goodrich (1986), mientras que a escalas mayores ($\geq 1'$) el flujo de CO se reorienta en la dirección sureste-noroeste. Las observaciones de CO(J=3→2) (haz $\simeq 26''$) de Schulz et al. (1989) indicaron una bipolaridad del flujo molecular en la dirección sureste-noroeste. Goodrich (1986) y Torrelles et al. (1987b) sugirieron la presencia de un disco alabeado para explicar el cambio de orientación del eje del flujo desde las escalas de $\sim 15''$ a $\sim 1'$. Las observaciones de amoníaco realizadas por Torrelles et al. (1983) con el telescopio de 37-m de Haystack (haz $\simeq 1'.4$) y el VLA en la configuración D (haz $\simeq 14''$) (Capítulo 2) muestran una condensación alargada en la dirección noreste-suroeste, perpendicular al eje del flujo a escalas de $\sim 1'$. Como ya hemos dicho en el Capítulo 2 de esta Tesis, las observaciones de amoníaco del VLA indican que el gas de alta densidad encontrado a escalas de $\sim 14''$ no juega un papel importante (a esas escalas) en el proceso de colimación del flujo bipolar norte-sur, pues V645 Cyg está situado en el borde de la condensación VLA-NH₃. Por ello hemos considerado que un estudio

del gas molecular de la nube ambiente en una emisión más ópticamente delgada que la del NH_3 , así como un estudio del gas de alta velocidad con una resolución angular superior a la anterior, pueden contribuir a clarificar la relación entre el gas ambiente y el flujo molecular.

En este capítulo presentamos observaciones realizadas con el telescopio de 30-m del Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM) de las líneas de las transiciones rotacionales $\text{CO}(J=2\rightarrow 1)$, $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ y $\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow 0)$ en V645 Cyg. El objetivo de estas nuevas observaciones es mejorar la definición de la morfología del flujo molecular cerca del centro de actividad, así como estudiar la morfología cinemática y excitación de la nube molecular ambiente, y su posible papel en el mecanismo de enfoque del flujo. En §3.1.2, describimos y presentamos nuestras observaciones, en §3.1.3 discutimos los resultados, y finalmente en el 3.1.4, damos un resumen de nuestras principales conclusiones.

3.1.2 Observaciones

Parámetros del sistema

Las observaciones de las líneas de las transiciones rotacionales $\text{CO}(J=2\rightarrow 1)$, $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$, y $\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow 0)$ se realizaron en Febrero de 1988 con el telescopio de 30-m del IRAM en Pico Veleta (Granada, Spain). Hemos observado estas tres líneas simultáneamente utilizando dos receptores SIS y dos bancos de filtros, uno de 512 canales \times 1 MHz (resolución en velocidad $\approx 1.3 \text{ km s}^{-1}$ a $\lambda = 1.3 \text{ mm}$) y el otro de 256 canales de 100 kHz (resolución en velocidad de $\approx 0.3 \text{ km s}^{-1}$ a $\lambda = 2.7 \text{ mm}$) dividido en dos partes, para

Tabla 3.1: Parametros de las líneas^(a)

Línea (K)	T_R^* (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	V_{LSR}
CO(J=2→1)	13.1±0.3	7.70±0.02	-43.80±0.01
¹³ CO(J=1→0)	7.8±0.1	2.51±0.03	-43.88±0.01
C ¹⁸ O(J=1→0)	1.5±0.1	2.25±0.15	-43.68±0.05

(a) Obtenidos de ajustes gaussianos a los espectros observados en la posición central [$\alpha(1950) = 21^h 38^m 10.6; \delta(1950) = 50^\circ 00' 43''$].

observar las líneas de ¹³CO y C¹⁸O. A las longitudes de onda observadas de $\lambda \simeq 1.3$ mm (CO) y $\lambda \simeq 2.7$ mm (¹³CO, C¹⁸O) los tamaños de los haces son $\sim 13''$ y $22''$, respectivamente. Mediante observaciones de fuentes no resueltas hemos estimado que el error *rms* del apuntado del telescopio fue inferior a $2''$. Hemos realizado las observaciones usando el modo *position switching*. Las temperaturas las damos en escala T_R^* (Kutner y Ulich 1981). Las temperaturas del sistema fueron de ~ 450 K.

Hemos centrado nuestros mapas en la posición de N0, es decir, $\alpha(1950) = 21^h 38^m 10.6, \delta(1950) = 50^\circ 00' 43''$. Las posiciones *offset* que damos en este capítulo son relativas a esta posición central. La sensibilidad típica por canal para las tres líneas observadas fue ~ 0.03 K (CO), ~ 0.10 K (¹³CO), y ~ 0.20 K (C¹⁸O). En unas pocas posiciones los espectros de C¹⁸O no han sido utilizados en nuestro análisis, debido a la presencia de ondulaciones en sus líneas de base. En la Tabla 3.1 presentamos los parámetros de los ajustes gaussianos realizados a los espectros observados en la posición central.

Datos de CO(J=2→1): El flujo molecular

En la Figura 3.1 mostramos el espectro de CO obtenido hacia la posición central de V645 Cyg. El máximo de la línea de CO se alcanza a $\sim 9''$ al Noroeste de la posición central, con un valor de $T_R^*(\text{CO}) = 13.3 \text{ K}$ a $V_{LSR} = -44 \text{ km s}^{-1}$. Estimamos una temperatura cinética de $\sim 19 \text{ K}$ para el gas molecular suponiendo un factor de llenado de 1. El ancho de la línea de CO a potencia media (ΔV) aumenta hacia la región central, alcanzando un valor máximo de $\Delta V(\text{CO}) = 8.8 \text{ km s}^{-1}$ en $(-19''.5, -6''.5)$. No encontramos ningún gradiente significativo en la velocidad del máximo de las líneas de CO. Observamos alas de alta velocidad de CO (ver Fig. 3.1) hasta $\sim -64 \text{ km s}^{-1}$ y $\sim -19 \text{ km s}^{-1}$ para la emisión desplazada al azul y al rojo respectivamente. Debido a que nuestra relación señal a ruido es mayor, este rango de velocidad es más ancho que el detectado por Torrelles et al. (1987b).

Nuestras observaciones de CO muestran una interesante relación entre la distribución espacial del flujo y su velocidad. Un análisis detallado de los canales individuales de velocidad indica que, a velocidades bajas relativas a la de la nube molecular ambiente ($V_{LSR} = -44 \text{ km s}^{-1}$), el flujo molecular es bipolar en la dirección norte-sur. En la Figura 3.2 mostramos el mapa de contornos de la intensidad de $T_R^*(\text{CO})$ a $V_{LSR} = -49.8 \text{ km s}^{-1}$ (azul) y -38.1 km s^{-1} (rojo). Para estas velocidades los lóbulos de CO rojo y azul están claramente desplazados en la dirección norte-sur. A velocidades relativas mayores la separación angular decrece y, en particular, el flujo aparece isotrópico a velocidades $V_{LSR} = -59 \text{ km s}^{-1}$ y -29 km s^{-1} . Esto se ilustra en la Figura 3.3a, donde mostramos los contornos a potencia media de los lóbulos de CO rojo y azul a velocidades seleccionadas. Además, en

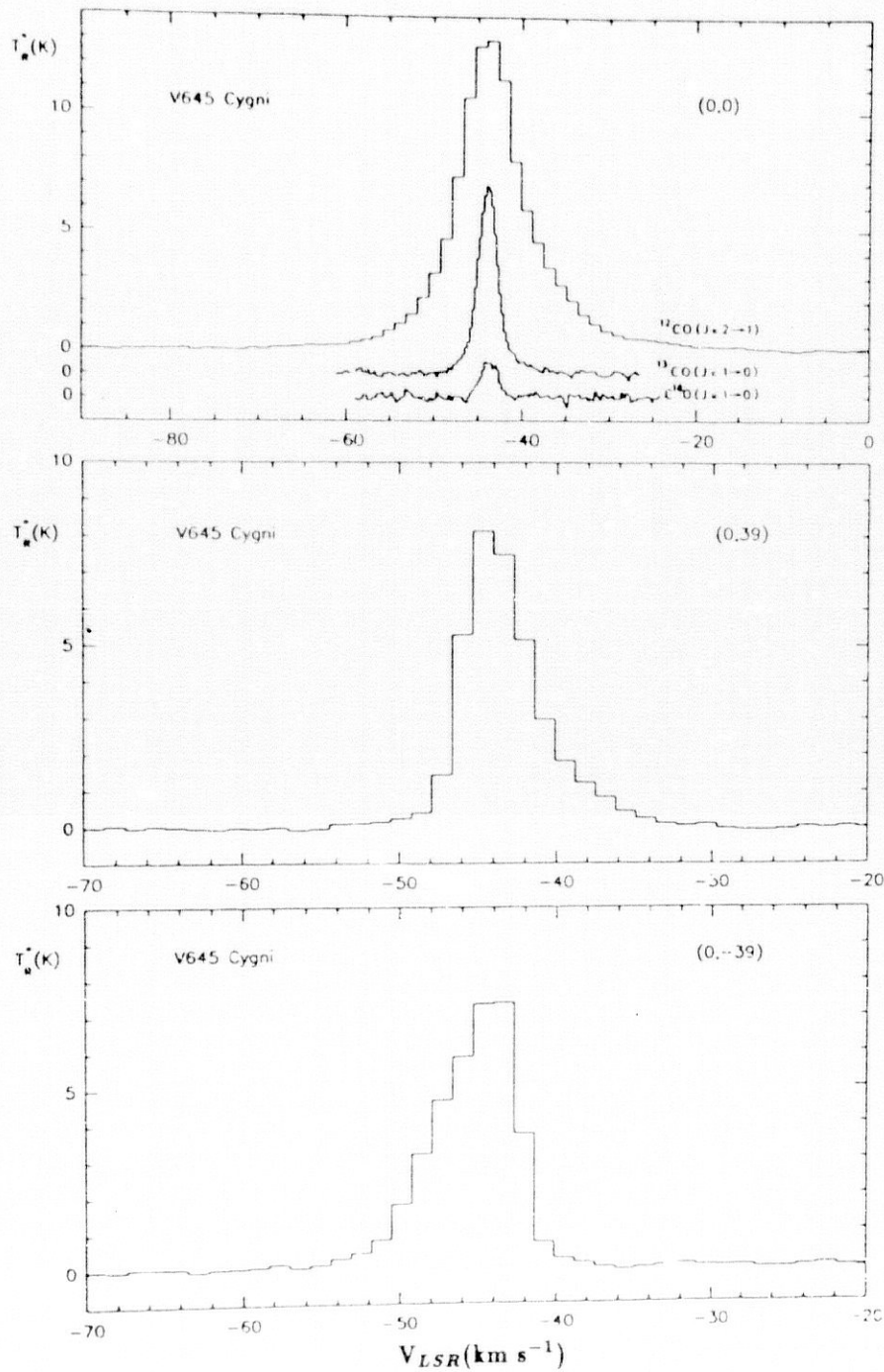


Figura 3.1 Espectros observados de las líneas de las transiciones rotacionales CO(J=2→1), ¹³CO(J=1→0), y C¹⁸O(J=1→0) en la posición de V645 Cyg [α (1950) = 21^h 38^m 10^s.6 y δ (1950) = 50° 00' 43''], y espectros de CO(J=2→1) en posiciones seleccionadas. Las posiciones relativas son en segundos de arco.

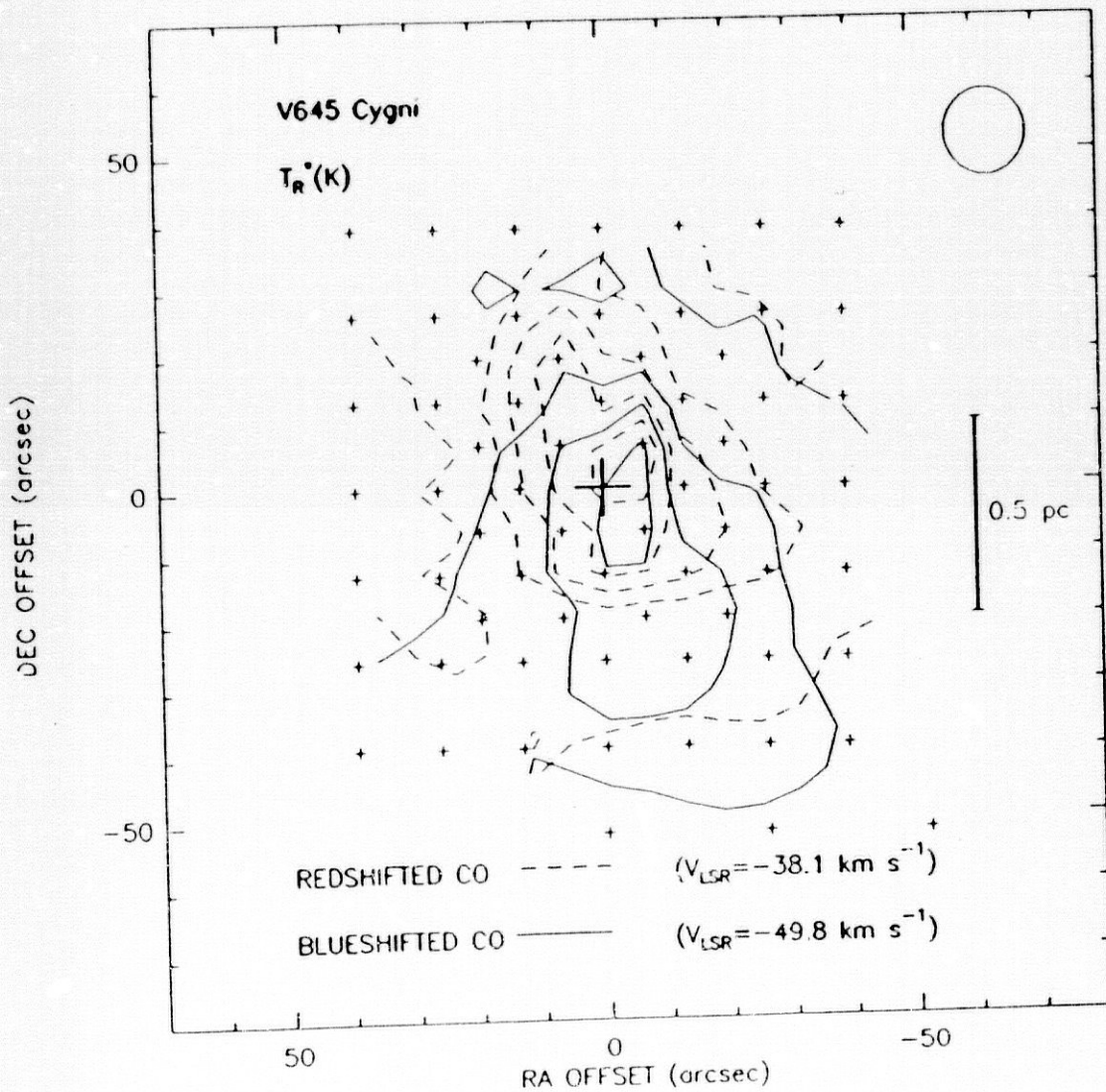


Figura 3.2 Mapa de contornos de la intensidad de la línea de CO(J=2→1) a -49.8 km s^{-1} (CO desplazado al azul) y -38.1 km s^{-1} (CO desplazado al rojo). El nivel más bajo es $T_R^* = 0.2 \text{ K}$, con un paso de 1 K.

la Figura 3.3b mostramos las posiciones de los centroides (relativas en la dirección norte-sur, $\Delta\delta$) de los contornos a potencia media de los lóbulos rojo y azul de CO en función de la velocidad.

Comparando pares de puntos con velocidades relativas simétricas respecto a $V_{LSR} = -44 \text{ km s}^{-1}$, vemos (Fig. 3.3b) que la separación angular entre los centroides del gas con velocidad desplazada al azul y rojo decrece gradualmente al aumentar la velocidad relativa. La separación máxima observada entre los lóbulos rojo y azul es de $20''$, alcanzándose este valor a velocidades relativas de $\pm 6 \text{ km s}^{-1}$.

Nótese que la emisión desplazada al rojo es más intensa que la desplazada al azul. Esta asimetría se puede entender como resultado de efectos de transporte radiativo en movimientos de eyección de masa (Bally y Lada 1983; Cabrit y Bertout 1986; Anglada et al. 1987). En consecuencia, para el gas desplazado al rojo hemos podido estimar las posiciones de los centroides hasta velocidades relativas mayores que para el gas desplazado al azul.

En la Figura 3.3.b vemos también que los centroides desplazados al rojo con velocidades relativas mayores están al Sur de la posición central, la cual es conocida con una incertidumbre de $\sim 5''$ (Hamann y Persson 1989). El máximo desplazamiento observado en estos centroides es $\sim 8''$, alcanzándose a la velocidad relativa más alta de $+24 \text{ km s}^{-1}$. Desafortunadamente, no podemos realizar una comparación razonable con la posición del centroide del gas simétricamente desplazado al azul correspondiente a una velocidad relativa de -24 km s^{-1} , pues el ala de la emisión a esta velocidad es débil. En el §3.1.3 veremos que el hecho de que algunos centroides aparezcan situados unos cuantos segundos de arco al Sur de la posición

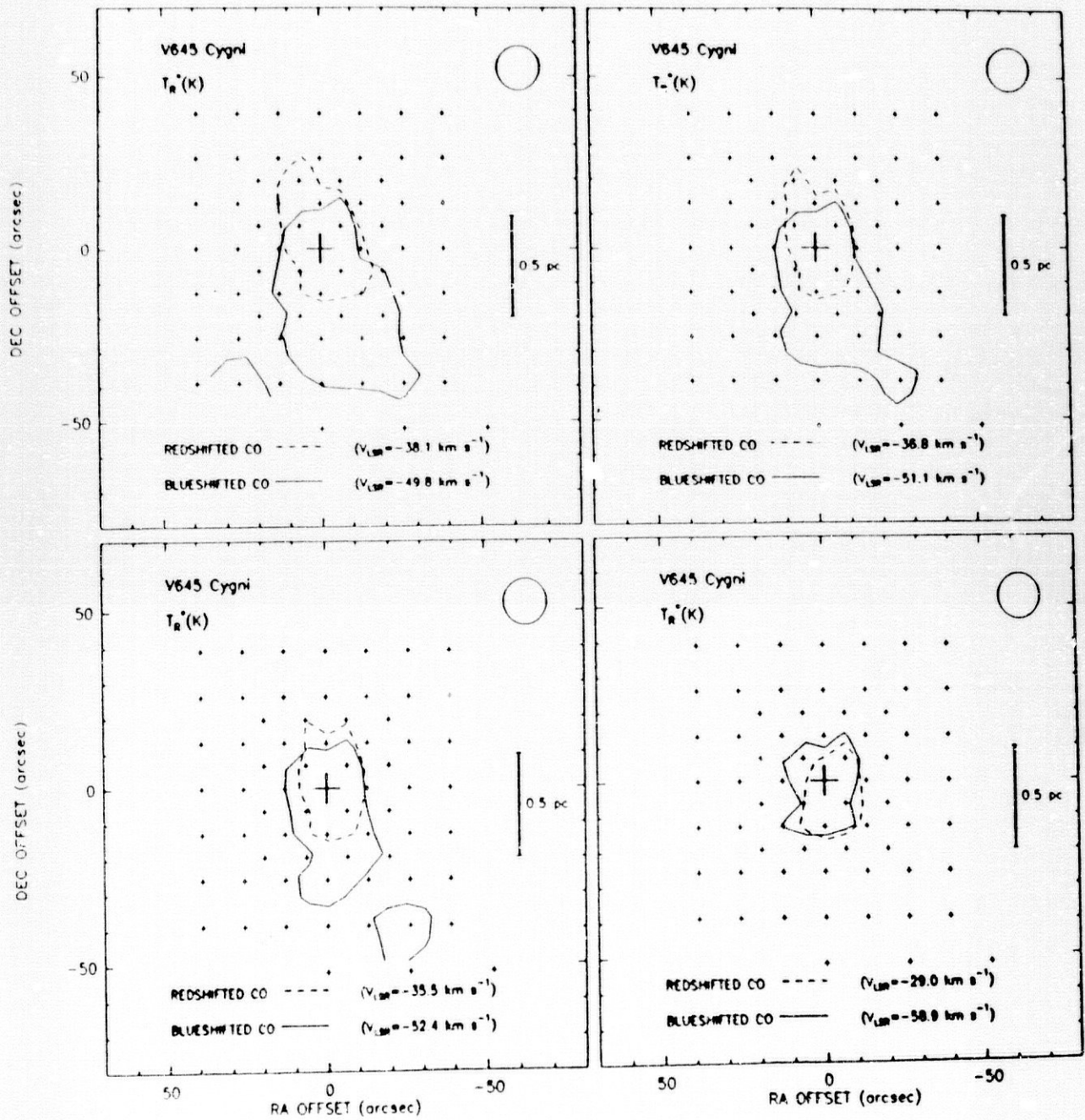


Figura 3.3(a) Contornos a intensidad mitad de la emisión de $\text{CO}(J=2 \rightarrow 1)$ desplazada al rojo y al azul a velocidades seleccionadas. Nótese que la separación angular entre los lóbulos rojo y azul del CO decrece al aumentar la velocidad relativa entre el flujo y la nube ambiente ($V_{LSR} = -44 \text{ km s}^{-1}$) (ver también Fig. 3.3(b)).

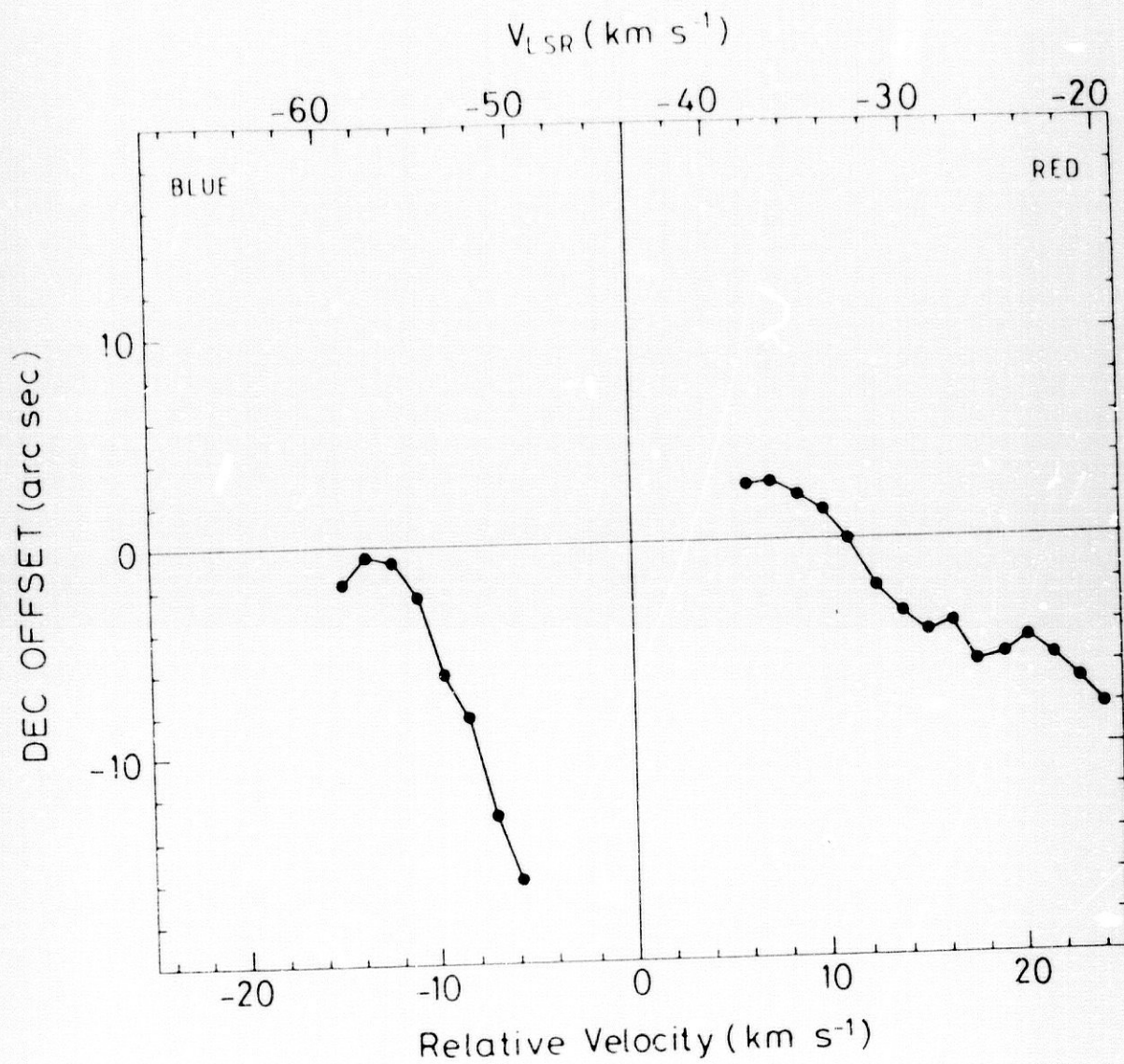


Figura 3.3(b) Posición del centroide de los contornos a potencia media de la emisión de alta velocidad de CO(J=2→1) en función de la velocidad. Los incrementos en declinación son relativos a la posición supuesta para la fuente de excitación (coordenadas dadas en la Figura 3.1). Los lóbulos azules siguen una ley de potencia dada por

$$\left[\frac{V}{\text{kms}^{-1}} \right] \approx 13 \times \left[\frac{|\Delta\delta|}{\text{arcsec}} \right]^{-0.2},$$

donde V es la velocidad relativa del centroide desplazado al azul. Los errores de posición son inferiores a $2''$.

central puede ser debido a la baja colimación del flujo cerca de V645 Cyg y a efectos de proyección.

Cuando integramos las alas de alta velocidad de CO sobre un rango de velocidades amplio ($-69 \leq V_{LSR} \leq -50 \text{ km s}^{-1}$, CO desplazado al azul; $-38 \leq V_{LSR} \leq -19 \text{ km s}^{-1}$, CO desplazado al rojo; Fig. 3.4a), el flujo parece isotrópico, excepto para los contornos de baja intensidad, que todavía presentan una geometría bipolar en la dirección norte-sur. Esto se debe al solapamiento de la distribución bipolar (a las velocidades más bajas) con la isotrópica (a las velocidades más altas).

En la Tabla 3.2 presentamos los parámetros del flujo de V645 Cyg, como son la intensidad integrada, opacidad, densidades de columna, tamaño, masa, tasa de momento, y luminosidad mecánica. Hemos calculado estos parámetros de los datos de CO(J=2→1) y $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow0)$ (ver §3.1.3) siguiendo los procedimientos indicados al pie de la tabla.

No hemos observado la bipolaridad del flujo molecular encontrada por Torrelles et al. (1987b) y Schulz et al. (1989) en la dirección sureste-noroeste a las escalas mayores ($\geq 1'$).

Esto se puede deber al hecho de que nuestra mayor resolución angular resalta el comportamiento del flujo molecular a las escalas más pequeñas y también a que hemos estudiado una región menor. En ese sentido, los espectros de ^{13}CO observados en el extremo SE de nuestro mapa muestran un aumento de la emisión desplazada al azul (ver §3.1.2), que podría estar relacionado con la orientación del flujo molecular en la dirección sureste-noroeste encontrada a las escalas mayores ($\geq 1'$). El que no observemos la bipolaridad sureste-noroeste puede causar que subestimemos la masa del

Tabla 3.2: Parámetros del flujo^(a)

$(V_{min}, V_{max})^{(b)}$ (km s ⁻¹)	$\int T_R^*(CO)dv^{(c)}$ (K km s ⁻¹)	$\tau^{(d)}$	$N(CO)^{(e)}$ (10 ¹⁵ cm ⁻²)	$N(H_2)^{(f)}$ (10 ¹⁹ cm ⁻²)	$l_a \times l_b^{(g)}$ (pc)	$M^{(h)}$ (M _⊙)	$\dot{p}^{(i)}$ (M _⊙ km s ⁻¹ yr ⁻¹)	$L_{mech}^{(j)}$ (L _⊙)
CO(-69,-50)	12.9	0.5	7.7	4	0.6×0.4	0.1	8×10 ⁻⁵	0.1
¹³ CO(-50,-46)	2.7	0.1	3.4	170	0.4×0.4	3.4	3×10 ⁻⁴	0.1
¹³ CO(-42,-38)	3.0	0.1	3.8	190	0.5×0.4	4.8	4×10 ⁻⁴	0.2
CO(-38,-19)	23.1	0.4	14.4	8	0.5×0.3	0.2	3×10 ⁻⁴	0.7

- (a) Los parámetros del flujo se han obtenido por integración de la emisión del ¹³CO(J=1→0) en las alas interiores, y la integración de la emisión de CO(J=2→1) en las alas exteriores (donde el ¹³CO no es observable). La masa total, la tasa de momento, y la luminosidad mecánica del gas del flujo son la suma de los parámetros dados en las columnas 7, 8 y 9, respectivamente.
- (b) Rango de velocidad LSR usado en la integración de las alas de las líneas de CO y ¹³CO.
- (c) Intensidad integrada de las líneas de CO y ¹³CO en el intervalo de velocidad de la columna 1.
- (d) Valor máximo de la profundidad óptica de las alas de alta velocidad del CO y ¹³CO, obtenidas de la ecuación de transporte, suponiendo la misma temperatura de excitación obtenida para el centro de la línea de CO, $T_{ex} = 19$ K (ver § 2.2). Se ha supuesto un factor de llenado 1.
- (e) Densidad de columna del gas de alta velocidad de CO y ¹³CO, obtenido de $[N(CO)/cm^{-2}] = 5.15 \times 10^{14} [\tau/(1-e^{-\tau})] [\int T_R^* dv/K km s^{-1}]$ y $[N(^{13}CO)/cm^{-2}] = 1.26 \times 10^{15} [\tau/(1-e^{-\tau})] [\int T_R^* dv/K km s^{-1}]$ para $T_{ex} = 19$ K. Hemos usado las opacidades de la columna 1.
- (f) Densid. ⁴ de columna del hidrógeno molecular, obtenida de la columna 4, suponiendo una abundancia $[CO/H_2] = 1.8 \times 10^{-4}$ y $[^{13}CO/H_2] = 2 \times 10^{-6}$ (Dickman 1978).
- (g) Tamaño a potencia media del mapa de intensidad integrada.
- (h) Masa del flujo obtenida de la columna 5. Se ha usado una área de πr^2 , donde $r = \frac{1}{2}(l_a \times l_b)^{1/2}$.

flujo, pues no hemos extendido el mapa suficientemente lejos.

Datos de $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ y $\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow 0)$: La nube molecular ambiente

La Figura 3.1 muestra los espectros de ^{13}CO y C^{18}O obtenidos hacia la posición central. El espectro de ^{13}CO presenta alas roja y azul débiles, que se extienden hasta $V_{LSR} \simeq -48 \text{ km s}^{-1}$ (ala azul) y $V_{LSR} \simeq -39 \text{ km s}^{-1}$ (ala roja) a un nivel $T_R^*(^{13}\text{CO}) \simeq 0.3 \text{ K}$. En la Figura 3.4b mostramos la intensidad integrada de las alas de ^{13}CO en los intervalos $-52 \leq V_{LSR} \leq -46 \text{ km s}^{-1}$ (desplazada al azul) y $-42 \leq V_{LSR} \leq -36 \text{ km s}^{-1}$ (desplazada al rojo). En la parte central del mapa, observamos una bipolaridad norte-sur similar a la observada en CO a bajas velocidades relativas. Más aún, hay un aumento importante de las alas azules de ^{13}CO hacia la esquina sureste del mapa, sugiriendo un aumento de la emisión desplazada al azul en esa dirección, fuera de la región representada. Pensamos que esta emisión de alta velocidad podría estar asociada con el flujo molecular a gran escala en la dirección sureste-noroeste observado por Torrelles et al. (1987b) y Schulz et al. (1989). En los espectros de C^{18}O no hemos detectado alas.

Con el objetivo de mostrar la distribución del gas molecular ambiente, en la Figura 3.5a presentamos un mapa de intensidad integrada de la línea de ^{13}CO en el intervalo $-50 \leq V_{LSR} \leq -38 \text{ km s}^{-1}$. La contribución de las alas de la línea de ^{13}CO a esta integración es despreciable. La emisión de ^{13}CO integrada alcanza un máximo de 24.5 K km s^{-1} cerca de V645 Cyg ($6.^{\text{h}}5, 6.^{\text{m}}5$). Desafortunadamente no podemos discutir sobre la morfología de esta estructura, pues no observamos por completo la emisión de ^{13}CO

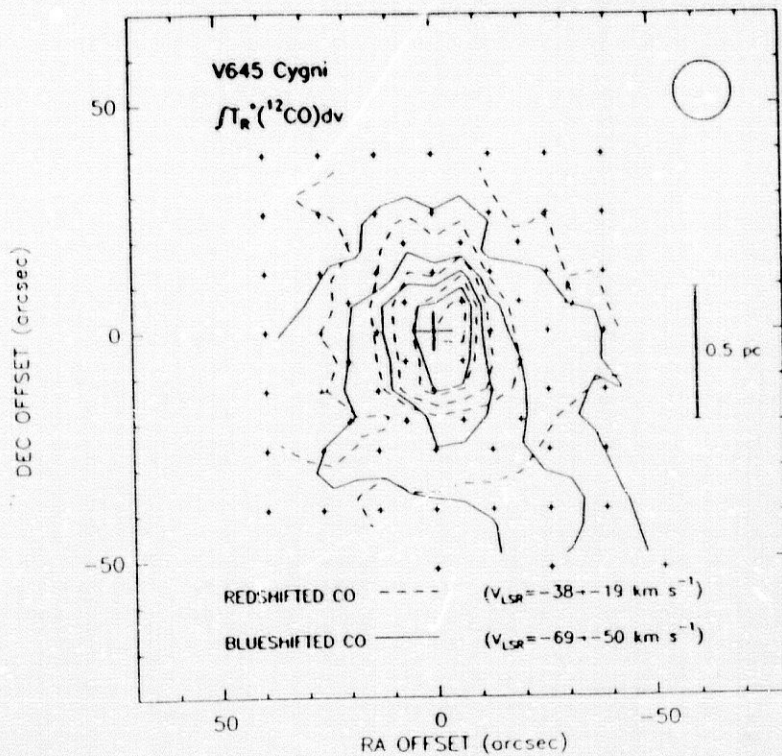


Figura 3.4(a) Mapa de contornos de la intensidad integrada de las alas de la línea de $\text{CO}(J=2 \rightarrow 1)$ en un rango de velocidad de -69 a -50 km s^{-1} (gas desplazado al azul) y de -38 a -19 km s^{-1} (gas desplazado al rojo). Los niveles de los contornos son $1, 4, 7$ y 10 K km s^{-1} (emisión desplazada al azul), y $1, 6, 11, 16$ y 21 K km s^{-1} (emisión desplazada al rojo).

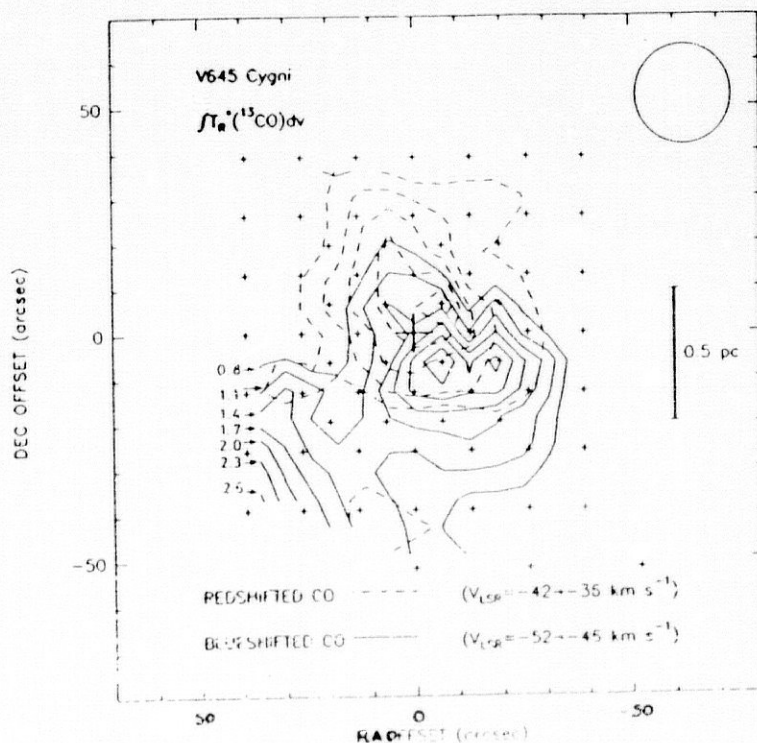


Figura 3.4(b) Mapa de contornos de la intensidad integrada de las alas de la línea de $^{13}\text{CO}(J=1 \rightarrow 0)$ en el intervalo de velocidad -52 a -46 km s^{-1} (gas desplazado al azul) y de -42 a -36 km s^{-1} (gas desplazado al rojo). Los niveles de los contornos más bajos son 0.8 K km s^{-1} con un paso de 0.3 K km s^{-1} (emisión desplazada al azul) y 0.5 K km s^{-1} (emisión desplazada al rojo).

hacia el Este de la región. Sin embargo, a pesar de esta limitación, nuestro mapa de ^{13}CO es consistente con el obtenido por Torrelles et al. (1987b). En la Figura 3.5b mostramos el mapa de la intensidad integrada de la línea de C^{18}O sobre el intervalo $-50 \leq V_{\text{LSR}} \leq -38 \text{ km s}^{-1}$. La estructura de C^{18}O es similar a la observada en ^{13}CO , pero más alargada en la región central. Cerca de V645 Cyg, para los contornos mayores ($\geq 2 \text{ K km s}^{-1}$), la estructura de C^{18}O aparece alargada en la dirección este-oeste, pero para los contornos menores ($\leq 2 \text{ K km s}^{-1}$) la estructura se desvía hacia el Noreste. Debemos destacar que la orientación noreste-suroeste de la estructura de C^{18}O no está bien determinada, pues nuestras observaciones no cubren por completo la región noreste. Sin embargo, puesto que esta orientación también se encontró en las estructuras de ^{13}CO y NH_3 (ver §2.2.3), pensamos que es bastante significativa.

En la Tabla 3.3 presentamos los parámetros de la nube molecular ambiente trazada por las líneas de ^{13}CO y C^{18}O : intensidad de las líneas, opacidades, intensidades integradas, densidades columnares, tamaño, masa, y extinción visual. Hemos obtenido estos parámetros como se indica en el pie de la Tabla 3. En particular obtenemos opacidades $\tau_{13} \simeq 0.7$ y $\tau_{18} \simeq 0.09$, que implican una abundancia de $[^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}] \simeq 8$. Dada la coincidencia espacial de la emisión de ^{13}CO y C^{18}O (ver Figs. 3.5a y 3.5b), y la baja opacidad de la emisión de C^{18}O , hemos utilizado esta última molécula para estimar la masa de la condensación molecular ambiente, $\geq 140 M_{\odot}$. Este valor es un límite inferior, pues nuestro mapa no está terminado hacia el Noreste.

En la Figura 3.6 mostramos los diagramas posición-velocidad de ^{13}CO

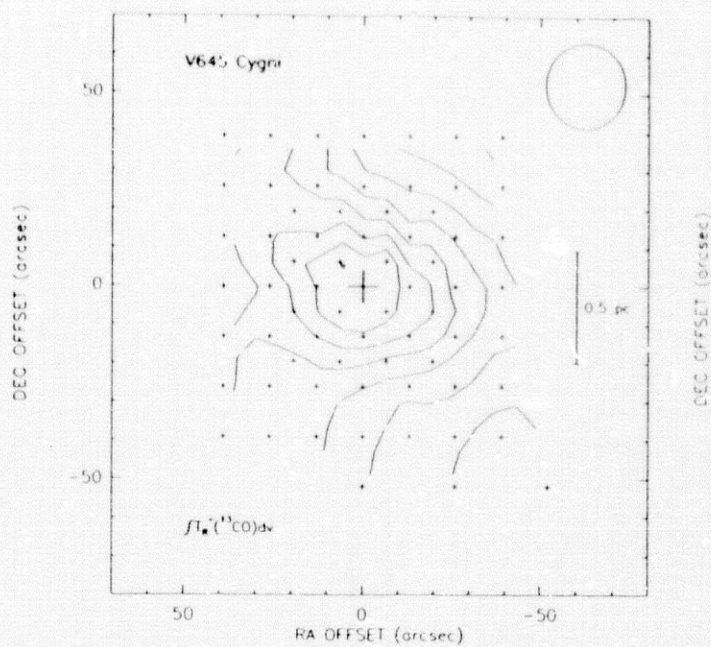


Figura 3.5(a) Mapa de contornos de la intensidad integrada de la línea $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ en el rango de velocidad de -50 a -38 km s^{-1} . Los niveles de los contornos son 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21 y 24 K km s^{-1} .

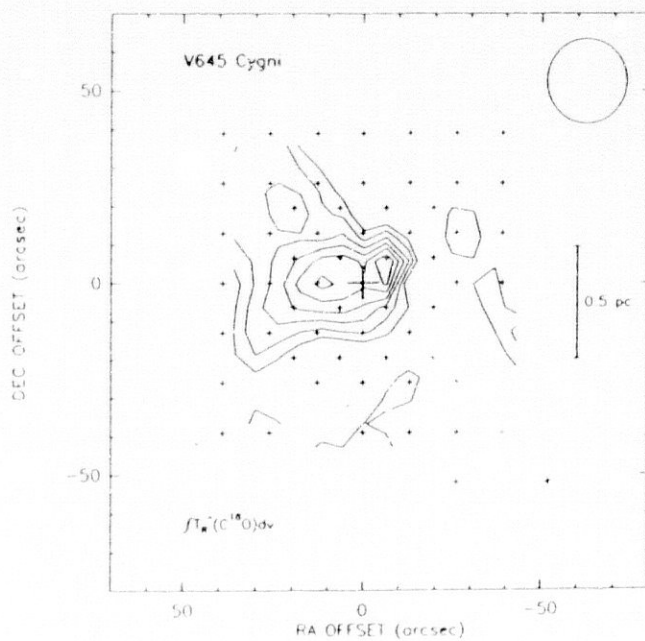


Figura 3.5(b) Mapa de los contornos de la intensidad integrada de la línea $\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow 0)$ en un intervalo de velocidad de -50 a -38 km s^{-1} . Los niveles de los contornos son 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5 y 4 K km s^{-1} .

Tabla 3.3: Parámetros de la nube molecular ambiente

$T_R(^{13}CO)^{(a)}$ (K)	$T_R(C^{18}O)^{(a)}$ (K)	$\tau_{13}^{(b)}$	$\int T_R(^{13}CO)dv^{(c)}$ (K km s ⁻¹)	$\int T_R(C^{18}O)dv^{(c)}$ (K km s ⁻¹)	$N(^{13}CO)^{(d)}$ (10 ¹⁶ cm ⁻²)	$N(C^{18}O)^{(d)}$ (10 ¹⁵ cm ⁻²)	$[^{13}CO/C^{18}O]^{(e)}$	$N(H_2)^{(f)}$ (10 ²² cm ⁻²)	$l_a \times l_b^{(g)}$ (pc)	$M^{(h)}$ (M _⊙)	$A_V^{(i)}$ (mag)
7.8	1.3	0.7	24.5	4.2	4.3	5.5	8	2.1	≥ 1.1 × 0.5	≥ 140	21

(a) Intensidad máxima de la línea en el máximo de intensidad integrada.

(b) Profundidad óptica obtenida de la ecuación de transporte, suponiendo $T_{es}(^{13}CO) = T_{es}(CO) = 19$ K (ver § 2.2), y un factor de llenado unidad.

(c) Intensidad integrada en el rango $-50 \leq V_{LSR} \leq -38$ km s⁻¹.

(d) Densidad de columna obtenida de $[N/cm^2] = 1.26 \times 10^{15} [\tau/(1 - e^{-\tau})] [\int T_R^2 dv / K km s^{-1}]$, para $T_{es} = 19$ K.

(e) Cociente de abundancias obtenido de τ_{13}/τ_{18}

(f) Densidad columnar de hidrógeno molecular obtenida de $N(C^{18}O)$ y suponiendo abundancias $[^{13}CO/C^{18}O] = 8$ (este trabajo) y $[^{13}CO/H_2] = 2 \times 10^{-6}$ (Dickman 1978).

(g) Tamaño a potencia media de la emisión de C¹⁸O.

(h) Masa de la condensación ambiente. Se ha usado un área πr^2 , donde $r = \frac{1}{2}(l_a \times l_b)^{1/2}$.

(i) Extinción visual, de $[A_V/mag] = 10 \times [N(H_2)/10^{22}cm^{-2}]$ (Spitzer 1978).

y $C^{18}O$ a lo largo de las direcciones norte-sur y este-oeste que pasan por la posición central. Observamos un gradiente de velocidad en la dirección este-oeste, con valores similares de $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ y $\sim 0.7 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ para la emisión de ^{13}CO y $C^{18}O$ respectivamente. No hay gradientes de velocidad en los diagramas norte-sur. También hay un ensanchamiento del ancho de la línea de $C^{18}O$ hacia la región central, con una anchura a potencia media de $\Delta V(C^{18}O) \simeq 2.3 \text{ km s}^{-1}$. Este ancho decrece hasta $\sim 1.6 \text{ km s}^{-1}$ a una distancia angular de $\sim 30''$ de la posición central (ver Fig. 3.6).

3.1.3 Discusión

Los parámetros estimados para el flujo molecular de V645 Cyg, *i.e.*, masa, tasa de momento, y luminosidad mecánica (Tabla 3.2), son mucho menores que los que se obtienen para otros flujos moleculares con fuentes de energía con luminosidades similares, $L_* \simeq 10^4 L_\odot$ (ver Rodríguez et al. 1982 y Lada 1985 para revisiones de flujos moleculares). De hecho, para la mayoría de las fuentes, la tasa de momento del flujo (\dot{P}) es varios órdenes de magnitud mayor que la tasa de momento del campo de radiación (L_*/c) de la estrella. Esto constituye el origen del llamado "problema del momento" (ver, *e.g.*, Dyson 1984) en el caso de que los flujos moleculares estén conducidos por vientos estelares con conservación de momento en la interacción. V645 Cyg no parece tener este problema pues la tasa de momento que obtenemos en el flujo molecular, $\sim 10^{-3} M_\odot \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ (Tabla 3.2), es similar a la tasa de momento en el campo de radiación, $L_*/c \simeq 10^{-3} M_\odot \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ (para $L_* = 6 \times 10^4 L_\odot$; Goodrich 1986). A pesar de las incertidumbres en

los parámetros del flujo, introducidas principalmente por incertidumbres en la distancia, abundancia, ángulo de visión, rango de integración para las alas de alta velocidad y suposición de un factor de llenado de 1, pensamos que este resultado podría implicar que el viento estelar relacionado con V645 Cyg puede estar generado por un mecanismo clásico como presión de radiación.

Uno de los aspectos más relevantes relacionados con los flujos bipolares es su cinemática. Dilucidar, por ejemplo, si el gas está acelerado o desacelerado al alejarse de la fuente, es un punto importante para comprender el origen de los flujos. En particular, los flujos moleculares con un patrón de aceleración, *i.e.*, velocidades observadas que aumentan al alejarse de la fuente, pueden explicarse en principio por: (1) Vientos magnetohidrodinámicos que surgen de discos magnéticos y se aceleran fuera de la superficie de Alfvén (Uchida y Shibata 1985; Pudritz y Norman 1986), (2) flujos explosivos (eventos FU Orionis), y (3) vientos dependientes de la latitud (Herbig 1968; Moriarty-Schieven y Snell 1988). Por otra parte, un flujo desacelerado implicaría una aceleración del viento relativamente cerca de la superficie estelar. Más tarde, este viento estelar sufriría una desaceleración por su interacción con el gas molecular ambiente.

Un flujo molecular desacelerado? (1) Como hemos discutido anteriormente, el flujo molecular de V645 Cyg puede estar conducido por presión de radiación. Los modelos de vientos dirigidos por radiación (ver, *e.g.*, Barlow y Cohen 1977) predicen una aceleración del viento estelar hasta unos pocos radios estelares. Consistentemente con esto, Hamann y Persson (1989) han encontrado que el viento estelar de V645 Cyg se acelera hasta distancias

≤ 0.15 U.A. $\approx 4 \times 10^{-5}$ arcsec (~ 5 radios estelares) de la estrella. El flujo molecular resultante, observable más allá de esta distancia, se espera que presente desaceleración por interacción con la nube molecular ambiente.

(2) Como ya hemos indicado, la distribución espacial de los centroides de posición de la emisión de alta velocidad como función de la velocidad, muestra que la separación angular entre el lóbulo de CO desplazado al rojo y el desplazado al azul es mayor a velocidades relativas menores, lo que sugiere un patrón de desaceleración para el campo de velocidad (ver Fig. 3.3). Individualmente, los lóbulos desplazados al azul muestran un patrón de desaceleración desde la posición central hasta $\sim 16''$ al Sur. Los lóbulos rojos se extienden sobre un mayor rango de velocidades y exhiben un comportamiento más complicado respecto a la posición (0,0): a velocidades relativas moderadas (≤ 10 km s $^{-1}$) las posiciones de los centroides están al Norte de la posición (0,0) (ver Fig. 3.3) con las mayores separaciones encontradas para las velocidades relativas menores. Esto sugiere también desaceleración. Sin embargo, a las velocidades relativas más altas, (≥ 10 km s $^{-1}$) los centroides están situados al Sur de la posición (0,0). Pensamos que este comportamiento peculiar de los centroides del lóbulo rojo, con los centroides de velocidad moderada situados al Norte y los de velocidad más alta al Sur, podrían ser el resultado de efectos de proyección como discutiremos en lo que sigue.

Para un flujo bipolar axisimétrico con su eje inclinado respecto a la línea de visión, los puntos que son simétricos respecto al eje del flujo tienen la misma velocidad *real*, pero la velocidad proyectada a lo largo de la línea de visión (velocidad *observada*) es diferente. Consideremos el lóbulo rojo

de un flujo desacelerado, inclinado como en la Figura 3.7a (lóbulo rojo al Norte). Al desacelerarse el flujo, la velocidad máxima verdadera está cerca de la fuente de excitación, donde la velocidad proyectada es mayor para los puntos que están por debajo del eje, que para los que están por encima de éste, debido al ángulo de apertura del flujo. En la Figura 3.7b mostramos los resultados cuantitativos para valores específicos de los parámetros geométricos en el caso de una capa de gas que fluye con una geometría bicónica. Este gráfico muestra la distancia p al eje z en función de la velocidad en la línea de visión (V_z) para puntos en el plano $z-p$. La línea discontinua corresponde a la porción de lóbulo rojo situada por encima del eje de simetría del flujo, y la línea continua a la porción por debajo del eje de simetría. Nótese que las velocidades proyectadas más elevadas aparecen sólo al Sur del eje z ($p < 0$), mientras que las velocidades bajas tienden a aparecer al Norte ($p > 0$), donde está situada la mayor parte de la emisión. Esto producirá un desplazamiento de los centroides de los lóbulos de emisión rojos de Norte a Sur, al aumentar la velocidad en la línea de visión. Los resultados cualitativos son esencialmente independientes de los parámetros específicos adoptado en este modelo. Obtuvimos resultados cualitativos similares con una geometría bi-elipsoidal.

Debemos enfatizar que hemos obtenido estos resultados sólo a partir de consideraciones geométricas, y por ello no pueden utilizarse para predecir mapas detallados de la emisión observada. Sin embargo, hay que señalar que estos resultados sugieren que nuestros datos del flujo de V645 Cyg concuerdan con lo que se esperaría de un flujo desacelerado con su eje visto casi de frente. Esto es, los lóbulos rojo y azul aparecen ligeramente desplazados en la dirección norte-sur, y esta separación aumenta al decrecer

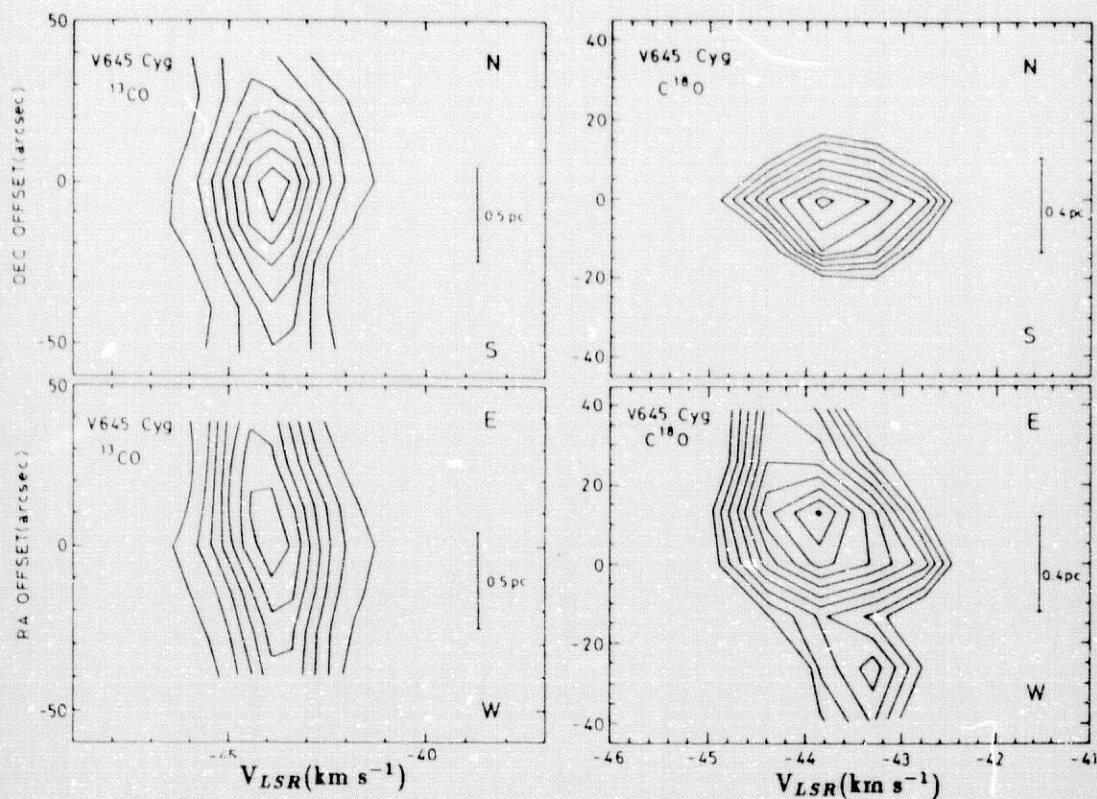


Figura 3.6 Diagramas posición velocidad para $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ (izquierda) y $\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow 0)$ (derecha) a lo largo de las direcciones norte-sur (arriba) y este-oeste (abajo) a través de la posición (0,0). Los contornos más bajos son 1 K (^{13}CO) y 0.7 K (C^{18}O) con incrementos de 1 K (^{13}CO) y 0.1 K (C^{18}O).

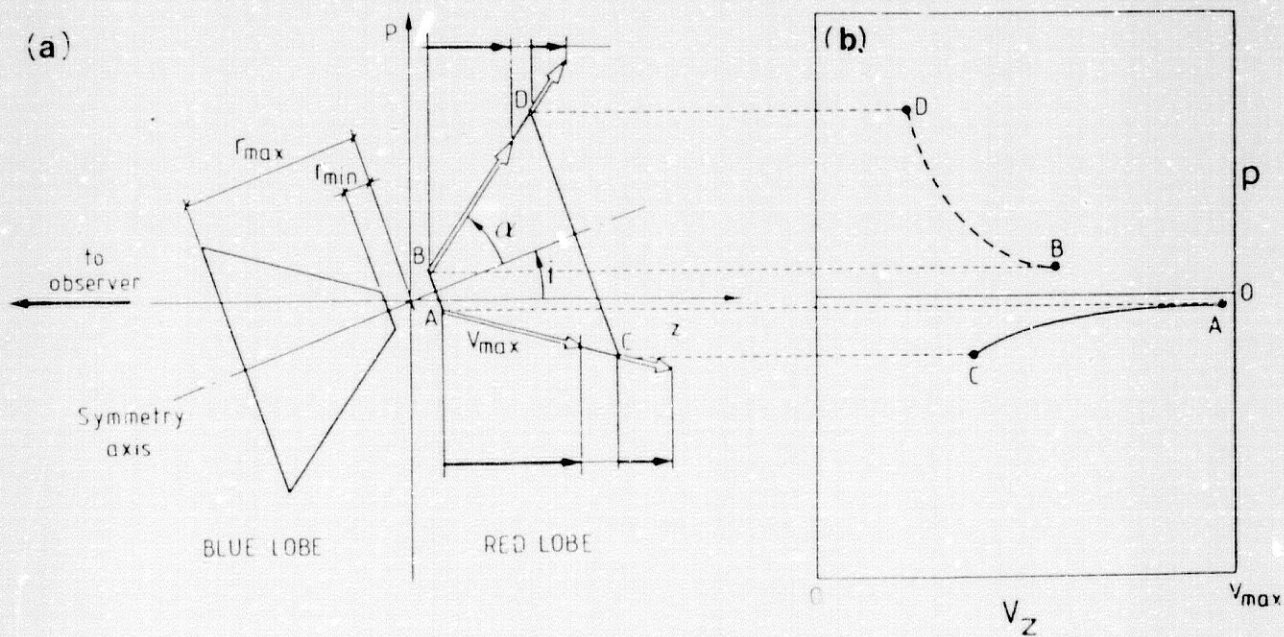


Figura 3.7 (a) Representación esquemática de una capa bicónica de un flujo de gas desacelerado. El plano de la figura es el plano definido por la línea de visión y el eje del flujo. Nótese que los puntos simétricos, respecto al eje del flujo, no tienen la misma velocidad en la línea de visión: los puntos bajo el eje del flujo tienen velocidades proyectadas mayores que los puntos que están por encima del eje. (b) Distancia al eje z (p) en función de la velocidad en la línea de visión (V_z) para puntos en el plano $z-p$. La línea continua corresponde a puntos bajo el eje de simetría del flujo, y la línea discontinua corresponde a los puntos por encima del eje. Los parámetros adoptados para el modelo son: $i = 20^\circ$, $\alpha = 35^\circ$, $V/V_{max} = (r/r_{min})^{-0.5}$.

la velocidad relativa; la emisión desplazada al rojo aparece a bajas velocidades centrada al Norte de la fuente de excitación, pero a velocidades altas, la emisión aparece desplazada al Sur de la fuente de excitación. Se esperaría un comportamiento simétrico de la emisión desplazada al azul. Sin embargo, la relación señal a ruido más baja en el ala azul no permite establecer el comportamiento del gas de alta velocidad desplazado al azul.

Colimación?

El hecho de que la nube molecular ambiente en su parte interior aparezca perpendicular al flujo norte-sur óptico (Goodrich 1986; Lenzen 1987) y molecular (este trabajo; Fig. 3.5), junto con el gradiente de velocidad observado en la dirección este-oeste en ^{13}CO y C^{18}O (Fig. 3.6), podría sugerir la presencia de una estructura tipo disco, en rotación, relacionada con el proceso de colimación en la dirección norte-sur. Realmente, la masa inferida de las observaciones de C^{18}O (Tabla 3.3) es suficiente para ligar esos movimientos en la dirección este-oeste. Debemos señalar que la presencia de una estructura en forma de disco incluso más pequeña, circunestelar, entorno a V645 Cyg, ha sido propuesta por Hamann y Persson (1989) para explicar los perfiles observados en óptico e infrarrojo.

Por último decir que el cambio de orientación del flujo molecular de Norte-Sur a Sureste-Noroeste para escalas $\geq 1'$ podría explicarse si el flujo molecular es deflectado por las partes exteriores de la nube molecular.

3.1.4 Conclusiones

Utilizando el radiotelescopio de 30-m del IRAM, hemos observado las transiciones de las líneas rotacionales CO(J=2→1), ¹³CO(J=1→0), y C¹⁸O(J=1→0) en la región V645 Cyg (AFGL 2789). Nuestras principales conclusiones son la siguientes:

(1) Los parámetros físicos obtenidos para el flujo de V645 Cyg son inferiores a los de otros flujos con fuentes de excitación de luminosidad similar ($L_* \simeq 10^4 L_\odot$). En particular, la tasa de momento obtenida en el flujo es similar a la tasa de momento del campo de radiación de la estrella, permitiendo que un mecanismo *clásico* como la presión de radiación pueda estar dirigiendo el flujo eyectado.

(2) La distribución espacial de las alas de emisión de CO corrobora la bipolaridad norte-sur del flujo de V645 Cygni a pequeñas escalas. Esta bipolaridad es más evidente a velocidades relativas bajas, mientras que a velocidades relativas más altas el flujo aparece isotrópico.

(3) El comportamiento de la emisión de las alas de CO a diferentes velocidades, sugiere, a la escala observada, una desaceleración del gas molecular eyectado.

(4) Los espectros de ¹³CO presentan emisión de alas de alta velocidad con una distribución bipolar similar a la observada en CO en la región central. En el extremo sureste de la región estudiada hay un aumento significativo de la emisión desplazada al azul de ¹³CO. Esto sugiere que, a escalas mayores, el eje del flujo podría estar cerca de la dirección sureste-noroeste, como han encontrado otros autores.

(5) Hemos encontrado una estructura alargada de $C^{18}O$ con un gradiente de velocidad de $\sim 0.7 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ en la dirección este-oeste. Estos movimientos pueden estar ligados por la masa molecular observada.

Capítulo 4

Cepheus A: un marco para el estudio de la formación estelar

4.1 Introducción

Cep A es la componente más densa del complejo de nubes moleculares asociado con Cep OB3, situado mediante estudios fotométricos a 725 pc del sol (Johnson 1957, Blaauw et al. 1959, Crawford y Barnes 1970), distancia que utilizaremos en este trabajo. En la Figura 4.1 presentamos un resumen de las principales observaciones de Cep A realizadas hasta la fecha. Estudiada por primera vez por Sargent (1977) en CO y ^{13}CO ($J=1\rightarrow 0$), las observaciones con esta última molécula (haz $\sim 2.5'$) revelan una condensación alargada en la dirección noreste-suroeste, con un tamaño de ~ 6 pc. Rodríguez et al. (1980a), con un haz de $\sim 1'$, detectaron un flujo molecular de CO($J=1\rightarrow 0$) bipolar, orientado en la dirección noroeste-sureste,

i.e., perpendicular a la condensación de ^{13}CO de Sargent (1977). Sin embargo, Bally (1991) con observaciones de $\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ realizadas con una resolución angular mayor ($\sim 15''$), encuentra que la morfología del flujo molecular es mucho más compleja, con los lóbulos azul y rojo divididos en dos partes. Además, al Oeste del núcleo de Cep A, las alas de las líneas del gas de alta velocidad cambian del rojo al azul (ver Figura 4.1). Ho et al. (1982) detectaron con una sola antena (haz $\sim 90''$) una condensación de $\text{NH}_3(1,1)$ con un tamaño de ~ 0.8 pc, alargada en la misma dirección que la condensación de ^{13}CO , así como de la propia nube Cep OB3 y del plano galáctico. La mayor parte de la emisión detectada con una sola antena procede de tres condensaciones, Cep A-1, Cep A-2 y Cep A-3, detectadas en $\text{NH}_3(1,1)$ y (2,2) por Torrelles et al. (1985b, 1986b, desde ahora T85 y T86 respectivamente) con el Very Large Array (VLA) (haz $\sim 10''$).

En la región de Cep A se han identificado dos zonas de actividad: Cep A Este y Cep A Oeste. Dichas zonas están claramente delimitadas por las observaciones de continuo de 21 cm de Hughes y Wouterloot (1982) y de 20, 6 y 2 cm de Rodríguez y Cantó (1983).

El flujo molecular se encuentra centrado en Cep A Este. Este centro de actividad contiene una fuente infrarroja con una luminosidad de $2.5 \times 10^4 L_{\odot}$ (p.ej. Lenzen et al. 1984). Hughes y Wouterloot (1984) encontraron a 20 y 6 cm un cúmulo ultracompacto de 14 fuentes térmicas, que denotaron con las letras HW y propusieron que sus máximos de continuo correspondían a 14 estrellas tipo B3. T86 encuentran que esta emisión de continuo está principalmente situada en los bordes de las condensaciones de NH_3 , en donde observaron un aumento de temperatura rotacional, con

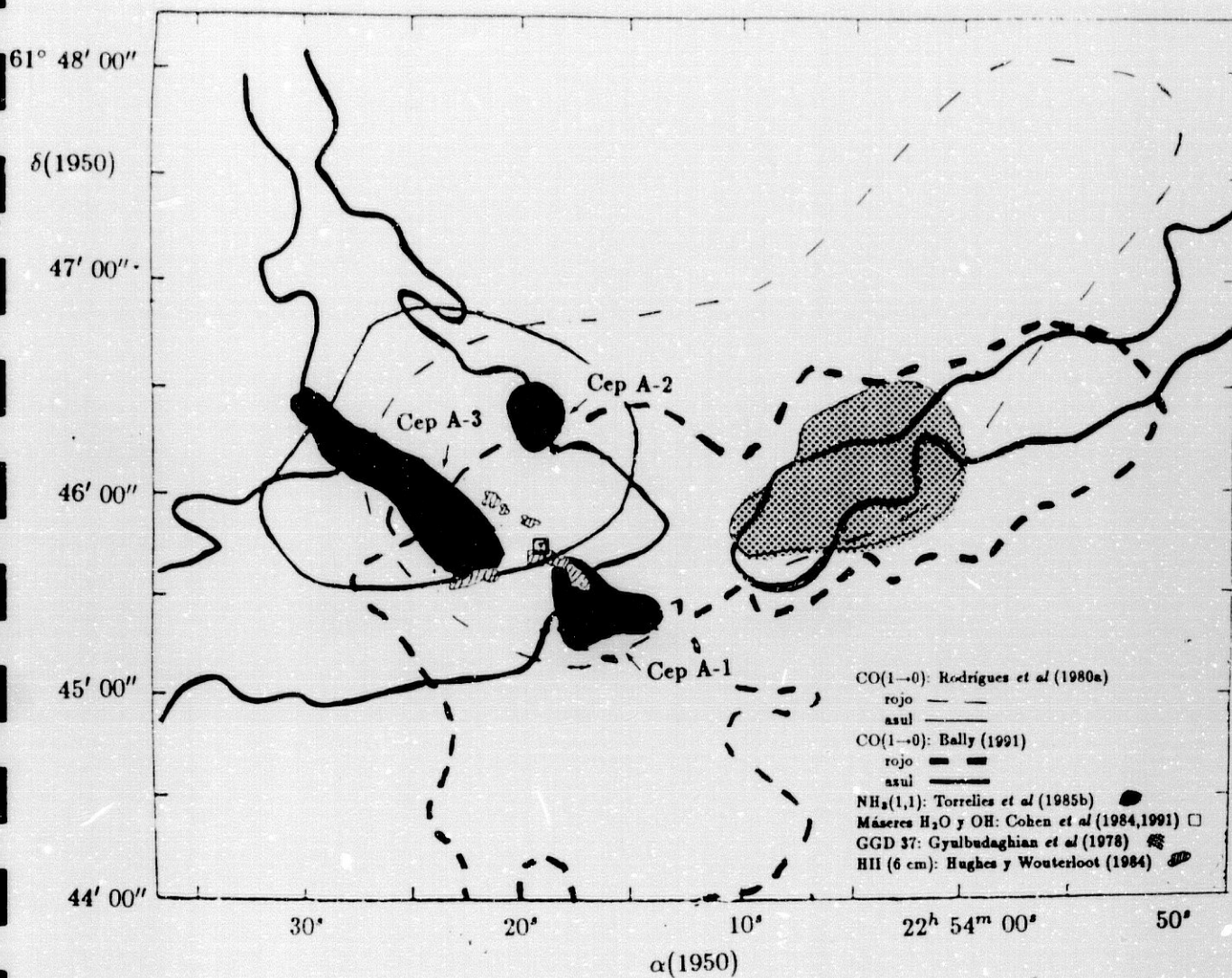


Figura 4.1. Mapa de Cep A en el que se representan con isocontornos de intensidad las primeras observaciones del flujo molecular de CO($J=1\rightarrow 0$), realizadas con un haz de $\sim 1'$ (Rodríguez *et al.* 1980a), junto con una de las más recientes de la misma molécula, obtenidas con un haz de $\sim 15''$ (Bally 1991). Se presenta asimismo (área oscura) la distribución del gas de alta densidad observado con el VLA (Torrelles *et al.* 1985b, NH₃ (1,1), haz 12'') y la nebulosidad GGD 37 (área sombreada) (Gyulbudaghian *et al.* 1978). Los cuadrados indican la posición de los máseres de H₂O y OH (Cohen *et al.* 1984, 1991) y la zona rayada las regiones HII detectadas por Hughes y Wouterloot (1984).

un calentamiento localizado hacia el centro de actividad estelar. En base a estas observaciones, T86 sugieren que la emisión de continuo de los bordes corresponde a material ionizado externamente por una o dos fuentes centrales, coincidiendo con los máseres de H₂O y OH detectados por Lada et al. (1981) y Norris (1980) (ver Figura 4.1). En este sentido Cohen et al. (1984), de su estudio de las velocidades radiales de los máseres de H₂O y OH, dedujeron que la colimación del flujo tiene lugar muy cerca de HW 2 ($\sim 10^{15}$ cm). Lenzen et al. (1984) y Joyce y Simon (1986), a partir de observaciones en el cercano infrarrojo, dedujeron la existencia de una banda de extinción hacia el centro de actividad, indicativa de una capa de polvo o disco circunestelar visto casi de canto. En la zona ocupada por Cep A-2 y Cep A-3 se ha detectado emisión vibracional extendida de la molécula de H₂ excitada por choque, coexistiendo con una nebulosa infrarroja de reflexión (Bally y Lane 1990). Lenzen (1988) detectó un objeto HH a 2' al Noreste de HW 2, con una estructura de arco de choque muy pronunciada (HH-NE). Corcoran (1991) ha encontrado recientemente que este objeto se integra en un anillo de emisión intensa en línea [SII], probablemente tipo HH. En base a la distribución de dicho anillo de emisión, Corcoran (1991) interpreta ésta como originada en las cavidades del flujo molecular.

En relación a Cep A Oeste, situada a 1'5 de Cep A Este, Gyulbudaghian et al. (1978) encontraron un objeto difuso candidato a Herbig-Haro, que recibió la denominación GGD 37. Posteriormente se confirmó esta naturaleza, resolviéndose la emisión asociada con GGD 37 en un conjunto de objetos HH (Hartigan y Lada 1985, Hartigan et al. 1986). La mayoría de estos objetos HH presenta emisión de radiocontinuo asociada (Hughes 1989, Hughes y Moriarty-Schieven 1990). Es en esta zona donde el flujo de

CO (Bally 1991) cambia del rojo al azul.

A pesar de los numerosos y amplios estudios existentes de Cep A, la relación entre el flujo de gas molecular de alta velocidad y la nube ambiente no está clara. T85 y T86 sugieren, a partir de sus observaciones realizadas con el VLA en la configuración D (haz $\sim 10''$, resolución espectral ~ 0.6 - 1.5 km s^{-1}), que Cep A-1 y Cep A-3 podrían constituir un disco denso en rotación. Para ello se basan en que esas condensaciones constituyen una estructura muy alargada, con una curva de velocidad plana hasta $15''$ del centro de actividad estelar, y un importante aumento del ancho de la línea en los $15''$ en torno a dicho centro. Para explicar esta elevada anchura de la línea, proponen movimientos de rotación a velocidades altas cerca de la zona central o una perturbación producida por los vientos estelares de las fuentes centrales. Para analizar esta posibilidad y el papel del gas denso en la colimación del flujo molecular, indicaron la necesidad de realizar observaciones con una mayor resolución tanto angular como espectral.

Este trabajo es una continuación del realizado por T85 y T86. Aquí presentamos observaciones de NH_3 en las transiciones (1,1) y (2,2) realizadas de nuevo con el VLA en la configuración D, aprovechando la mayor sensibilidad proporcionada por los nuevos receptores en la banda K. Con ella hemos podido alcanzar resoluciones angulares de $\sim 3''$ y espectrales de 0.3 km s^{-1} . Así hemos pasado de las sensibilidades anteriores de $1\sigma \sim 30 \text{ mJy/canal}$ a $\sim 10 \text{ mJy/canal}$. Puesto que nuestras observaciones están realizadas con una resolución espectral de un factor 2-5 superior a la de las observaciones de T85 y T86, la sensibilidad alcanzada es un factor 4-7 superior. Esta mejora en resolución y sensibilidad respecto a T85 y T86 nos permi-

tirá: (1) Estudiar estructuras más débiles, definiendo mejor las alteraciones morfológicas que el flujo molecular origina en las condensaciones de NH_3 , así como la acción del gas denso sobre el flujo molecular. (2) Conseguir una mejor definición de la cinemática de la región, permitiendo el análisis detallado de posibles movimientos keplerianos cerca de las fuentes centrales, en la hipótesis de que Cep A-1 y Cep A-3 constituyan un disco en rotación. Así, para una masa central de $\sim 20 M_\odot$, correspondiente a dos estrellas B1, en la hipótesis de movimientos keplerianos, esperamos una velocidad rotacional de $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ a una distancia a dichas fuentes de $3''$ (0.01 pc). (3) Estudiar el calentamiento del gas denso cercano a la estrella central, así como el de los bordes de las condensaciones. Por todo ello las observaciones interferométricas que hemos realizado de la emisión de la molécula de NH_3 pueden contribuir significativamente a clarificar e interrelacionar los procesos que están teniendo lugar en esta región de formación estelar.

4.2 Parámetros del sistema y análisis de los datos

Hemos realizado mapas de síntesis de apertura de Cepheus A con el VLA del National Radio Astronomy Observatory¹ el 26 de Noviembre de 1989 en la configuración D. Observamos, bajo buenas condiciones atmosféricas, las líneas (J,K)=(1,1) y (2,2) del NH_3 (23.694495 y 23.722633 GHz respectivamente). Hemos observado en el modo de línea espectral 2IF, que

¹El NRAO está operado por Associated Universities Inc., bajo acuerdo de cooperación con la National Science Foundation.

permite observar simultáneamente las líneas de $\text{NH}_3(1,1)$ y $\text{NH}_3(2,2)$ con una polarización para cada línea. Obtuvimos una resolución espectral para cada línea de 24.4 kHz ($\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$), con 63 canales seleccionados de la porción central de una ventana de 3.125 MHz. La velocidad del canal central fue $V_{LSR} = -11.15 \text{ km s}^{-1}$. El rango total observado comprende la componente hiperfina cuadrupolar principal para ambas líneas, y las satélites interiores para la línea (1,1). Hay que exceptuar algunas posiciones en que la línea satélite más desplazada al rojo queda fuera de la banda de velocidad observada (ver §4.3.3). Registramos también un canal de continuo que contiene el promedio del 75% central del ancho de banda de 3.1 MHz.

El calibrador de flujo primario fue 3C 286, para el que adoptamos un flujo en la banda K de 2.42 Jy. El calibrador de fase fue 2200+420, con un flujo medido de 4.72 ± 0.12 . Del ruido de fase estimamos que nuestras posiciones absolutas son precisas en un 6% del haz sintetizado. El centro de seguimiento de fase está en $\alpha(1950) = 22^{\text{h}} 54^{\text{m}} 19^{\text{s}}.10$ $\delta(1950) = 61^{\circ} 45' 46''.0$.

Hemos obtenido los mapas de los canales individuales haciendo la transformada de Fourier de los datos de visibilidad calibrados (u,v), utilizando los algoritmos estándares del Astronomical Images Processing System (AIPS) del NRAO. Con un tiempo total de integración de 210 min sobre la fuente, se alcanzó una sensibilidad de $\sim 10 \text{ mJy}$ (1σ) en cada canal individual. Con un pesado natural de los datos (u,v) el haz resultante fue de $3.4'' \times 3.3''$ (p.a. = -40°). Obtuvimos una mayor sensibilidad a estructuras extensas de brillo más bajo degradando la resolución angular de los mapas, i.e., aplicando a los datos (u,v) una función de pesado gaussiana. Hemos realizado

los mapas aquí presentados con una función de pesado gaussiana con un ancho al 30% de intensidad de 25 k λ y 40 k λ , para tener una razón señal a ruido óptima. Con esos pesados el haz sintetizado resultante es de $\sim 5''$ y $7''$ respectivamente. Para mejorar el limpiado de estructuras extensas hemos corregido los mapas añadiendo a los datos (u,v) una densidad de flujo a espaciado cero de 20 Jy, obtenida a partir de los datos de NH₃ de una sola antena de Güsten et al. (1984). A este flujo le hemos dado un peso correspondiente a 15 puntos en el recubrimiento del plano (u,v). Con ello hemos podido eliminar los profundos lóbulos laterales negativos de los mapas originales.

No hemos aplicado correcciones por la respuesta del haz primario (FWHM $\sim 2'$). Por tanto la emisión que esté significativamente lejos del centro de seguimiento de fase está subestimada.

Puesto que la emisión de continuo (20 mJy) no es despreciable comparada con el nivel de ruido de los mapas de línea, procedimos a eliminar la contribución del continuo de los mapas de amoniaco. Para ello, promediamos los canales libres de la emisión de la línea (2,2;p) (V_{LSR} de -20.6 a -13.8 km s⁻¹ y de -6.4 a -1.4 km s⁻¹) y tras el limpiado de los mapas sustrajimos el resultado de todos los canales individuales, antes de su ulterior procesado.

4.3 Resultados

4.3.1 Emisión de los canales individuales

Comenzaremos la descripción de nuestros resultados con el estudio de la emisión de los canales individuales. Hemos obtenido los mapas de estos canales aplicando a los datos (u,v) un pesado natural gaussiano de $40 \text{ k}\lambda$ a un nivel del 30% (haz $\sim 5''$).

En las Figuras 4.2a y b presentamos los mapas de la emisión de los canales individuales correspondientes a las líneas principales de las transiciones (1,1) y (2,2) respectivamente. En todos ellos aparece señalada la posición de los máseres de H_2O , que coincide con la fuente central de continuo previamente detectada por T85 y T86 a 1.3 cm ($\alpha(1950) = 22^{\text{h}} 54^{\text{m}} 19^{\text{s}}.0$, $\delta(1950) = 61^{\circ} 45' 46''$).

Describimos ahora la morfología de las condensaciones en la línea (1,1;p). Con la resolución espectral de estas observaciones podemos distinguir dentro de cada condensación emisiones a distintas velocidades. A las velocidades más azules ($V_{LSR} = -13.5$ a -12.2 km s^{-1}) se encuentra gas que une el centro de actividad con Cep A-3. Esta condensación, con emisión en el intervalo $V_{LSR} = (-12.9, -10.4) \text{ km s}^{-1}$, constituye una estructura de elevado alargamiento, presentando ondulaciones con una escala de $\sim 24''$ ($\sim 0.08 \text{ pc}$ a 725 pc) (ver, por ej., Fig. 4.2a a $V_{LSR} = -11.6 \text{ km s}^{-1}$). En los siguientes canales de velocidad se encuentra la emisión de Cep A-1 y Cep A-2. En ésta hay que distinguir dos intervalos. En el intervalo más desplazado al azul ($V_{LSR} = -11.0$ a -10.4 km s^{-1}) la emisión de ambas condensaciones se

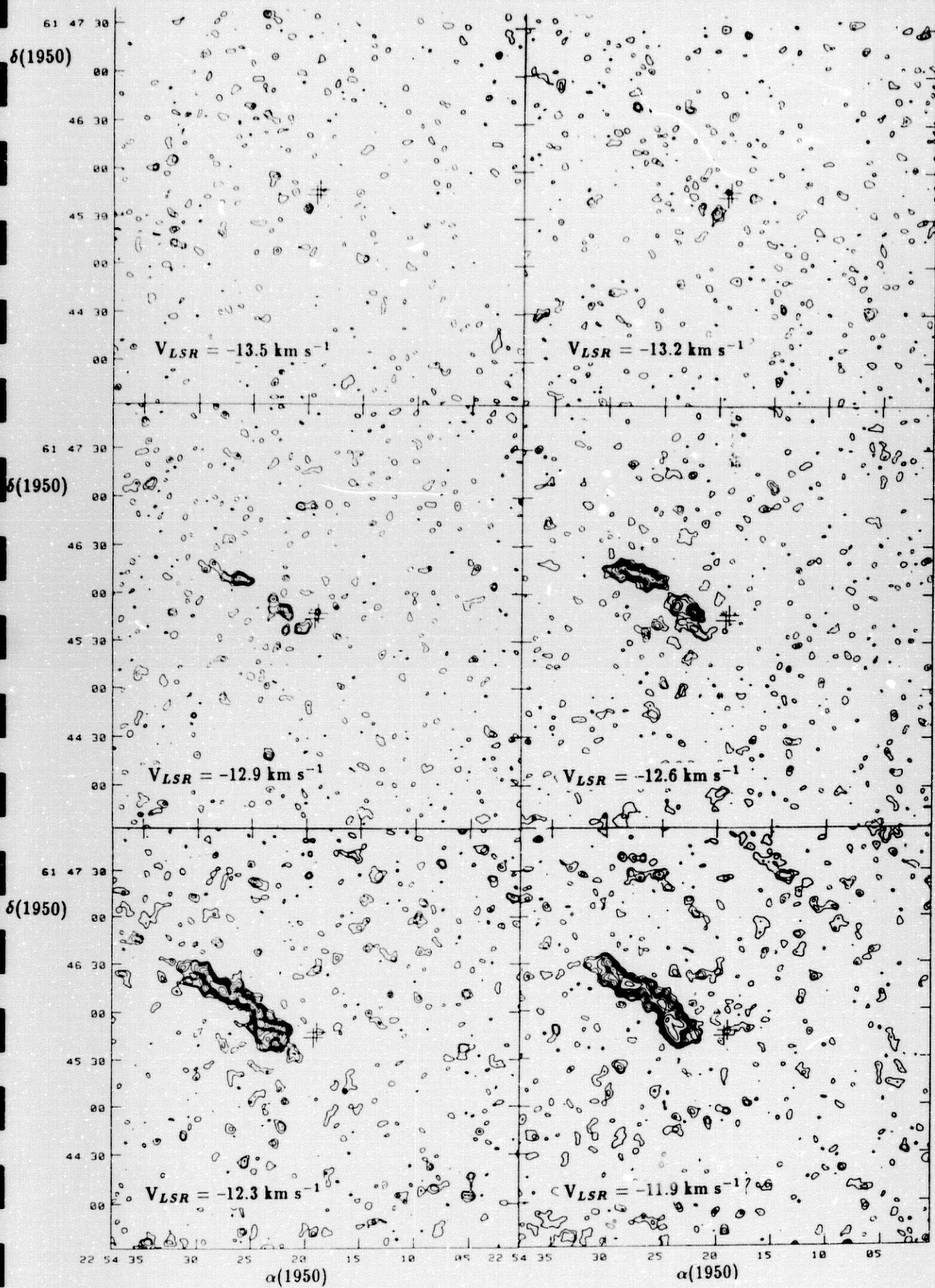


Figura 4.2. (a) Mapas de los canales de la emisión de $\text{NH}_3(1,1,p)$, cada uno de ellos con un ancho de 0.3 km s^{-1} . La velocidad central de cada canal se indica en los mapas. Los niveles presentados son $-50, -40, -30, -20, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 120, 140, 160 \text{ mJy ha}^{-1}$, siendo $1 \sigma = 10 \text{ mJy}$. Los mapas han sido realizados con un pesado natural de $40 \text{ k}\lambda$, lo cual genera un haz sintetizado de $5.4'' \times 5.3''$, p.a. $= -58^\circ$. La emisión de continuo ha sido sustraída de ellos. Se señala con una cruz la posición de los máseres de H_2O (Cohen et al. 1984,1991).

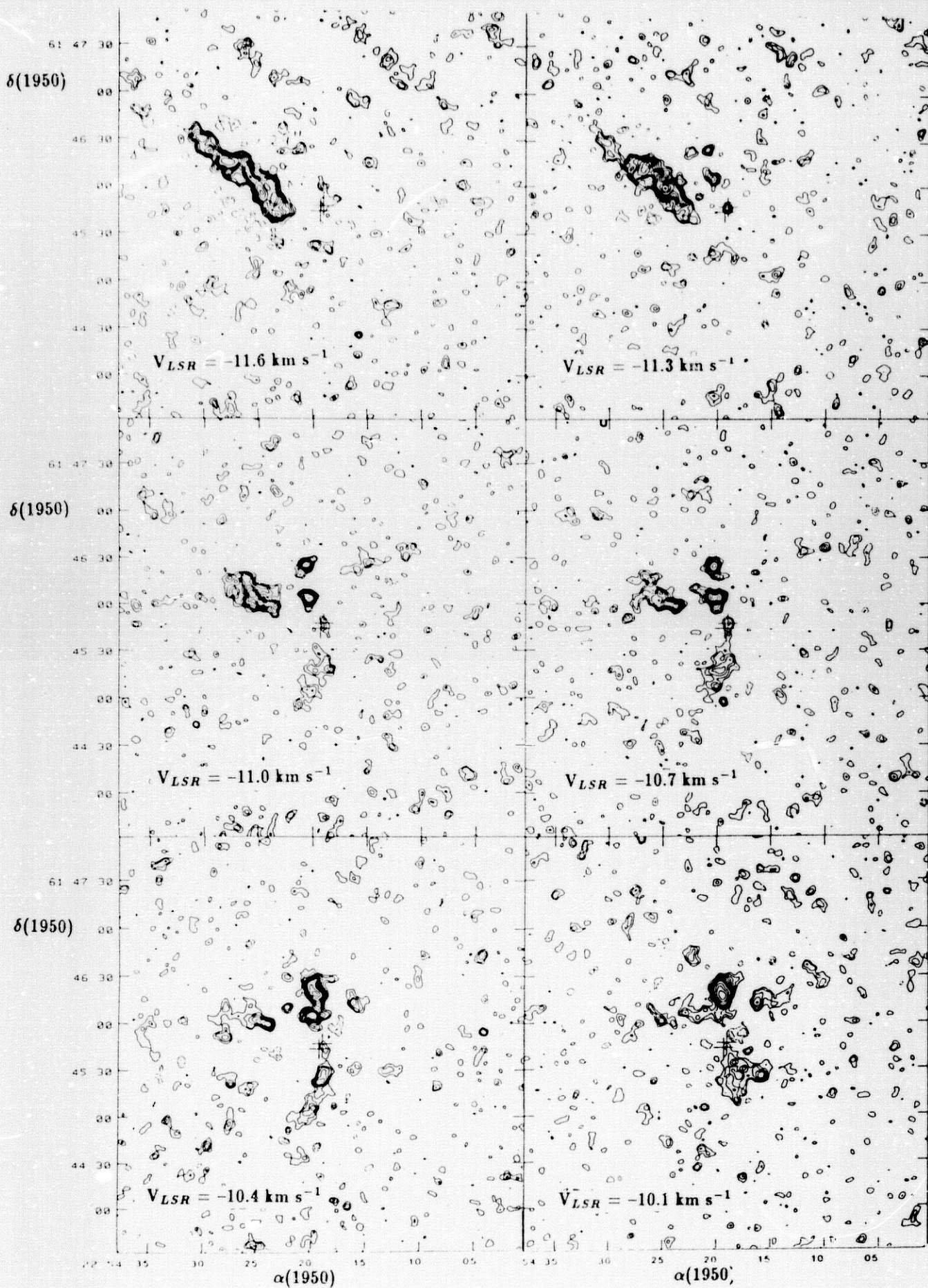


Figura 4.2. (a) (cont) En el mapa correspondiente a $V_{LSR} = -11.6 \text{ km s}^{-1}$ se señala la escala característica de las ondulaciones de Cep A-3.

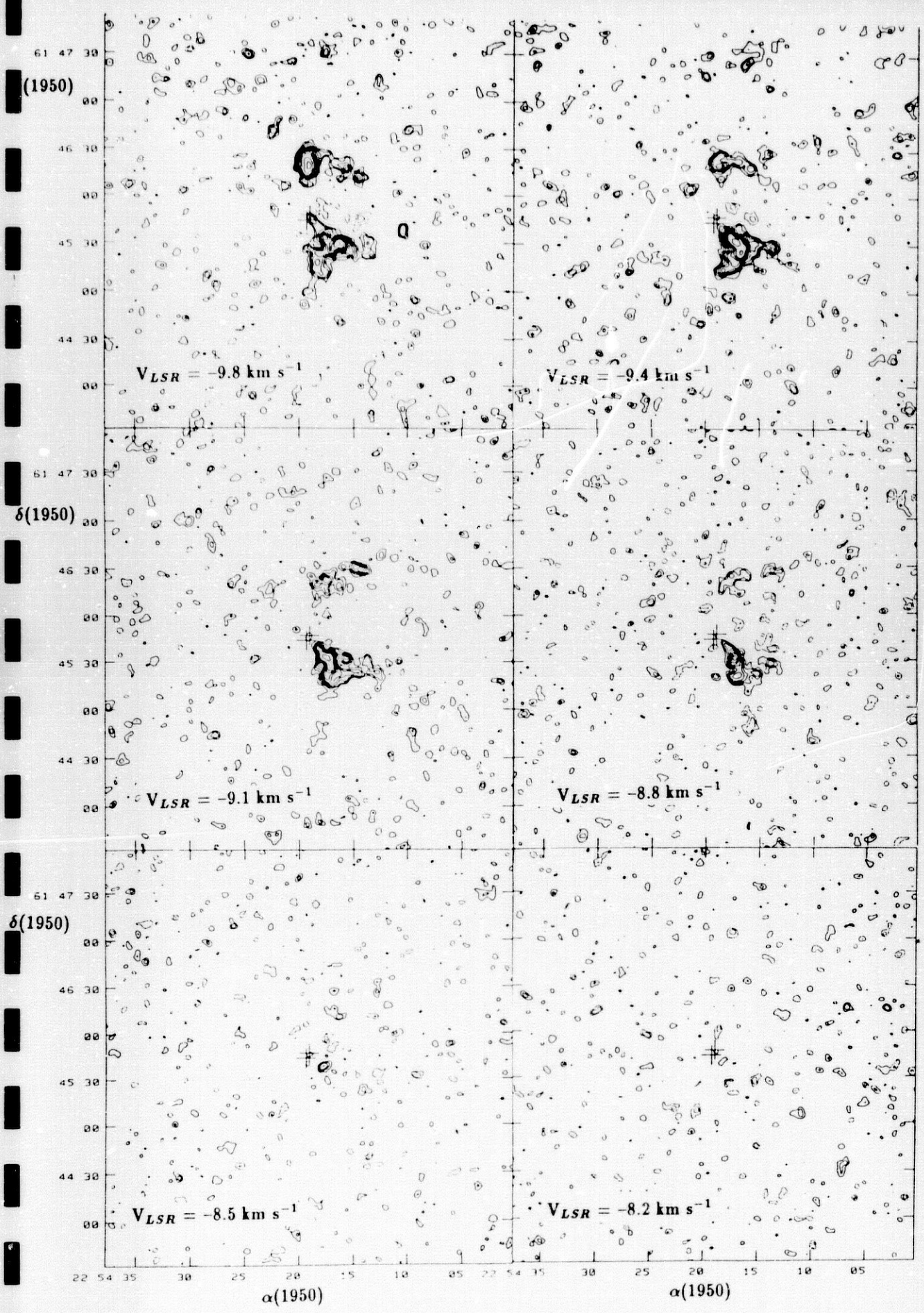


Figura 4.2. (a) (cont)

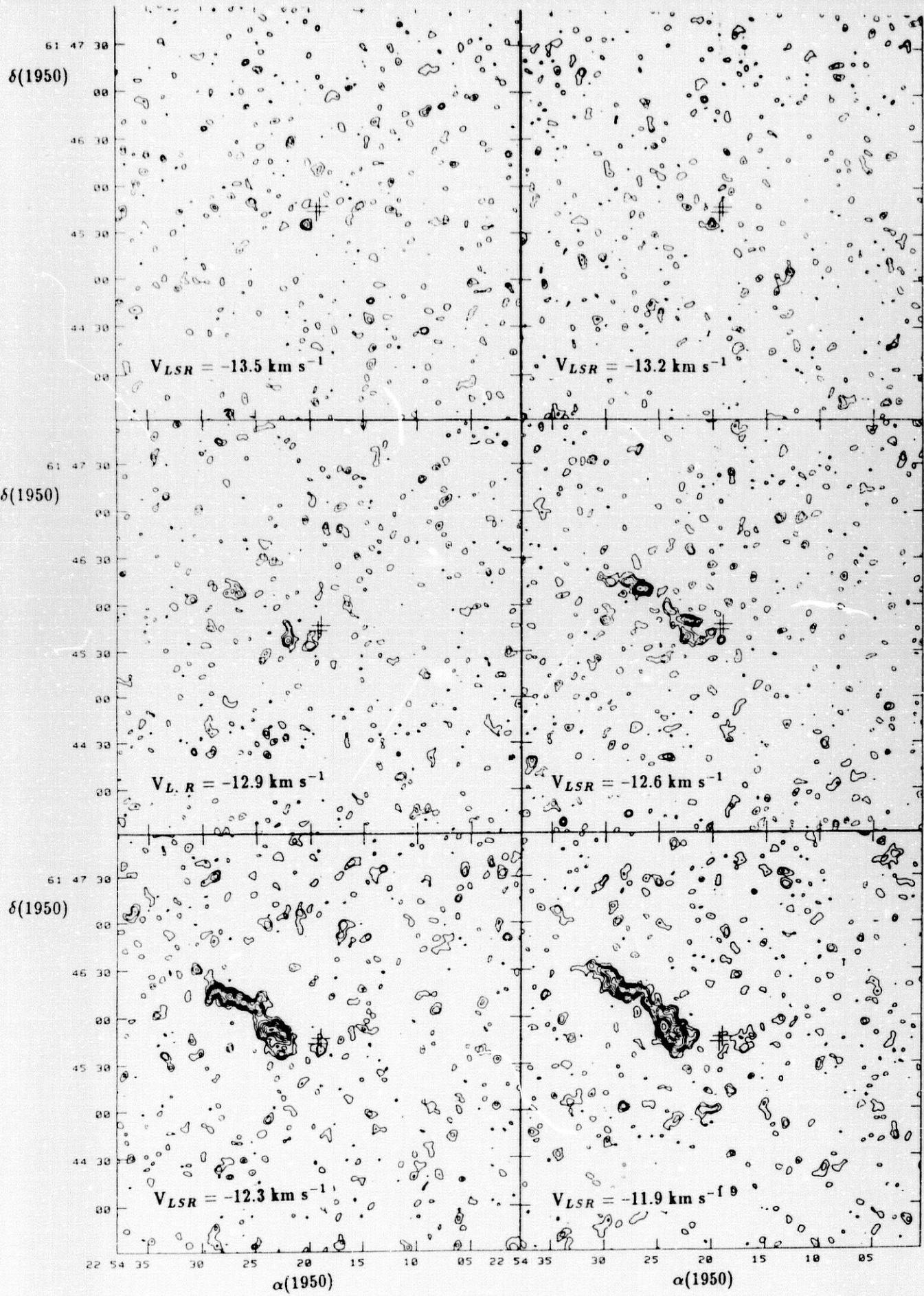


Figura 4.2. (b) Igual a a) pero para la línea (2,2;p). Los niveles representados son $-50, -40, -30, -20, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 120, 140 \text{ mJy haz}^{-1}$.

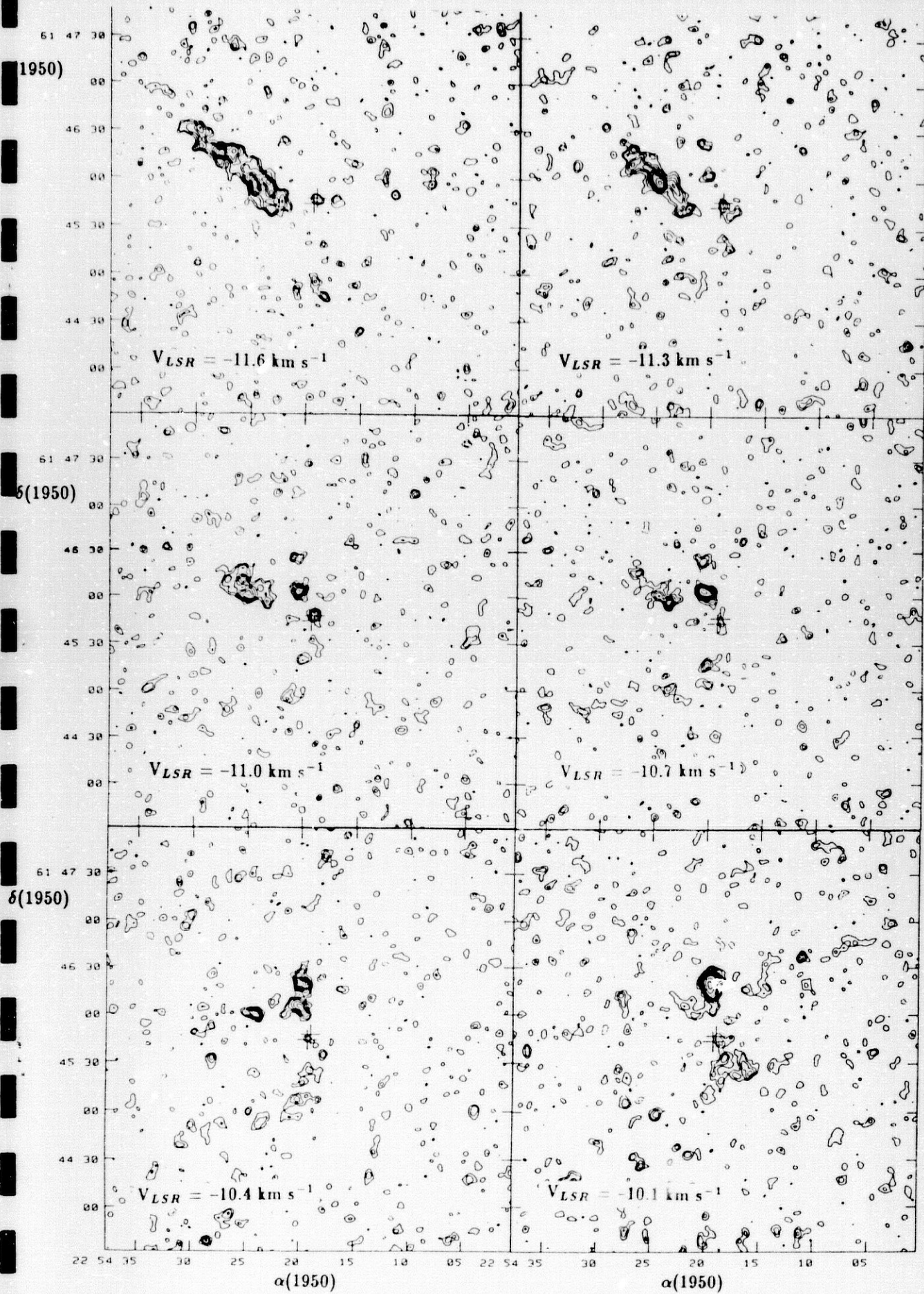


Figura 4.2. (b) (cont)

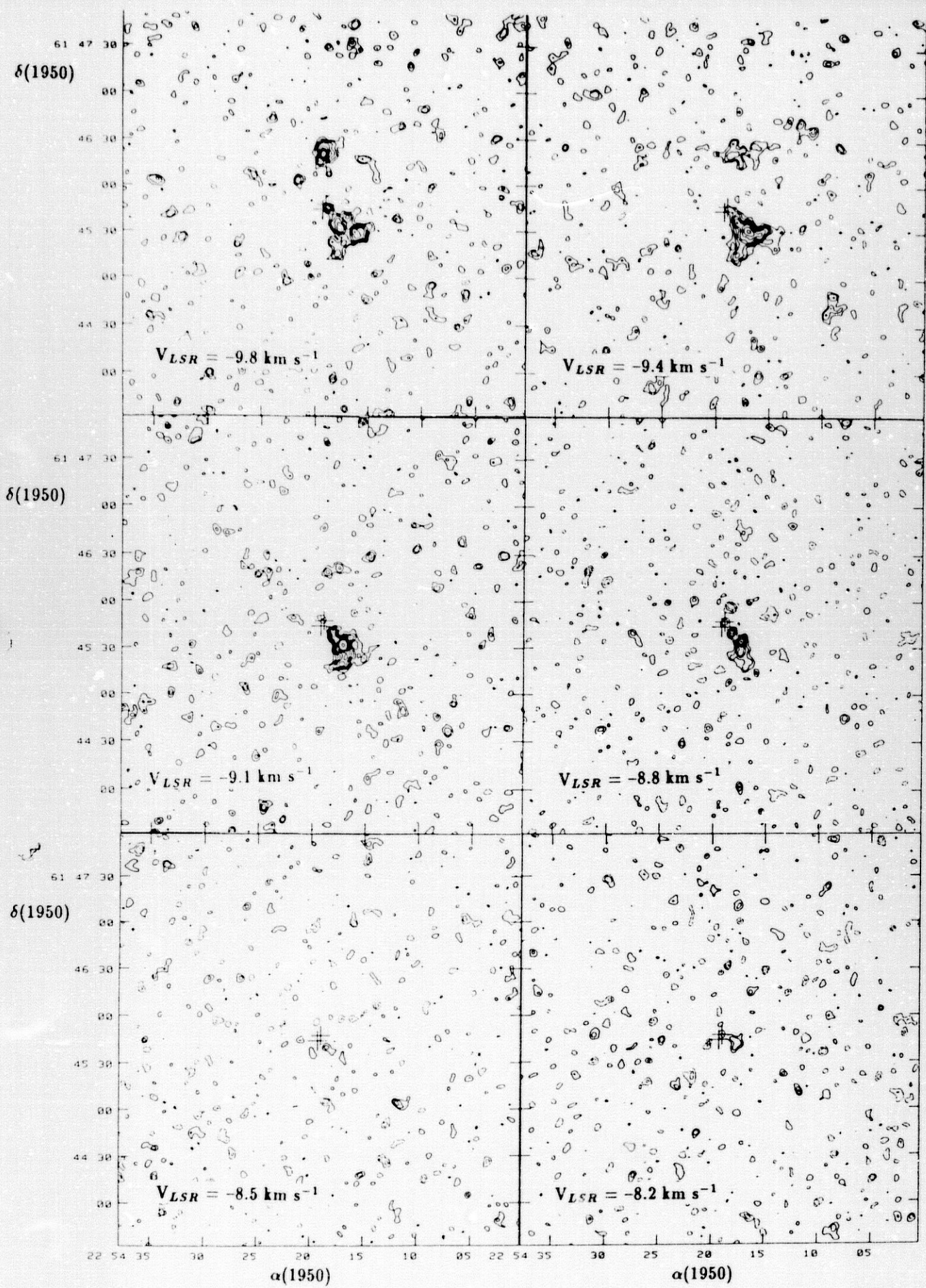


Figura 4.2. (b) (cont)

encuentra situada fundamentalmente hacia el Este, mientras que en el más desplazado al rojo ($V_{LSR} = -9.8$ a -8.8 km s^{-1}) ésta se encuentra hacia el Oeste. En ambos intervalos detectamos interesantes estructuras en forma de arcos o filamentos, que estaban por debajo del límite detectable en la observaciones de T85 y T86. Cep A-2 muestra además una nueva subcondensación ($V_{LSR} = -11.3 \text{ km s}^{-1}$ a -10.4 km s^{-1} , Fig. 4.2) al Sur de la detectada por T85 y T86. Sobre ello volveremos en §4.3.2.

La emisión de la línea (2,2;p) es, en general, menos intensa que la de la (1,1;p). Comparando ambas vemos además que las nuevas emisiones detectadas en forma de filamentos en la línea (1,1;p) en Cep A-1 y Cep A-2, no aparecen en la línea (2,2;p) ($V_{LSR} = -10.7 \text{ km s}^{-1}$ a -8.8 km s^{-1} , Fig. 4.2). Existen, sin embargo, una serie de canales en los que parte del gas más próximo a la fuente emite con menos intensidad en la línea (1,1;p). Estas diferencias se acentúan en los momentos de orden 0 (§4.3.2) y las estudiaremos de forma cuantitativa mediante el cociente de ambas emisiones (§4.3.5).

Tras realizar la sustracción del continuo hemos tomado dos espectros de las líneas (1,1) y (2,2) en la posición del centro de actividad, ($\alpha(1950) = 22^{\text{h}} 54^{\text{m}} 18^{\text{s}}.99$ y $\delta(1950) = 61^{\circ} 45' 46.8''$). Presentamos dichos espectros respectivamente en las Figuras 4.3a y b, donde se ve que la línea principal es tan ancha que se confunde con las satélites interiores. La anchura de las líneas (1,1) y (2,2) a potencia mitad del máximo ($S_{\nu}(\text{máx}) \sim 37 \text{ mJy haz}^{-1}$ y 45 mJy haz^{-1} respectivamente) es de 8.5 km s^{-1} y 6.4 km s^{-1} respectivamente.

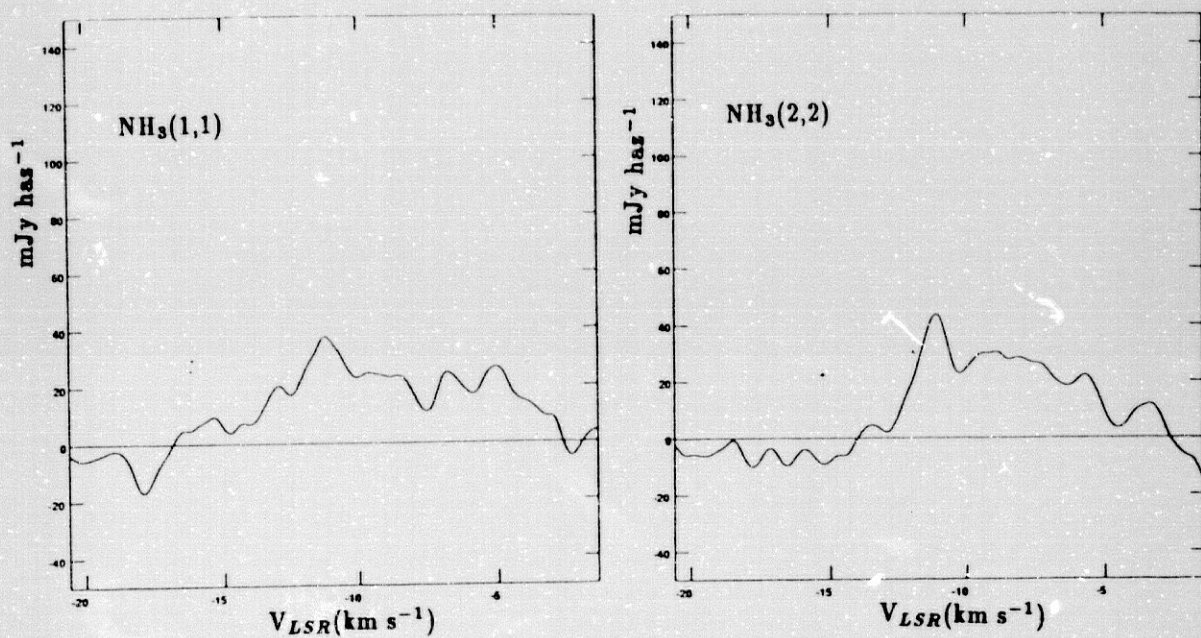


Figura 4.3. Espectros de las líneas de inversión $(J,K)=(1,1)$ y $(2,2)$ del NH_3 observado en la posición del centro de actividad ($\alpha(1950) = 22^{\text{h}} 54^{\text{m}} 18^{\text{s}}.99$, $\delta(1950) = 61^{\circ} 45' 46''.8$). Han sido obtenidos con un pesado natural de $40 \text{ k}\lambda$, lo cual genera un haz sintetizado de $5.4'' \times 5.3''$, p.a. = -58° . El continuo ha sido ya sustraído. Ambos espectros han sido suavizados en velocidad con un pesado hanning de 3 canales.

4.3.2 Momentos de orden 0

Con el fin de obtener la emisión total del gas estimamos los momentos de orden 0 de la emisión. Para ello hemos sustraído el continuo (calculado como indicamos anteriormente) a los mapas de los canales individuales y los hemos sumado aplicándoles un corte en flujo de 15 mJy, con el fin de elevar la relación señal-ruido del mapa integrado (Figura 4.4). En las Figuras 4.4a y 4.4b presentamos las emisiones de las líneas principales de NH_3 (1,1) y (2,2) respectivamente. En la Figura 4.4c presentamos la emisión total integrada de las líneas (1,1) y (2,2), (es decir, los 63 canales de la (1,1) sumados con los 63 canales de la (2,2)) ($V_{LSR} = -20.6$ a -1.4 km s⁻¹). En la Figura 4.4d presentamos la emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ observada también con el VLA por T85. Para obtener las variaciones relativas entre satélite y principal, y por tanto de opacidad, hemos realizado los cocientes entre las intensidades de dichas líneas (ver §4.3.4).

Las tendencias que señalábamos en los mapas individuales (§4.3.1) se ven más claramente en estas figuras. En la Figura 4.4a se aprecia como en Cep A-1 y Cep A-2 aparecen estructuras filamentosas, así como la forma ondulada de Cep A-3. La emisión integrada de esta última nos da una estructura similar a la obtenida en las observaciones anteriores de NH_3 de T85 y T86. Es patente también en la Figura 4.4 la existencia de amoníaco entre Cep A-2 y Cep A-3 (ver también Figura 4.2a, $V_{LSR} = -10.1$ km s⁻¹), así como entre Cep A-1 y Cep A-3 (ver también Figura 4.2a, $V_{LSR} = -13.5$ km s⁻¹ a -12.2 km s⁻¹). Nótese, por último, el desplazamiento ($\sim 15''$) del centro de actividad respecto al eje del conjunto Cep A-1+Cep A-3.

Comparando la emisión integrada de las líneas (1,1;p) y (2,2;p) se ob-

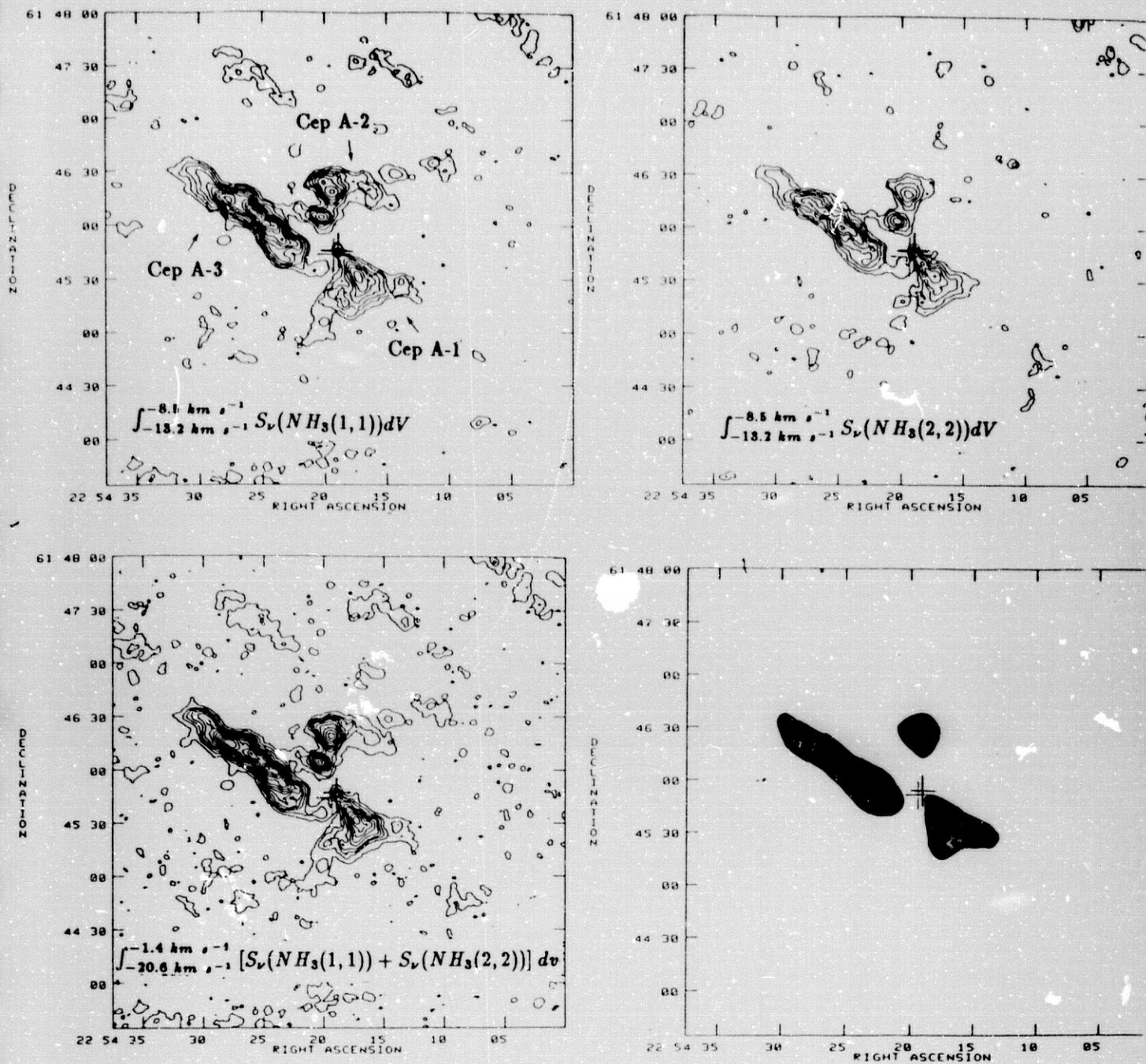


Figura 4.4. (a,b,c) Mapas de las emisiones integradas en los intervalos indicados en la figura, correspondientes a la línea principal (a,b) y a la principal junto a las satélites interiores (c). Los niveles representados son: (a) de 10 a 230 mJy haz⁻¹ km s⁻¹ cada 20 mJy haz⁻¹ km s⁻¹, (b) de 10 a 150 mJy haz⁻¹ km s⁻¹ cada 20 mJy haz⁻¹ km s⁻¹, c) de 10 a 530 mJy haz⁻¹ km s⁻¹ cada 40 mJy haz⁻¹ km s⁻¹. d) Mapa de T85 de NH₃(1,1) a -9.8 km s⁻¹ para Cep A-1 y Cep A-2, y -12.2 km s⁻¹ para Cep A-3, con una resolución espectral de 1.5 km s⁻¹ y un haz de 12". La emisión del continuo ha sido sustraída. Los mapas han sido realizados con un pesado natural de 40 kλ (haz sintetizado 5.4" × 5.3", p.a. = -58°). Se señala con una cruz la posición de los máseres de H₂O y OH (Cohen *et al.* 1984, 1991).

serva de nuevo que los filamentos anteriormente descritos en la primera de ellas no aparecen en la segunda. Por el contrario, la emisión que une el centro de actividad y Cep A-3 es más intensa para la línea (2,2;p) que para la (1,1;p) (ver §4.3.5).

Comparando con las observaciones anteriores de NH_3 de T85 y T86 destaca la detección de una segunda condensación en Cep A-2, de intensidad similar a la detectada anteriormente, pero situada $18''$ más al Sur. Esto podría deberse, en las observaciones previas, a una anulación de esta emisión por el lóbulo negativo superpuesto de las otras condensaciones. Ello se produciría debido a una menor resolución en velocidad ($0.6 - 1.5 \text{ km s}^{-1}$) que incluiría en el mismo canal emisión negativa de las demás condensaciones, presentando un valor mínimo en su intersección. Las demás diferencias entre dichos mapas y los aquí presentados se pueden explicar por la diferente sensibilidad y resolución angular de las observaciones.

4.3.3 Cinemática de la región

Nuestra elevada resolución en velocidad (0.3 km s^{-1}) nos ha permitido obtener una completa información sobre la cinemática de la región. Para su análisis han sido fundamentales los momentos de orden 1 de la emisión y los diagramas posición-velocidad. Los momentos de orden 2 se ven muy afectados por el ruido en nuestros datos, por lo que no reflejan la variación de la anchura de las líneas en la región. Sin embargo sí es posible una descripción aproximada de esta variación en base a los diagramas posición-velocidad.

Los momentos de orden 1 de la emisión nos dan información sobre la velocidad media de ésta. Para estimarlos hemos sustraído el continuo a los mapas de los canales individuales, y aplicado un corte en flujo de 15 mJy, con el fin de elevar la razón señal-ruido de los mapas resultantes. En la Figura 4.5 presentamos los mapas de dichos momentos para las líneas (1,1;p) y (2,2;p).

En ellos se puede apreciar un comportamiento similar en Cep A-1 y Cep A-2, *i.e.*, una variación de velocidad del azul al rojo en la dirección este-oeste de $\sim 2.5 \text{ km s}^{-1}$. Cep A-3 presenta una velocidad media prácticamente constante, desplazada $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$ al azul respecto a las otras dos condensaciones. Hay que exceptuar su parte más cercana a Cep A-2, donde hay una franja con una velocidad media más próxima a la de dicha condensación. El gas que une Cep A-3 con el centro de actividad está desplazado al azul respecto al resto del gas de Cep A.

Para seleccionar las direcciones de los cortes posición-velocidad en Cep A-1 y Cep A-2 hemos tenido en cuenta la dirección de variación de los momentos de orden 1, que como hemos dicho es este-oeste. En Cep A-3 hemos hecho un corte a lo largo de su eje mayor, así como en varias direcciones perpendiculares. A continuación describimos los resultados obtenidos para la línea (1,1). La ventana en velocidad de los cortes posición-velocidad incluye la emisión de las satélites interiores (1,1;si). Los cortes posición-velocidad para la línea (2,2) son similares a los de la (1,1), por lo que no los presentamos aquí. En la Figura 4.6 presentamos, junto con los cortes, las direcciones en que éstos han sido realizados sobre un mapa de la emisión total integrada de las líneas (1,1) y (2,2).

Los momentos de orden 1 de la emisión nos dan información sobre la velocidad media de ésta. Para estimarlos hemos sustraído el continuo a los mapas de los canales individuales, y aplicado un corte en flujo de 15 mJy, con el fin de elevar la razón señal-ruido de los mapas resultantes. En la Figura 4.5 presentamos los mapas de dichos momentos para las líneas (1,1;p) y (2,2;p).

En ellos se puede apreciar un comportamiento similar en Cep A-1 y Cep A-2, i.e., una variación de velocidad del azul al rojo en la dirección este-oeste de $\sim 2.5 \text{ km s}^{-1}$. Cep A-3 presenta una velocidad media prácticamente constante, desplazada $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$ al azul respecto a las otras dos condensaciones. Hay que exceptuar su parte más cercana a Cep A-2, donde hay una franja con una velocidad media más próxima a la de dicha condensación. El gas que une Cep A-3 con el centro de actividad está desplazado al azul respecto al resto del gas de Cep A.

Para seleccionar las direcciones de los cortes posición-velocidad en Cep A-1 y Cep A-2 hemos tenido en cuenta la dirección de variación de los momentos de orden 1, que como hemos dicho es este-oeste. En Cep A-3 hemos hecho un corte a lo largo de su eje mayor, así como en varias direcciones perpendiculares. A continuación describimos los resultados obtenidos para la línea (1,1). La ventana en velocidad de los cortes posición-velocidad incluye la emisión de las satélites interiores (1,1;si). Los cortes posición-velocidad para la línea (2,2) son similares a los de la (1,1), por lo que no los presentamos aquí. En la Figura 4.6 presentamos, junto con los cortes, las direcciones en que éstos han sido realizados sobre un mapa de la emisión total integrada de las líneas (1,1) y (2,2).

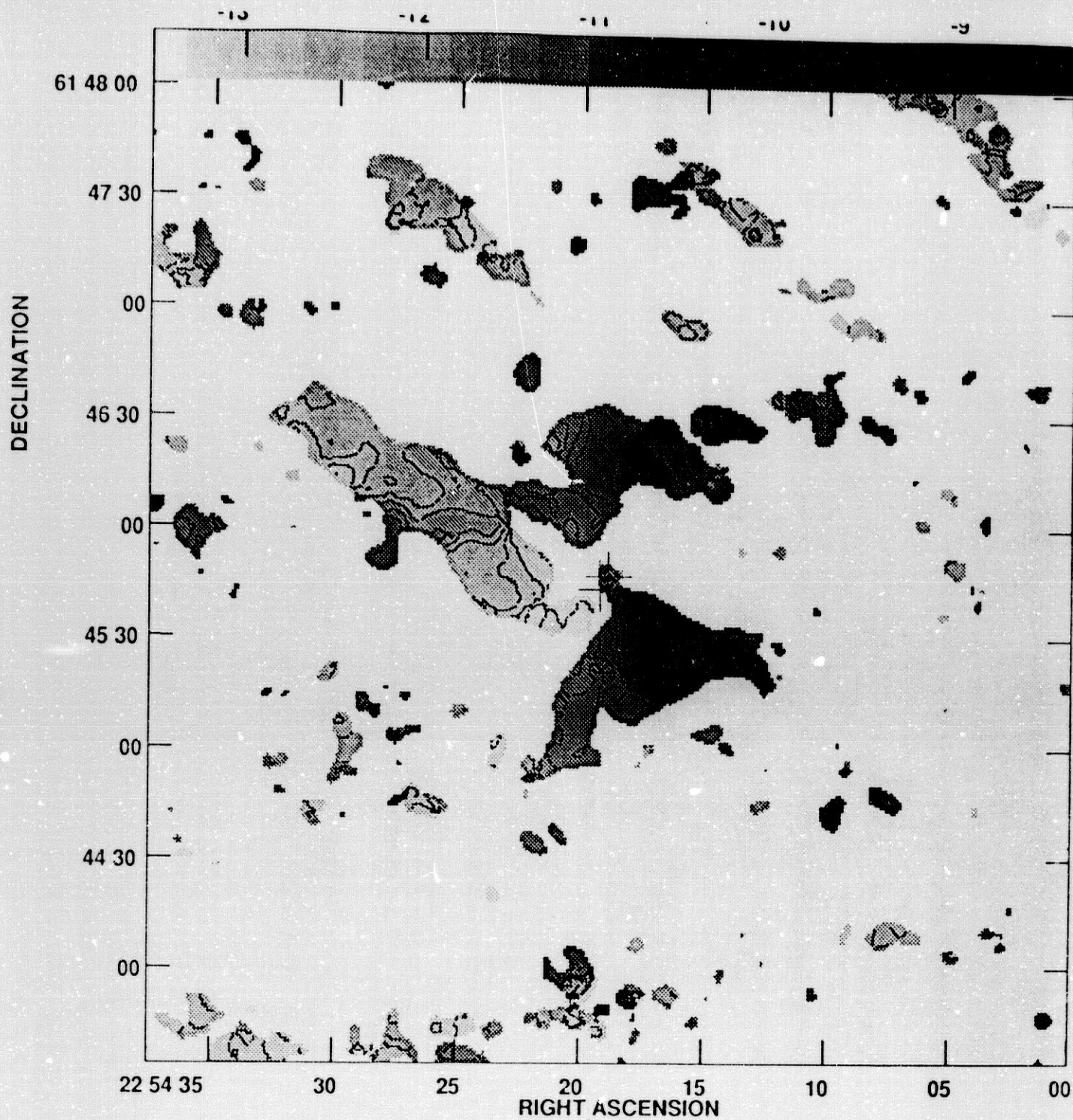


Figura 4.5. (a) Mapa del momento de orden 1 de la línea (1,1;p) calculado en el intervalo de velocidades $V_{LSR} = (-13.2, -8.5) \text{ km s}^{-1}$. Se indican los contornos de -13.2 a -8.7 km s^{-1} cada 0.3 km s^{-1} . La escala de grises (parte superior) es lineal, y va de -13.2 a -8.7 km s^{-1} de izquierda a derecha. El continuo ha sido sustraído. El mapa ha sido realizado con un peso natural de $40 \text{ k}\lambda$. El haz sintetizado tiene un tamaño de $5.4'' \times 5.3''$, p.a. = -58° .

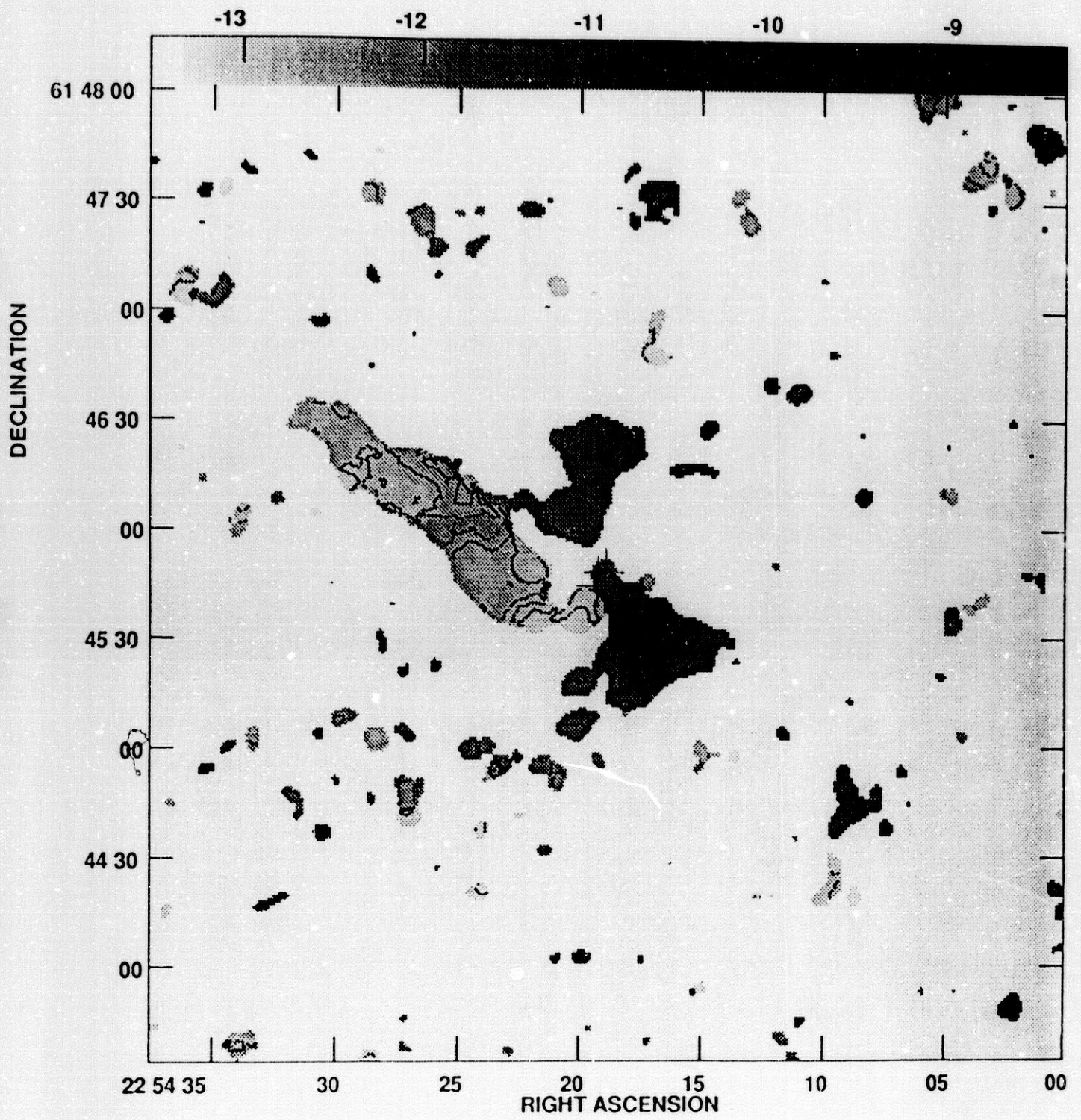


Figura 4.5. (b) Igual a (a) pero para la línea (2,2,p).

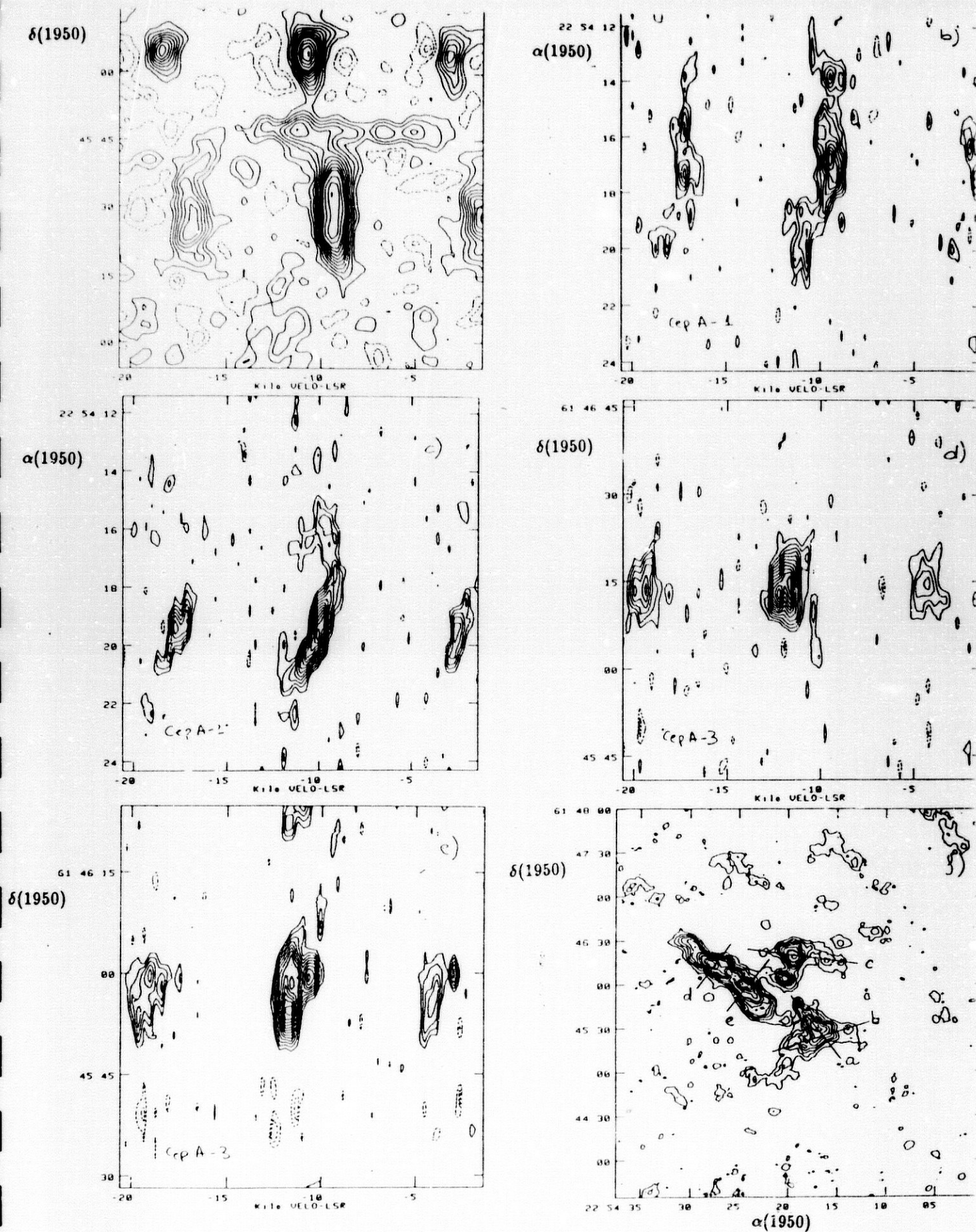


Figura 4.6. Diagramas posición-velocidad de $\text{NH}_3(1,1)$ construidos a lo largo de las líneas señaladas en (f): (a) línea a, niveles de $-18, -12, -6, 6, 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48, 54, 60, 72, 84, 96$ y 108 mJy haz^{-1} , (b) línea b, niveles $-30, -20, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 \text{ mJy haz}^{-1}$, (c) línea c, niveles de $-30, -20, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 120, 130 \text{ mJy haz}^{-1}$, (d) línea d, niveles iguales a c), (e) línea e, niveles $-30, -20, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 110, 120, 130$ y 140 mJy haz^{-1} . La emisión de continuo ha sido sustraida. Los mapas han sido realizados con un pesado natural de $40 \text{ k}\lambda$, lo cual genera un haz sintetizado de $5.4'' \times 5.3''$, p.a. = -58° . La ventana de velocidad cubre la línea principal y satélite de la (1,1). El corte (a) ha sido suavizado en velocidad con un boxcar de 5 canales. (f) Igual a la Figura 4.4(a). Se señalan las líneas a lo largo de las que se han realizado los cortes

En Cep A-1 los cortes son típicamente como los presentados en la Figura 4.6a y b. En el corte a se puede apreciar la gran anchura de la línea en la posición del centro de actividad. En la parte superior de dicho corte aparece emisión correspondiente a la condensación Cep A-2. La emisión más intensa de Cep A-1 tiene una velocidad de $V_{LSR} \sim -9.5 \text{ km s}^{-1}$, y en el lado este de la condensación existe una emisión desplazada al azul, a $V_{LSR} = -11.3 \text{ km s}^{-1}$ (corte b). Esta se corresponde con el filamento que indicábamos en los canales individuales y momentos de orden 0.

Cep A-2 presenta dos subcondensaciones, una al Norte y otra al Sur. El Norte de Cep A-2 (Figura 4.6c; corte c) presenta un diagrama en forma de C, con un gradiente de velocidad entre -11.4 y -9 km s^{-1} , y a continuación un punto de curvatura en velocidad volviendo a $\sim -11.3 \text{ km s}^{-1}$. Esta zona de inversión de las velocidades corresponde a la estructura filamentaria de Cep A-2. Puesto que en ella el gas presenta dos componentes de velocidad, el momento de orden 1 no refleja la cinemática real del gas. En cuanto a la parte sur de Cep A-2, hay un gradiente en el mismo sentido que la norte, que va de -11.0 a -10.3 km s^{-1} .

Cep A-3, tiene una componente de velocidad constante a $V_{LSR} \sim -11.6 \text{ km s}^{-1}$ a la que se superponen en su zona central dos componentes a -12.3 km s^{-1} y -10.7 km s^{-1} (Figs 4.6d y e; cortes d y e). Por ello, la cinemática del gas no está bien definida por el momento de orden 1. En lo que se refiere a las anchuras de las líneas, hay que destacar el espectro de ancho excepcionalmente grande de la posición del centro de actividad como hemos visto anteriormente (Fig. 4.3). En Cep A-1 los anchos típicos son de $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ y en Cep A-2 de $\sim 0.8 \text{ km s}^{-1}$. En el centro de Cep A-3

hay una zona con mayor dispersión de velocidad ($\sim 2 \text{ km s}^{-1}$), que se debe a la superposición en esta zona de varias componentes de velocidad.

4.3.4 Opacidad

Nuestras observaciones de amoniaco incluyen las líneas satélites interiores de la estructura hiperfina del estado rotacional (1,1) y por tanto hemos podido obtener la profundidad óptica de la línea principal. La baja relación señal/ruido de la emisión de las líneas satélites impidió realizar el cociente entre los mapas de la línea principal y las líneas satélites. Por ello en la Tabla 4.1 presentamos valores típicos de opacidad en las tres condensaciones, obtenidos por ajustes gaussianos a los espectros. Como vemos en ella, en las condensaciones existen variaciones significativas de opacidad. No ha sido posible calcular en las estructuras filamentosas de Cep A-1 y Cep A-2 la opacidad, debido a la baja relación señal a ruido, por lo que no podemos dilucidar si la existencia de estas condensaciones en la línea (1,1;p) y no en la (2,2;p) se debe a una baja temperatura rotacional.

4.3.5 Temperatura rotacional

La temperatura rotacional entre los estados (1,1;p) y (2,2;p) del amoniaco es un buen indicador de temperatura cinética para temperaturas bajas (Ho y Townes, 1983). Para temperaturas cinéticas $T_K > 40 \text{ K}$, la $T_{rot}(2,2;1,1)$ subestima la T_K pues los estados de energía rotacionales más altos se hacen importantes (Walmsley y Ungerechts 1983; Danby et al. 1988). En la Figura 4.7 presentamos el cociente de la emisiones integradas de las líneas

Tabla 4.1: Opacidades en Cep A

Posiciones	$S_\nu(1, 1; p)^{(a)}$ (mJy haz ⁻¹)	$S_\nu(1, 1; si)^{(a)}$ (mJy haz ⁻¹)	$\tau(1, 1; p)^{(b)}$
Cep A-1			
22 ^h 54 ^m 16.06° 61° 45' 32.4"	69 ± 10	45 ± 7	3.6 ± 1.6
22 ^h 54 ^m 17.30° 61° 45' 31.6"	135 ± 11	62 ± 11	1.7 ± 0.8
22 ^h 54 ^m 17.86° 61° 45' 15.6"	53 ± 9	41 ± 6	5.2 ± 2.9
Cep A-2			
22 ^h 54 ^m 18.88° 61° 46' 14.0"	100 ± 8	36 ± 6	0.8 ± 0.6
22 ^h 54 ^m 19.24° 61° 46' 18.8"	171 ± 12	77 ± 8	1.6 ± 0.5
22 ^h 54 ^m 19.89° 61° 46' 05.2"	133 ± 10	39 ± 7	0.1 ± 0.6
22 ^h 54 ^m 20.23° 61° 46' 04.4"	155 ± 11	59 ± 8	1.0 ± 0.5
Cep A-3			
22 ^h 54 ^m 24.85° 61° 45' 58.8"	144 ± 13	53 ± 9	0.8 ± 0.6
22 ^h 54 ^m 25.75° 61° 46' 06.8"	106 ± 9	48 ± 9	1.6 ± 0.8
22 ^h 54 ^m 28.80° 61° 46' 16.4"	107 ± 8	65 ± 6	3.1 ± 0.8

(a) Valores obtenidos de los ajustes gaussianos a los espectros. $S_\nu(1, 1; si)$ es el promedio de los dos satélites $S_\nu(1, 1; si1)$ y $S_\nu(1, 1; si2)$.

(b) Opacidad obtenida del cociente $S_\nu(1, 1; p)/S_\nu(1, 1; si) = (1 - e^{-\tau(1, 1; p)}) / (1 - e^{-\tau(1, 1; p) \times 0.28})$ (Ho y Townes 1983).

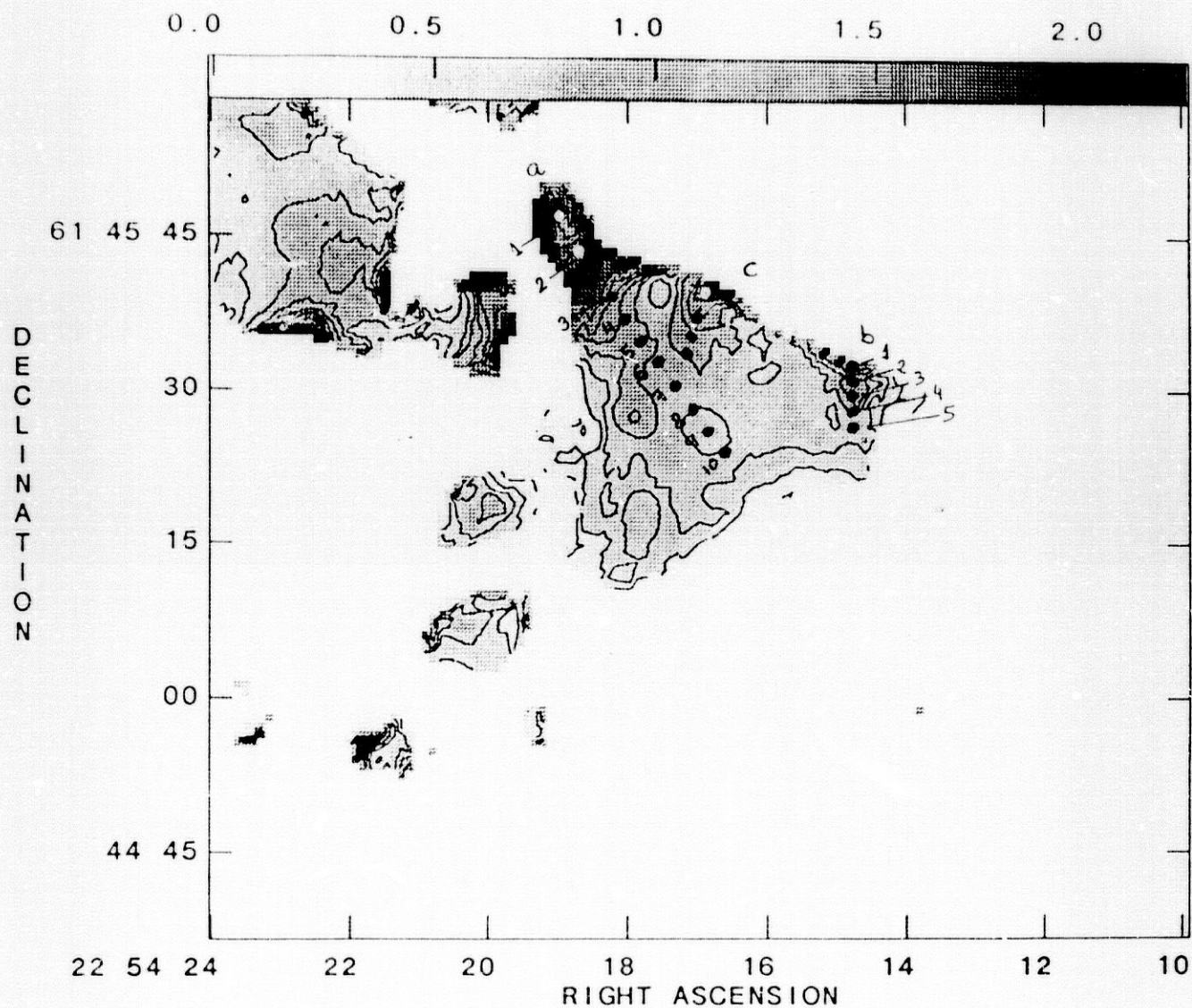


Figura 4.7. (a) Mapa de contornos del cociente $S_v(2, 2; p)/S_v(1, 1; p)$ para Cep A-1, integrado sobre el intervalo de velocidad $(-13.2, -8.5) \text{ km s}^{-1}$. Los niveles representados van de 0.2 a 2.2, con un paso de 0.2. Hemos obtenido el mapa resultante del cociente aplicando un corte de 7 mJy km s^{-1} a ambas emisiones integradas. Las letras a, b y c señalan las direcciones de los cortes indicados en el texto. La numeración de los cortes a y b es la correspondiente a la Tabla 4.2a.

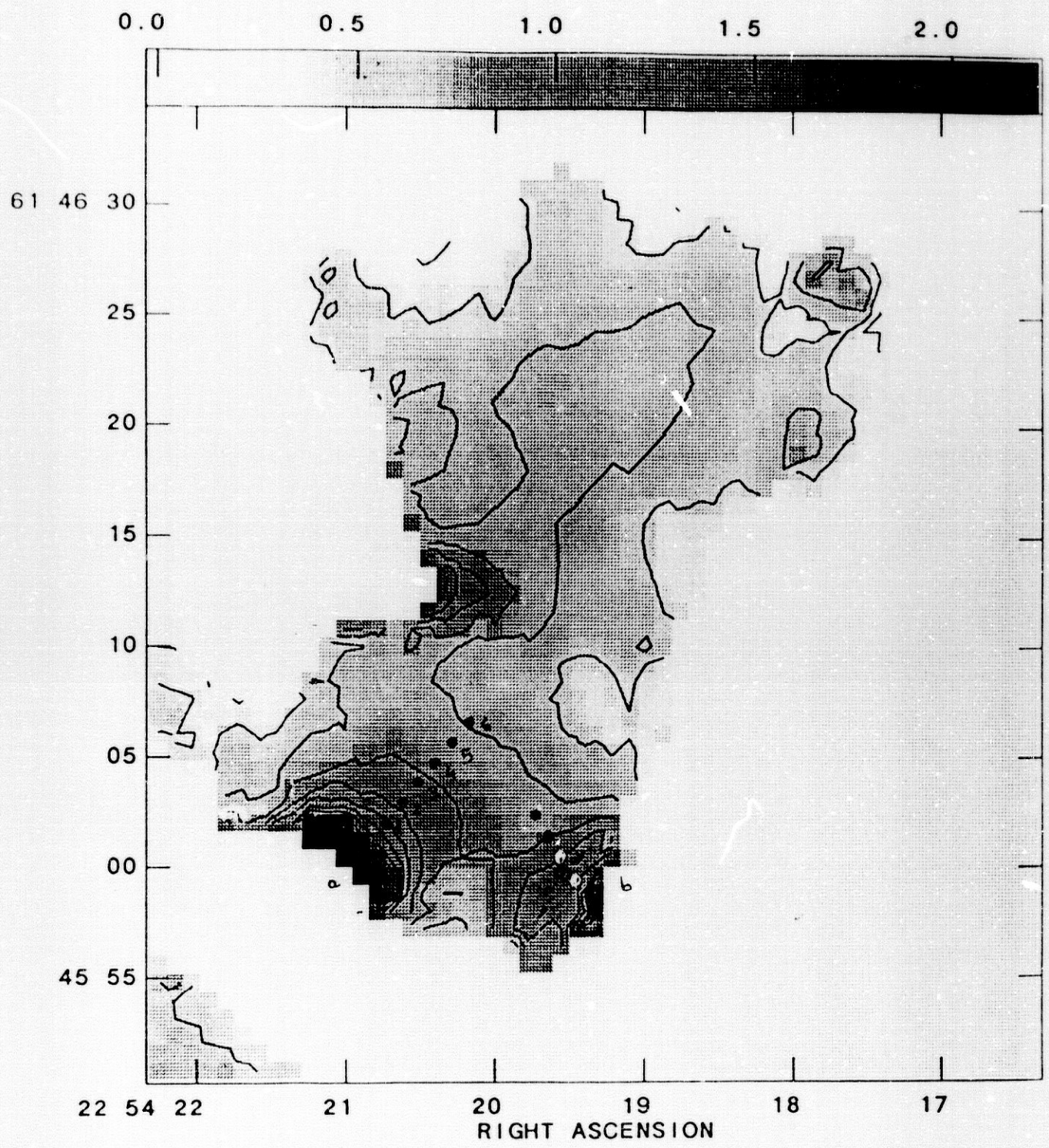


Figura 4.7. (b) Igual a (a) pero para Cep A-2. Las letras a, y b señalan las direcciones de los cortes indicados en el texto. La numeración del corte a es la correspondiente a la Tabla 4.2b.

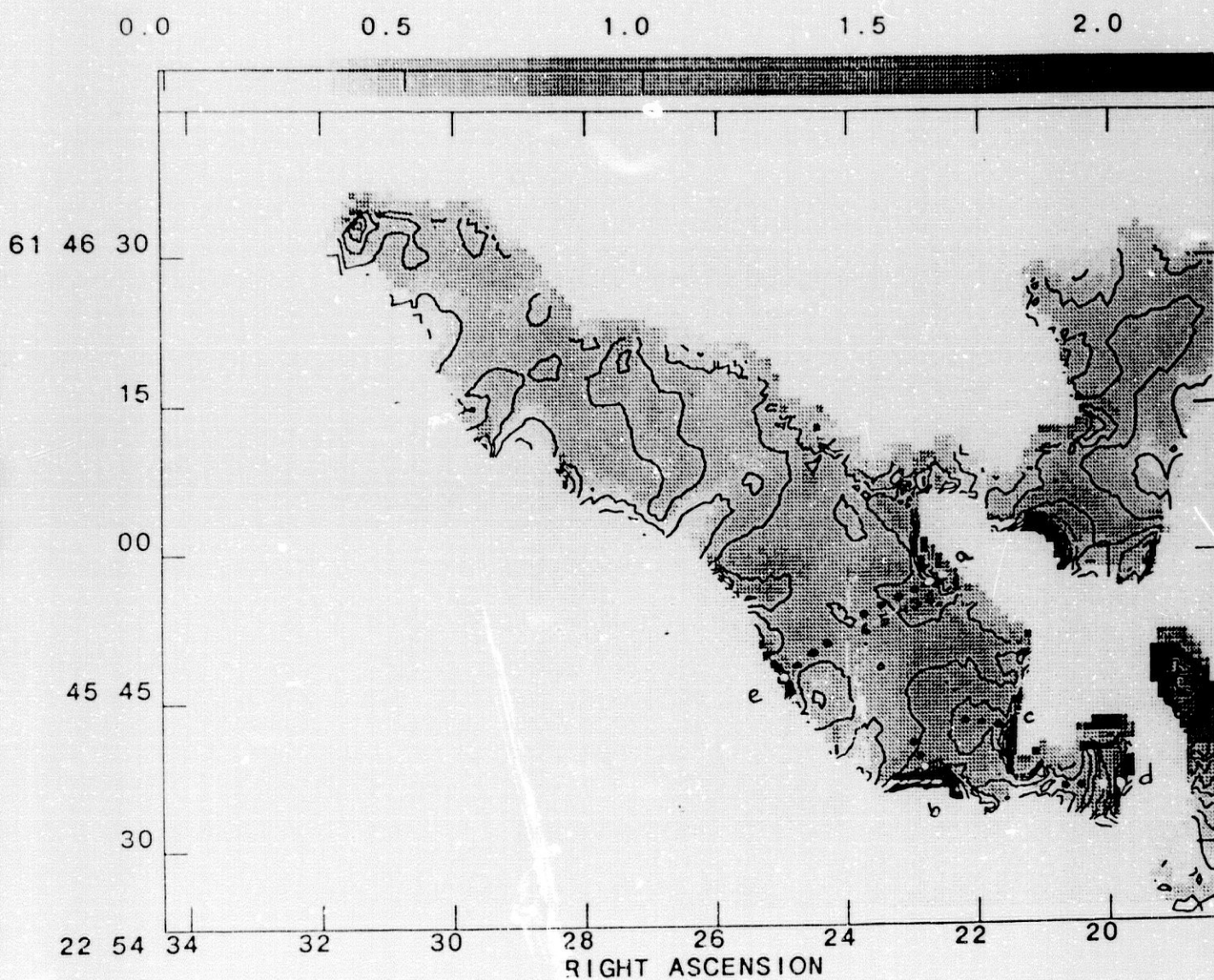


Figura 4.7. (c) Igual a (a) pero para Cep A-3. Las letras a, b, c, d y e señalan las direcciones de los cortes indicados en el texto. La numeración del corte a es la correspondiente a la Tabla 4.2c.

(2,2;p) y (1,1;p), ambas con un corte en flujo de $7 \text{ mJy haz}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. Las variaciones de este cociente se corresponden con variaciones de la temperatura rotacional si la opacidad es constante y las anchuras de las líneas (1,1;p) y (2,2;p) son proporcionales en todos los puntos (Ho y Townes, 1983). Asimismo, en los bordes de la emisión pueden darse valores irreales en el cociente debido a una baja relación señal a ruido. Por ello, hemos tomado espectros en las direcciones de cambio del cociente, ajustando gaussianas a las líneas principales (1,1;p) y (2,2;p), y satélites interiores de la (1,1). Estas direcciones se señalan en la Figura 4.7. Mostramos en la Tabla 4.2 las opacidades y temperaturas rotacionales así obtenidas. En el corte a de Cep A-1 (Figura 4.7a, Tabla 4.2a), no hemos podido calcular la T_{rot} en la zona del centro de actividad (posición 1) pues las líneas satélites se confunden en la emisión ancha de la fuente, aunque sí hemos podido delimitar $T_{rot} \geq 39 - 48 \text{ K}$ para todo el intervalo de velocidad con emisión, correspondiente a $\tau \geq 0$. La posición 2 está situada entre el centro de actividad y Cep A-1, con una emisión $\leq 3 \sigma$. En las posiciones siguientes vemos como la T_{rot} varía desde un valor de 18 K en la posición más alejada de la fuente, hasta $\geq 41 \text{ K}$ en el borde de Cep A-1. En el corte b la T_{rot} crece hacia el borde de la condensación de 25 a 32 K. Por último, en las posiciones del corte c la baja razón señal/ruido no ha permitido determinar si hay un verdadero aumento de temperatura.

En la dirección del corte a de Cep A-2 (Figura 4.7b, Tabla 4.2b) hay un aumento claro de temperatura rotacional del centro al borde desde 19 K hasta 33 K. No hemos podido dilucidar si a lo largo del corte b hay una variación real de temperatura o se trata de un efecto de borde o de opacidad. Ello se debe a que en la mayor parte de las posiciones las líneas satélites,

Tabla 4.2a: Temperaturas rotacionales en Cep A-1

	Posiciones ^(a)	$S_{\nu}(1,1;p)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$S_{\nu}(1,1;s)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$S_{\nu}(2,2;p)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$\frac{S_{\nu}(2,2;p)}{S_{\nu}(1,1;p)}$	$\tau(1,1;p)^{(c)}$	$T_{rot}^{(d)}$ (K)
Corte a							
1	22 ^h 54 ^m 18:99	≤ 37 ^(e)	≤ 30 ^(f)	≤ 45 ^(e)	1.2-1.5		≥ 39-48 ^(g)
2	22 ^h 54 ^m 18:67	≤ 30 ^(f)	≤ 30 ^(f)	≤ 30 ^(f)			
3	22 ^h 54 ^m 18:21	59 ± 11	≤ 30 ^(f)	76 ± 9	1.3 ± 0.3	≤ 2.1	≥ 41 ^(g)
4	22 ^h 54 ^m 17:98	94 ± 13	≤ 30 ^(f)	71 ± 11	0.8 ± 0.2	≤ 0.4	≥ 26
5	22 ^h 54 ^m 17:75	124 ± 9	42 ± 9	76 ± 9	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.7	22
6	22 ^h 54 ^m 17:52	135 ± 10	52 ± 10	101 ± 9	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.7	24
7	22 ^h 54 ^m 17:29	128 ± 12	64 ± 12	112 ± 10	0.9 ± 0.1	2.0 ± 1.0	26
8	22 ^h 54 ^m 17:06	116 ± 10	57 ± 10	91 ± 8	0.8 ± 0.1	2.0 ± 0.9	23
9	22 ^h 54 ^m 16:83	123 ± 10	58 ± 10	74 ± 9	0.6 ± 0.1	1.8 ± 0.8	19
10	22 ^h 54 ^m 16:60	105 ± 10	53 ± 10	63 ± 10	0.6 ± 0.1	2.1 ± 1.0	18
Corte b							
1	22 ^h 54 ^m 14:82	≤ 30 ^(f)	≤ 30 ^(f)	≤ 30 ^(f)			
2	22 ^h 54 ^m 14:82	≤ 30 ^(f)	≤ 30 ^(f)	≤ 30 ^(f)			
3	22 ^h 54 ^m 14:82	73 ± 10	41 ± 10	73 ± 9	1.0 ± 0.2	2.6 ± 1.6	32
4	22 ^h 54 ^m 14:82	96 ± 10	43 ± 10	89 ± 8	0.9 ± 0.1	1.6 ± 1.0	29
5	22 ^h 54 ^m 14:82	129 ± 14	58 ± 14	107 ± 9	0.8 ± 0.1	1.6 ± 1.1	25

Tabla 4.2b: Temperaturas rotacionales en Cep A-2

	Posiciones ^(a)	$S_L(1,1;p)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$S_L(1,1;s)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$S_L(2,2;p)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$\frac{S_L(2,2;p)}{S_L(1,1;p)}$	$\tau(1,1;p)^{(c)}$	$T_{rot}^{(d)}$ (K)
		Corte a					
1	22 ^h 54 ^m 20 ^s .74 61° 46' 01''9	84 ± 10	55 ± 7	84 ± 11	1.0 ± 0.2	3.6 ± 1.3	33
2	22 ^h 54 ^m 20 ^s .63 61° 46' 02''9	120 ± 11	65 ± 8	107 ± 10	0.9 ± 0.1	2.4 ± 0.8	25
3	22 ^h 54 ^m 20 ^s .51 61° 46' 03''9	147 ± 11	71 ± 8	121 ± 9	0.8 ± 0.1	1.9 ± 0.6	24
4	22 ^h 54 ^m 20 ^s .40 61° 46' 04''9	157 ± 11	66 ± 8	112 ± 9	0.7 ± 0.1	1.3 ± 0.5	22
5	22 ^h 54 ^m 20 ^s .28 61° 46' 05''9	138 ± 10	52 ± 7	89 ± 9	0.6 ± 0.1	0.9 ± 0.5	22
6	22 ^h 54 ^m 20 ^s .17 61° 46' 06''8	112 ± 9	48 ± 6	64 ± 10	0.6 ± 0.1	1.4 ± 0.6	19

Tabla 4.2c: Temperaturas rotacionales en Cep A-3

	Posiciones ^(a)	$S_{\nu}(1,1;p)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$S_{\nu}(1,1;s)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$S_{\nu}(2,2;p)^{(b)}$ (mJy haz ⁻¹)	$\frac{S_{\nu}(2,2;p)}{S_{\nu}(1,1;p)}$	$\tau(1,1;p)^{(c)}$	$T_{rot}^{(d)}$ (K)
		Corte a					
1	22 ^h 54 ^m 22 ^s .72	61° 45' 57".1	≤ 30 ^(f)	≤ 30 ^(f)	41 ± 11	≥ 1.4	≥ 44 ^(g)
2	22 ^h 54 ^m 22 ^s .91	61° 45' 56".5	41 ± 11	≤ 30 ^(f)	49 ± 12	1.2 ± 0.4	≥ 38 ^(g)
3	22 ^h 54 ^m 23 ^s .09	61° 45' 55".8	57 ± 9	≤ 30 ^(f)	67 ± 11	1.2 ± 0.3	≥ 38 ^(g)
4	22 ^h 54 ^m 23 ^s .27	61° 45' 55".2	86 ± 8	38 ± 17	84 ± 10	1.0 ± 0.1	32
5	22 ^h 54 ^m 23 ^s .46	61° 45' 54".5	92 ± 17	≤ 30 ^(f)	81 ± 8	0.9 ± 0.2	≤ 29 ^(g)
6	22 ^h 54 ^m 23 ^s .64	61° 45' 53".9	118 ± 10	49 ± 10	79 ± 9	0.7 ± 0.1	22

(a) La numeración de estas posiciones corresponde a la señalada en las Figuras 4.7a, b, y c para Cep A-1, Cep A-2 y Cep A-3 respectivamente.

(b) Valores obtenidos de ajustes gaussianos a los espectros. $S_{\nu}(1,1;s)$ es el promedio de la dos satélites $S_{\nu}(1,1;s1)$ y $S_{\nu}(1,1;s2)$.

(c) Opacidad obtenida del cociente $S_{\nu}(1,1;p)/S_{\nu}(1,1;s)$.

(d) Temperatura rotacional obtenida del cociente entre $T_B(2,2;p)$ y $T_B(1,1;p)$ (Ho y Townes, 1983)

(e) En esta posición, correspondiente al centro de actividad, el espectro presenta una distribución no gaussiana, extendida 6-8 km s⁻¹. Por ello indicamos el valor máximo del espectro.

(f) Indicamos el valor de 3 σ como límite superior a la emisión.

(g) Al no poder calcular la opacidad en esta posición, indicamos el límite inferior de la temperatura rotacional si $S_{\nu}(2,2;p)/S_{\nu}(1,1;p) \geq 1$, o el límite superior de la temperatura rotacional si $S_{\nu}(2,2;p)/S_{\nu}(1,1;p) \leq 1$, correspondiente a $\tau(1,1;p) \geq 0$.

y a veces también la principal, estaban por debajo del límite de detección. En el corte a de Cep A-3 (Figura 4.7c, Tabla 4.2c) hemos podido calcular la T_{rot} en todas las posiciones, encontrando un aumento de ésta hacia el borde desde 22 K a ≥ 43 K. En los cortes b, c, d y e no podemos conocer la opacidad en ninguna posición, pues la emisión de las satélites está por debajo de nuestra sensibilidad.

La temperatura rotacional típica de Cep A-1 es ~ 25 K, siendo la de Cep A-2 y Cep A-3 algo inferior (~ 20 K).

4.4 Discusión

4.4.1 Análisis del modelo de disco en rotación

Como hemos dicho, en las observaciones anteriores de T85 y T86 se propuso como modelo para Cep A la existencia de un disco en rotación, constituido por Cep A-1 y Cep A-3, que podría actuar en la colimación del flujo molecular. Asimismo se sugería rotación kepleriana o una perturbación producida por el viento estelar de las fuentes centrales para explicar el ancho espectro central. Ahora podemos analizar el modelo a la luz de nuevas observaciones, con mayor resolución angular y espectral. En la Tabla 4.3 presentamos los parámetros de las condensaciones de amoníaco obtenidos tal y como indicamos en las notas del pie de la tabla. En la Figura 4.8 superponemos a la emisión total de las líneas (1,1) y (2,2) el flujo de CO de Baliy (1991).

A favor del modelo de disco en rotación se encuentra, en primer lugar, el elevado alargamiento del conjunto Cep A-1 y Cep A-3. En segundo lugar,

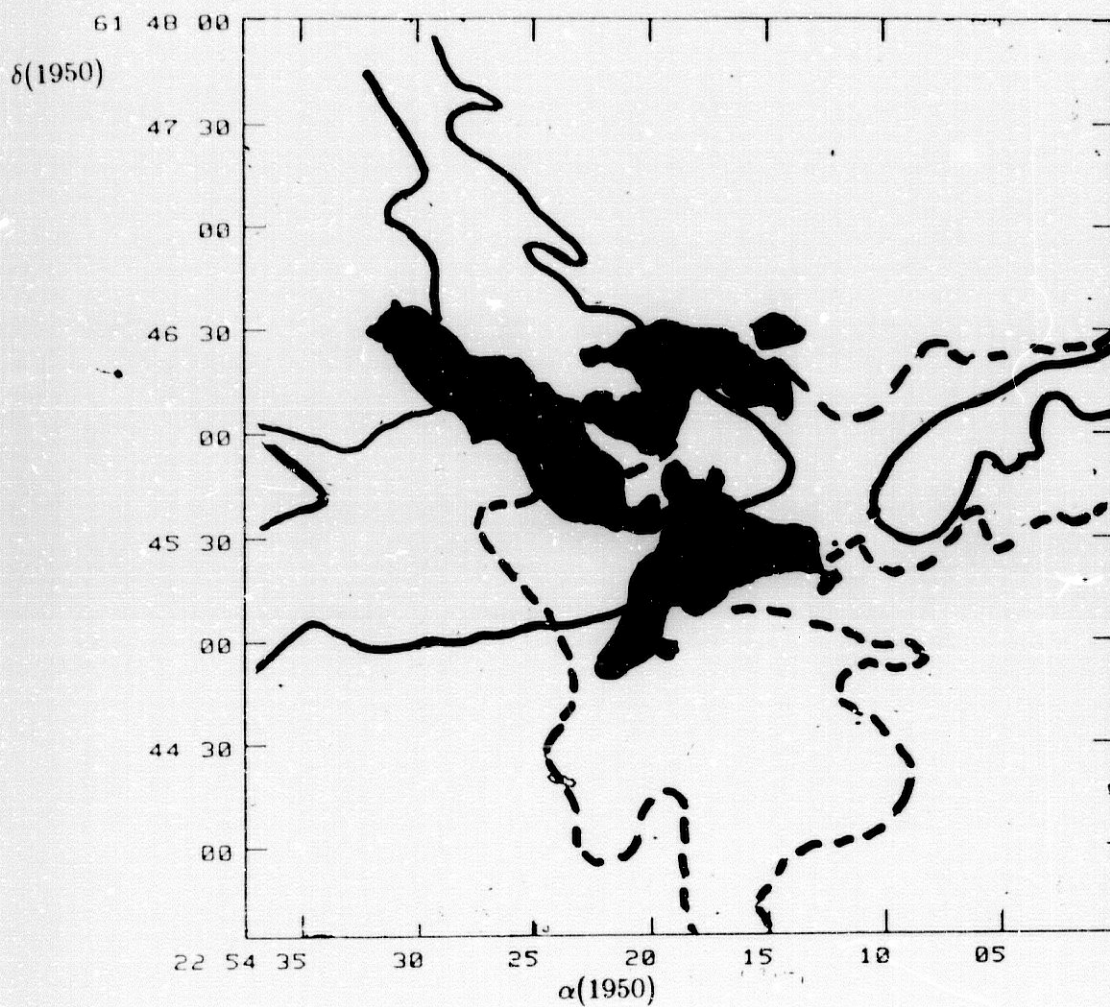


Figura 4.8. Mapa de la emisión integrada de las líneas (1,1) y (2,2) del NH_3 en los 63 canales observados en cada una de ellas (igual a la Figura 4.4c). Sobre él se superpone el mapa del flujo de $\text{CO}(1 \rightarrow 0)$ de Bally (1991) observado con 15" resolución (trazo continuo: gas desplazado al azul; trazo discontinuo: gas desplazado al rojo).

dicho alargamiento se encuentra a todas las escalas espaciales observadas: la nube Cep OB3 observada en ^{12}CO (Sargent 1977, escala de 50 pc), el gas observado con una sola antena en ^{13}CO (Sargent 1977, escala 6 pc) y en NH_3 (Ho et al. 1982, escala 0.8 pc), y el gas observado por nosotros mediante interferometría (escala 0.1-0.5 pc). Todas estas estructuras están orientadas en una única dirección, que concuerda con la del plano galáctico. Ello sugiere que el elevado alargamiento de la estructura de NH_3 no ha sido producida por el flujo molecular, sino por un proceso anterior a la formación estelar y por tanto al flujo. En tercer lugar, la velocidad constante de ambas, junto con el espectro ancho en el centro de actividad, pueden ser consistentes con una curva de rotación, en la que hay una variación nula de la velocidad lejos del centro y un comportamiento que pudiera ser kepleriano hacia el centro, no resuelto, con velocidades altas.

No obstante, el primer argumento en contra del modelo de disco es que, de acuerdo con el modelo de Barral y Cantó (1981) y Königl (1982), los discos interestelares actúan como agentes colimadores de los flujos moleculares. Este no parece ser el caso de Cep A, pues la estructura constituida por Cep A-1 y Cep A-3 no está orientada perpendicularmente al flujo molecular (Figura 4.8). En segundo lugar, la velocidad no crece en los restos de gas más próximos al centro de actividad. Además el ancho espectro central (Fig. 4.3) se puede explicar por una perturbación muy fuerte del gas de la nube ambiente por la interacción con el viento estelar. Finalmente, el centro de actividad no está situado, como esperaríamos, en el centro de las dos condensaciones que constituirían el disco. Es posible, sin embargo, que este centro de actividad se haya desplazado de su posición original: con una velocidad del orden de 1 km s^{-1} , la estrella asociada con dicho centro

dicho alargamiento se encuentra a todas las escalas espaciales observadas: la nube Cep OB3 observada en ^{12}CO (Sargent 1977, escala de 50 pc), el gas observado con una sola antena en ^{13}CO (Sargent 1977, escala 6 pc) y en NH_3 (Ho et al. 1982, escala 0.8 pc), y el gas observado por nosotros mediante interferometría (escala 0.1-0.5 pc). Todas estas estructuras están orientadas en una única dirección, que concuerda con la del plano galáctico. Ello sugiere que el elevado alargamiento de la estructura de NH_3 no ha sido producida por el flujo molecular, sino por un proceso anterior a la formación estelar y por tanto al flujo. En tercer lugar, la velocidad constante de ambas, junto con el espectro ancho en el centro de actividad, pueden ser consistentes con una curva de rotación, en la que hay una variación nula de la velocidad lejos del centro y un comportamiento que pudiera ser kepleriano hacia el centro, no resuelto, con velocidades altas.

No obstante, el primer argumento en contra del modelo de disco es que, de acuerdo con el modelo de Barral y Cantó (1981) y Königl (1982), los discos interestelares actúan como agentes colimadores de los flujos moleculares. Este no parece ser el caso de Cep A, pues la estructura constituida por Cep A-1 y Cep A-3 no está orientada perpendicularmente al flujo molecular (Figura 4.8). En segundo lugar, la velocidad no crece en los restos de gas más próximos al centro de actividad. Además el ancho espectro central (Fig. 4.3) se puede explicar por una perturbación muy fuerte del gas de la nube ambiente por la interacción con el viento estelar. Finalmente, el centro de actividad no está situado, como esperaríamos, en el centro de las dos condensaciones que constituirían el disco. Es posible, sin embargo, que este centro de actividad se haya desplazado de su posición original: con una velocidad del orden de 1 km s^{-1} , la estrella asociada con dicho centro

habría tardado $\sim 4 \times 10^4$ años en llegar a la posición que ocupa, tiempo que es consistente, dentro de los errores observacionales, con la vida del flujo molecular ($T_{\text{flujo}} \sim 4-7 \times 10^3$ años, Hayashi et al. 1988). Además, la estrella pudo comenzar a desplazarse, desacoplándose del gas, antes de que la etapa de flujo comenzara. Por todo esto, pensamos que a escalas de 0.5 a 0.02 pc, no hay indicios concluyentes de un disco en rotación kepleriana.

El centro de actividad se encuentra bien centrado entre Cep A-1 y Cep A-2, lo cual indica la posibilidad de que estas condensaciones sí pudieran constituir un disco denso en rotación. No obstante hay que descartar esta hipótesis, pues la cinemática observada no es consistente con la rotación, ya que la variación de velocidad no es en la dirección norte-sur como se esperaría en ese caso, sino en la este-oeste, y además no encontramos velocidades cada vez mayores al acercarnos a la fuente (Figura 4.6a). Sólo en la posición del centro de actividad el espectro presenta un ancho elevado.

4.4.2 Gas denso y flujo molecular: ¿colimación, reorientación?

La emisión de CO presenta una morfología cuádrupolar complicada. Una hipótesis sugerida para explicar la morfología del flujo molecular en la zona de Cep A Oeste es la existencia de una condensación (Weliachew et al. 1985) que desviaría el lóbulo rojo, produciendo la emisión observada al azul. Sin embargo, con nuestras observaciones no podemos decir nada sobre la existencia o no de dicha condensación, pues la zona de los objetos HH de GGD 37 está fuera de nuestro haz primario (HPBW $\sim 2'$). Centrándonos

Tabla 4.3: Parametros de las condensaciones

Condensación	Tamaño angular ^(a) $l_a(l') \times l_b(l')$	Tamaño físico $l_a(\text{pc}) \times l_b(\text{pc})$	$\tau(1, 1; p)$ ^(b)	$\int S_\nu(1, 1; p) d\nu$ ^(c) (Jy km s ⁻¹)	$T_{\text{ex}}^{(d)}$ (K)	$T_{\text{rot}}(2, 2; 1, 1)$ ^(e) (K)	$N(H_2)^{(f)}$ (10 ²² cm ⁻²)	$n(H_2)^{(g)}$ (10 ⁴ cm ⁻³)	$M^{(h)}$ (M _⊙)	$A_V^{(i)}$ (mag)
Cep A-1	0.8 × 0.6	0.17 × 0.13	1.7	2.8	16	25	3.1	7.2	9	31
[CepA - 2N]	[0.3 × 0.3]	[0.06 × 0.06]	1.3	2.6	20	22	2.1	6.7	6	21
[CepA - 2S]	[0.8 × 0.6]	[0.17 × 0.13]	1.6	9.3	13	19	7.7	15.5	27	77
Cep A-3	1.6 × 0.4	0.34 × 0.08								

(a) Tamaño de la emisión a nivel 1σ .

(b) Profundidad óptica derivada del cociente $T_B(1, 1; p)/T_B(1, 1; si)$ (Ho y Townes, 1983), determinada para la posición del máximo de la emisión integrada de cada condensación.

(c) Flujo integrado en el rango de velocidad -13.2 a -8.5 km s⁻¹ sobre la superficie total de cada condensación, y corregido por la respuesta del haz primario.

(d) Temperatura de excitación obtenida de la ecuación de transporte radiativo, suponiendo un factor de llenado de 1 en la posición del máximo de la emisión integrada de cada condensación.

(e) Temperatura rotacional obtenida del cociente $T_B(2, 2; p)/T_B(1, 1; p)$ (Ho y Townes, 1983) para la posición del máximo de la emisión integrada de cada condensación.

(f) Densidad columnar de hidrógeno obtenida de $[N(H_2)/\text{cm}^{-2}] \approx 4 \times 10^{21} \frac{T}{1-T} \int [T_B/K] [dv/\text{km s}^{-1}]$, con T_B la temperatura de brillo de la emisión de NH₃, $T_{\text{ex}} = 13\text{-}20$ K y $[N(H_2)/H_2] = 1 \times 10^{-8}$ (Herbst y Klemperer, 1973), y con un haz de 5.3".

(g) Densidad de volumen de hidrógeno obtenida de $n(H_2) = N(H_2)/l$, donde $l = \sqrt{l_a l_b}$.

(h) Masa obtenida de $[M/M_\odot] = A \frac{r}{1-r} [D/725 \text{ pc}]^2 \int [S_\nu/Jy] [dv/\text{km s}^{-1}]$, con $A \approx 1.4$ para $T_{\text{ex}} = 13\text{-}20$ K.

(i) Calculado con $[A_v/\text{mag}] = 10 \times [N(H_2)/10^{22} \text{ cm}^{-2}]$ (Spitzer, 1978).

pues en Cep A Este, vemos en la Figura 4.8 que el gas denso no está situado perpendicularmente al flujo molecular. Por tanto es natural pensar que no esté colimándolo a la escala de nuestras observaciones.

Un hecho muy notable que hemos encontrado con nuestras observaciones es que el gas de alta densidad presenta una *anticorrelación* con el flujo molecular a escalas de 0.1 - 0.5 pc. Así, en la Figura 4.8 podemos ver como uno de los lóbulos rojos del flujo está situado entre Cep A-1 y Cep A-2 hacia el oeste, y el otro entre Cep A-1 y Cep A-3 hacia el sur. Por otro lado, uno de los lóbulos azules se sitúa entre Cep A-1 y Cep A-3 hacia el este, mientras que el otro se sitúa entre Cep A-2 y Cep A-3 hacia el norte. En los flujos moleculares con morfología cuadrupolar, (L 723, Avery et al. 1990; IRAS 16293-2422, Mizuno et al., 1990), se ha sugerido que los lóbulos de CO observados están trazando las paredes de las dos cavidades creadas por un único flujo bipolar. La anticorrelación arriba indicada en Cep A entre el gas de alta velocidad de CO y el gas denso de NH₃ excluye que entre los dos lóbulos rojos y entre los dos lóbulos azules esté circulando un flujo molecular, pues es en dichas posiciones donde se encuentra el gas denso. Asimismo excluye que las condensaciones constituyan las paredes externas de unas cavidades creadas por el flujo. Nosotros en Cep A proponemos que se trata de un flujo con una bipolaridad inicial a escalas circunestelares en la dirección este-oeste (Lenzen et al. 1984; Cohen et al. 1984; Joyce y Simon 1986), y que a escalas mayores escapa hacia las regiones de menor densidad de la nube ambiente. Así, el lóbulo azul del flujo podría resultar dividido en dos partes por Cep A-3 y el rojo por Cep A-1, explicando la cuadrupolaridad observada en el flujo molecular. Por tanto, el gas de alta densidad *redirigiría* el flujo molecular a escalas de $\sim 0.1 - 0.5$ pc.

4.4.3 La interacción entre el gas denso y el flujo molecular.

Creemos que este reconfiamento o enfoque del flujo molecular por el gas de alta densidad que proponemos produce una interacción entre ambos, que se pone de manifiesto en la emisión de NH_3 por: (a) producción de estructuras filamentosas en sus bordes, (b) una clara alteración de la cinemática de la región, (c) calentamiento en la fuente o fuentes centrales y los bordes de las condensaciones de amoníaco y (d) emisión tipo HH en los bordes del gas denso. Discutimos detalladamente a continuación todos estos puntos.

(a) **Estructuras filamentosas:** Tanto Cep A-1 como Cep A-2 presentan en sus bordes estructuras filamentosas, tal y como refleja la Figura 4.8. La situación de estos filamentos respecto al gas molecular de alta velocidad sugiere que los bordes han sido empujados y arrastrados por el flujo molecular. La cinemática de éstos, como indicamos en (b), es también consistente con dicha interpretación. Asimismo, la forma triangular de Cep A-1, y su situación entre las dos partes del lóbulo rojo del flujo molecular, con su vértice en la fuente de continuo, es atribuible a su cercanía a la fuente del flujo, con el consiguiente barrido en forma radial del gas cercano.

Cep A-3 presenta una forma ondulada y se encuentra situada en el eje en el que se divide en dos partes el lóbulo azul de CO. Ello sugiere que el flujo molecular, en su interacción con la superficie de la condensación, podría estar produciendo en ella inestabilidades hidrodinámicas. Al tratarse de dos gases de diferentes densidades con movimiento relativo entre sí, correspondería a una inestabilidad de tipo Kelvin-Helmholtz. Para comprobar esto

estimamos en primer lugar si en el tiempo de vida del flujo (τ), el modo de longitud de onda λ de la inestabilidad ha tenido tiempo de crecer. Tendremos en cuenta (Lamb, 1932) que el tiempo característico de crecimiento viene dado por

$$\tau = \frac{(n_1 + n_2)}{v \sqrt{n_1 n_2}} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{-1},$$

donde n_1 y n_2 son las densidades de partícula de los dos fluidos y v la velocidad relativa entre ellos. En nuestro caso la densidad del gas de Cep A-3 es de $\sim 15 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Dado que no disponemos de los parámetros del flujo de las observaciones de Bally (1991), usaremos los datos que Hayashi et al. (1988) dan para el gas de alta velocidad. La velocidad relativa entre el flujo molecular de alta velocidad y el gas denso es de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ y la densidad del CO de $\sim 8 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Con una escala característica de las ondulaciones de $\sim 0.08 \text{ pc}$ (ver §4.3.1) obtenemos un tiempo de crecimiento de 2×10^4 años, que es del orden del tiempo de vida del flujo, $4-7 \times 10^3$ años. Por tanto la inestabilidad ha tenido tiempo de crecer. En segundo lugar debe cumplirse que la perturbación producida sea estable, para lo cual, siendo A la amplitud de la oscilación, se debe cumplir

$$\frac{A}{v} \sim \tau,$$

pues los modos lineales crecen en amplitud hasta que saturan cuando se cumple dicha expresión. En nuestro caso $A \sim 0.04 \text{ pc}$ y $v \sim 10 \text{ km s}^{-1}$, con lo que obtenemos $A/v \sim 4 \times 10^3$ años. Encontramos pues que la oscilación es estable. En vista de todo este análisis sugerimos que el deslizamiento del

gas molecular de alta velocidad sobre la superficie de Cep A-3 genera ondulaciones atribuibles a una inestabilidad de tipo Kelvin-Helmholtz y el flujo ha tenido tiempo suficiente como para haber permitido a la inestabilidad crecer y estabilizarse.

(b) **Alteración de la cinemática:** El flujo molecular parece influir fuertemente en la cinemática de la región. Como vemos en la Figura 4.6b, Cep A-1 presenta una discontinuidad cinemática en su borde este. Dicho borde, con una velocidad desplazada al azul respecto al resto de la condensación, está desplazado en el sentido en que se expande el lóbulo azul del flujo. Podría tratarse, por tanto, de gas empujado por dicho lóbulo y desacoplado cinemáticamente de Cep A-1.

Cep A-2, como dijimos, presenta un gradiente de velocidad en el mismo sentido que el flujo molecular. Para comprobar si este gradiente de $\sim 2.5 \text{ km s}^{-1}$ puede estar siendo originado por el flujo, comparamos el momento de éste con el de Cep A-2. El momento de Cep A-2 es de $15 M_{\odot} \text{ km s}^{-1} \times \left[\frac{[\text{NH}_3]}{10^{-8}} \right]$, y de los datos de Hayashi et al. (1988) se obtiene que el flujo molecular posee un momento total de $20 M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$. Por tanto, teniendo en cuenta las incertidumbres de abundancias, el flujo molecular podría estar produciendo el gradiente de velocidad observado. Este gradiente de velocidad se puede explicar de una forma alternativa, no como una transmisión de momento lineal sino angular. El lóbulo rojo del flujo, en su interacción con Cep A-2, ha podido originar un momento de fuerza. En ese caso el comportamiento cinemático del filamento que se vió en el corte posición-velocidad (Fig. 4.6c) indicaría que dicho gas, que originalmente se encontraba en el mismo plano que el resto, ha comenzado a girar, pasando a otro plano. Para comprobar

si esto es posible hemos aplicado el teorema fundamental de rotación

$$\frac{d(I w)}{dt} = F R,$$

donde I es el momento de inercia del cuerpo que gira, w es la velocidad angular de giro, F la fuerza que lo origina y R la distancia del origen de la fuerza al punto de aplicación. I se puede estimar en primera aproximación como $I = M_T r^2/2$, con M_T la masa en rotación y r el radio de giro. Aproximando diferenciales por incrementos, tenemos que se debe cumplir que

$$M_T r v/2 = P R,$$

siendo $M_T \sim 6 M_\odot \times \left[\frac{[NH_3]}{10^{-8}}/[H_2] \right]$, $r = 26''$ (0.09 pc), $R = 32''$ (0.11 pc), $v = \Delta v/2 = 1.25 \text{ km s}^{-1}$, y P , el momento del flujo molecular desplazado al rojo $\sim 8 M_\odot \text{ km s}^{-1}$ (Hayashi et al., 1988). Así obtenemos que $M_T r v/2 = 10^{13} M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$, y $P R = 3 \times 10^{13} M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$, lo cual puede apoyar la idea de que el flujo molecular origina un momento de fuerzas que haga girar a Cep A-2. De acuerdo con esta idea, el gas que se mueve entre -9 y -11.3 km s^{-1} en la parte norte de la Figura 4.6c sería gas que ha girado los $\sim 8''$ ($=0.02 \text{ pc}$) que se aprecian en la figura. Considerando una $v = 1.25 \text{ km s}^{-1}$ tardaría en ello 2.3×10^4 años, comparable a la vida del flujo, por lo que el gas ha tenido tiempo de desplazarse.

Por tanto, ambas alternativas son posibles. Nosotros apoyamos una transmisión de momento angular, debido a la continuidad del gradiente de velocidad, más acorde con rotación.

si esto es posible hemos aplicado el teorema fundamental de rotación

$$\frac{d(Iw)}{dt} = FR,$$

donde I es el momento de inercia del cuerpo que gira, w es la velocidad angular de giro, F la fuerza que lo origina y R la distancia del origen de la fuerza al punto de aplicación. I se puede estimar en primera aproximación como $I = M_T r^2/2$, con M_T la masa en rotación y r el radio de giro. Aproximando diferenciales por incrementos, tenemos que se debe cumplir que

$$M_T r v/2 = P R,$$

siendo $M_T \sim 6 M_\odot \times \left[\frac{[NH_3]/[H_2]}{10^{-8}} \right]$, $r = 26''$ (0.09 pc), $R = 32''$ (0.11 pc), $v = \Delta v/2 = 1.25 \text{ km s}^{-1}$, y P , el momento del flujo molecular desplazado al rojo $\sim 8 M_\odot \text{ km s}^{-1}$ (Hayashi et al., 1988). Así obtenemos que $M_T r v/2 = 10^{13} M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$, y $P R = 3 \times 10^{13} M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$, lo cual puede apoyar la idea de que el flujo molecular origina un momento de fuerzas que haga girar a Cep A-2. De acuerdo con esta idea, el gas que se mueve entre -9 y -11.3 km s^{-1} en la parte norte de la Figura 4.6c sería gas que ha girado los $\sim 8''$ ($=0.02 \text{ pc}$) que se aprecian en la figura. Considerando una $v = 1.25 \text{ km s}^{-1}$ tardaría en ello 2.3×10^4 años, comparable a la vida del flujo, por lo que el gas ha tenido tiempo de desplazarse.

Por tanto, ambas alternativas son posibles. Nosotros apoyamos una transmisión de momento angular, debido a la continuidad del gradiente de velocidad, más acorde con rotación.

La emisión situada entre Cep A-3 y la fuente central está a velocidades más azules ($V_{LSR} = -13.5$ a -12.2 km s⁻¹) que el resto del gas de alta densidad de la región, probablemente empujado por gas del lóbulo azul del flujo.

Comprobamos ahora si los movimientos de las condensaciones están ligados gravitacionalmente, o bien corresponden a un flujo de baja velocidad del gas denso. Para ello consideramos la cinemática global de las tres condensaciones. Con una dispersión media en velocidad de las condensaciones de 1 km s⁻¹ y un radio armónico de ~ 0.15 pc, son necesarias $\sim 35 M_{\odot}$ para ligar esos movimientos, siendo la masa del sistema obtenida tras corregir el flujo integrado por la respuesta del haz primario (Tabla 4.3) de $42 M_{\odot} \times \left[\frac{[NH_3]/[H_2]}{10^{-4}} \right]$. La masa del sistema es, pues, suficiente para ligar dichos movimientos. No se puede descartar, sin embargo, que el gas denso de los bordes de las condensaciones esté comenzando a incorporarse al flujo molecular.

Hay que destacar finalmente, en lo que se refiere a las alteraciones cinemáticas, el peculiar espectro que presenta la emisión de amoníaco en la posición del centro de actividad (Fig. 4.3; §4.3.1). El ancho de velocidad, tanto en la línea (1,1) como en la (2,2), es notable. Interpretamos ésto como que el movimiento del gas se vuelve aleatorio por la colisión entre el viento estelar y la nube ambiente, que está perturbando muy fuertemente al gas. Esta intensa perturbación sugiere que al menos la fuente estelar asociada con la posición en que hemos observado dicho espectro, coincidente con la fuente de continuo HW 2, estaría dirigiendo el flujo molecular.

(c) Calentamiento: Con nuestros datos encontramos un calentamiento

en las caras de las condensaciones más cercanas a la fuente o fuentes centrales, y en el gas asociado con HW 2. Las T_{rot} obtenidas (≥ 40 K) son significativamente mayores que las esperadas en nubes oscuras calentadas principalmente por los rayos cósmicos (~ 10 K; Goldsmith y Langer, 1978). Por tanto debe existir otra fuente de calentamiento. Una posibilidad es que las estrellas situadas en HW 2 y 3d calienten radiativamente el polvo, acoplándose éste colisionalmente al gas. Una estimación de la temperatura del polvo T_d a una distancia R de una fuente de excitación con una luminosidad L está dada por (Scoville y Kwan 1976; Loren y Wootten 1978):

$$\frac{T_d}{K} = 15 \left[\frac{R}{pc} \right]^{-2/5} \left[\frac{L}{10^4 L_\odot} \right]^{1/4}$$

Tomando $L = 2 \times 10^4 L_\odot$ y $R = 0.1$ pc, la distancia del centro de actividad a las zonas con T_{rot} elevada, obtenemos $T_d \sim 45$ K. Según hemos visto las T_{rot} alcanzadas en los bordes de las condensaciones son de este orden. Si tenemos en cuenta que, (1) en este régimen de temperaturas, la temperatura cinética es superior a la rotacional, y (2) el acoplamiento colisional entre el gas y el polvo se espera para $n(\text{H}_2) \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$, siendo en nuestro caso $\sim 7 \times 10^4 - 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, podría ser necesario otro mecanismo de calentamiento, como pueden ser choques dirigidos por el viento estelar.

Con nuestras observaciones de resolución angular superior a la de T86 vemos que, al igual que en sus resultados, la zona de calentamiento tampoco presenta varios máximos de temperatura rotacional en los bordes del gas denso. La posición de las regiones III respecto al gas denso observado con una resolución angular de $5''$ se puede ver en la Figura 4.9. Sin embargo,

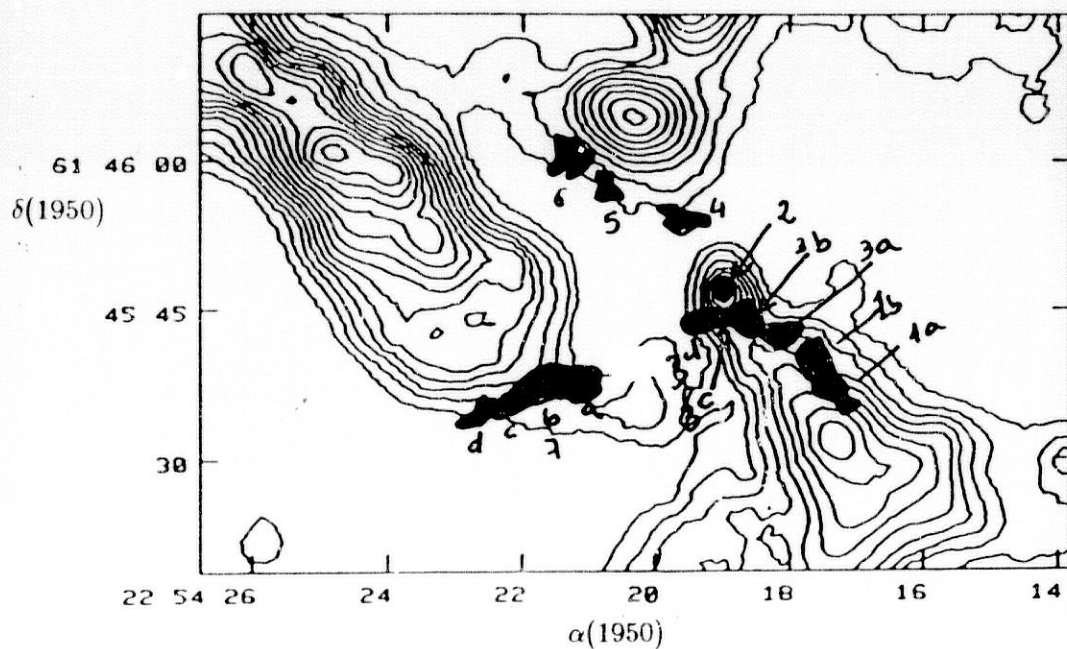


Figura 4.9. Mapa de la emisión integrada de las líneas (1,1) y (2,2) del NH₃ en los 63 canales observados en cada una de ellas (Figura 4.4c). Sobre él se superponen las regiones HW observadas por Hughes y Wouterloot (1984) a 6 cm con el VLA (haz $\sim 1''$).

las regiones que aparecían en T85 y T86 sobre Cep A-3 se sitúan ahora en el borde de Cep A-2. Por tanto las regiones III se pueden explicar por ionización externa, bien radiativa, o bien por choque, producida por las estrellas centrales, tal y como argumentaban T86 en contra de las 14 estrellas B3 propuestas por Hughes y Wouterloot (1984).

La fuerte interacción entre el gas denso y el flujo molecular se pone de manifiesto también por la emisión vibracional de H_2 en el cercano infrarrojo que ha sido detectada entre Cep A-2 y Cep A-3 (ver §4.1). Esta es la zona más estrecha por la que circula el flujo y por tanto donde se espera un choque más fuerte de éste con el gas denso. La no detección de emisión H_2 en el lado del lóbulo rojo de CO cercano a Cep A se puede deber a que el choque sea más débil, por ser mayor el ángulo de apertura de Cep A-1 y Cep A-2 en el lóbulo rojo, o a una mayor extinción por estar el lóbulo rojo más alejado de nosotros.

(d) **Emisión tipo HH:** En la Figura 4.10 mostramos las zonas de emisión correspondiente a la diferencia entre la línea [SII] a 6730 Å y el continuo a 6890 Å observadas por Corcoran 1991. Dicho autor concluye que estas emisiones son debidas muy probablemente a excitación por choque. Tres de estas zonas, indicadas en la Figura 4.10 con una flecha, se encuentran sobre los bordes de Cep A-3. Ello nos lleva a sugerir que el flujo, en su interacción con los bordes de dicha condensación, ha originado en ellos emisión tipo HH.

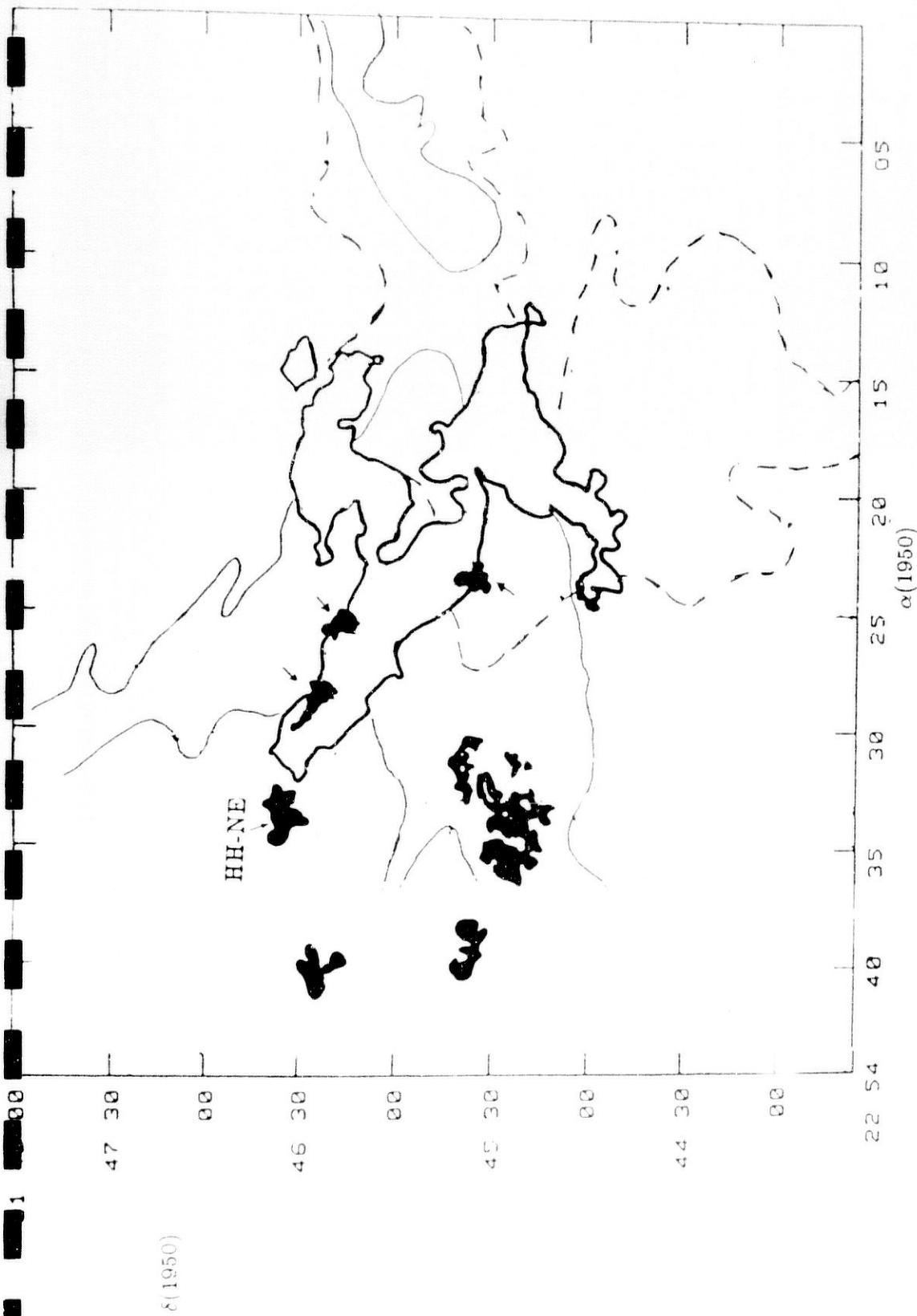


Figura 4.10. Mapa de la emisión integrada de las líneas (1,1) y (2,2) del NH₃ en los 63 canales observados en cada una de ellas (Figura 4.4a). Sobre él mostramos la situación de las emisiones tipo HH más brillantes, obtenidas restando a las imágenes de emisión [SI] a 6730 Å un mapa del continuo cercano a 6890 Å (Corcoran 1991). Se señalan con una flecha las emisiones sobre las que se discute en el texto.

4.5 Conclusiones

Hemos realizado observaciones de la emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ y $(2,2)$ con el VLA en la configuración D en la región de formación estelar Cepheus A. Con estas observaciones hemos alcanzado una sensibilidad de 10 mJy/canal, que nos ha permitido estudiar por primera vez la región con una elevada resolución angular ($\sim 3''$) y espectral ($\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$). Nuestras principales conclusiones se pueden resumir en:

- (1) La estructura de NH_3 de elevado alargamiento parece estar originada por un proceso que actúa desde escalas de 50 pc a 0.5 pc, y previo al comienzo de los procesos de formación estelar.
- (2) Con nuestros estudios observacionales realizados con una resolución angular de $\sim 5''$ y espectral de $\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$, no observamos movimientos keplerianos a escalas de 0.02 pc, en el modelo de disco en rotación.
- (3) El gas de alta densidad presenta una anticorrelación con el gas de CO de alta velocidad a escalas de 0.1-0.5 pc, y no es perpendicular a éste. Así, el flujo, colimado probablemente en la dirección este-oeste por un disco circunestelar, como se deduce de observaciones de infrarrojo, polarización y máseres de H_2O y OH, estaría siendo *redirigido* por el gas denso a escalas de 0.1-0.5 pc. El lóbulo azul parece estar siendo dividido en dos partes por Cep A-3, y análogamente el lóbulo rojo por Cep A-1.
- (4) Hemos encontrado evidencias de que el flujo asociado con las estrellas centrales está interactuando con el gas de alta densidad, produciendo alteraciones (a) morfológicas, (b) cinemáticas, (c) de temperatura de las condensaciones, y (d) emisión tipo HII en sus bordes.

- (a) Cep A-1 presenta una forma triangular probablemente originada por el barrido del gas molecular cercano a la fuente en forma radial. Tanto ella como Cep A-2 presentan en sus bordes estructuras filamentosas que interpretamos como gas arrastrado por el flujo molecular. La fuerte interacción entre el flujo molecular y Cep A-3 puede haber originado inestabilidades de tipo Kelvin-Helmholtz a consecuencia de lo cual Cep A-3 presenta ondulaciones a una escala de ~ 0.08 pc.
- (b) Cep A-2 posee un gradiente de velocidad de $\sim 2.5 \text{ km s}^{-1}$, interpretable como transmisión de momento lineal o angular del flujo a las condensaciones.

La masa de las tres condensaciones es suficiente como para ligar gravitacionalmente sus movimientos. Ello implicaría que el gas denso no constituye un flujo molecular de alta velocidad.

El espectro de amoníaco tomado en la posición de la fuente de continuo HW 2 tienen un ancho a potencia media de 8.5 km s^{-1} en la línea (1,1) y de 6.4 km s^{-1} en la (2,2), indicando una fuerte perturbación del gas molecular por la fuente estelar en él sumergida. Por ello sugerimos que, entre las fuentes propuestas en la literatura, al menos la fuente estelar asociada con la posición en que hemos observado dicho espectro actuaría como directora del flujo molecular.

- (c) Las estrellas masivas que se están formando producen un calentamiento del gas hasta temperaturas $T_K \geq T_{rot} \geq 40 \text{ K}$ en los bordes de las condensaciones de NH_3 y en el gas asociado con la fuente de continuo HW 2. Asimismo ionizar el gas denso en torno a ellas, produciendo regiones HII en los bordes de Cep A-1, Cep A-2 y Cep A-3.

(d) El flujo parece producir en los bordes de Cep A-3 emisión tipo HH.

Capítulo 5

Conclusiones generales

(1) Nuestro estudio con baja resolución angular ($1'4$) de la emisión de NH_3 en seis regiones de formación estelar con flujos de gas (§2.1), nos ha permitido obtener una primera indicación de la existencia, morfología, cinemática y calentamiento del gas de alta densidad. Nuestras principales conclusiones son las siguientes:

(a) Hemos encontrado indicaciones de perturbaciones producidas por la fuente o fuentes centrales, en forma de ensanchamiento de las líneas de NH_3 , calentamiento o emisión máser de H_2O .

(b) Hemos podido seleccionar aquellas fuentes que han presentado un mayor interés para su estudio posterior con mayor resolución angular y/o espectral, con el fin de delimitar la forma y orientación de la estructura de alta densidad y su papel en los procesos de colimación de los flujos bipolares. Así, en dos de las fuentes, AFGL 5142 y AFGL 5157, el máximo de amoníaco coincide con el centro geométrico del flujo bipolar. Ello sugiere

que estas estructuras pueden jugar un papel importante en los procesos de colimación de los flujos. En particular, Torrelles *et al.* (1992) con observaciones de NH_3 con mayor resolución angular ($40''$) lo han confirmado en AFGL 5157, pues han resuelto la condensación en una estructura alargada perpendicular al flujo molecular bipolar.

(2) Hemos encontrado que dos de las cuatro fuentes con flujos moleculares de alta velocidad que hemos estudiado (§2.2) interferométricamente con el VLA en NH_3 (HH 26-IR y GGD 12-15), son buenas candidatas para ser toroides interestelares, pues las estructuras de gas de alta densidad están alargadas, con un máximo doble de emisión y con una orientación perpendicular con respecto a los flujos moleculares bipolares, como se esperaba de los modelos teóricos de Barral y Cantó (1981), Königl (1982) y Boss (1987). Sin embargo, no se han detectado gradientes de velocidad a lo largo del eje mayor de las estructuras de NH_3 . Pensamos que esta falta de un gradiente de velocidad puede ser debida a nuestra baja resolución espectral (1.2 km s^{-1}). Serían pues útiles observaciones con una mayor resolución espectral.

(3) Nuestro estudio del flujo molecular de V645 Cygni mediante la emisión de las moléculas de CO , ^{13}CO y C^{18}O con el radiotelescopio de 30-m del IRAM (§3) nos ha permitido una comparación detallada con las predicciones de los modelos propuestos para la generación de flujos. En particular, la tasa de momento que hemos obtenido para el flujo es similar a la tasa de momento del campo de radiación de la estrella, permitiendo que un mecanismo *clásico* como la presión de radiación, pudiera estar dirigiendo el flujo eyectado. La distribución espacial de las alas de emisión de CO

muestra un flujo bipolar en la dirección norte-sur a pequeñas escalas. Esta bipolaridad es más evidente a velocidades relativas bajas, mientras que a velocidades relativas más altas el flujo aparece isotrópico. El comportamiento de la emisión de las alas de CO a diferentes velocidades sugiere, una desaceleración del flujo de gas molecular.

(4) Nuestras observaciones de la emisión de $\text{NH}_3(1,1)$ y $(2,2)$ con el VLA de la región de Cepheus A (§4), muy rica en manifestaciones de la formación estelar, nos han permitido estudiar por primera vez la región con una elevada resolución angular ($\sim 3''$) y espectral ($\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$). Con nuestras observaciones encontramos que el gas denso está redirigiendo el flujo molecular a escalas de 0.1-0.5 pc. El gas de alta velocidad, a su vez, parece actuar sobre el gas denso, produciendo alteraciones morfológicas, cinemáticas y de temperatura de las condensaciones, así como emisión tipo HH en sus bordes. Por último, la elevada temperatura rotacional y anchura de la línea de NH_3 en la posición de la fuente de continuo HW 2 nos lleva a apoyar a ésta, entre las fuentes propuestas en la literatura, como una de las directoras del flujo molecular.

Bibliografía

- Acker, A., Chopinet, M., Pottasch, S. R., & Stenholm, B. 1987, *A&AS*, 71, 163
- Anglada, G., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Estalella, R., & López, R. 1987, *A&A*, 186, 280
- Anglada, G., Rodríguez, L. F., Torrelles, J. M., Estalella, R., Ho, P. T. P., Cantó, J., López, R., & Verdes-Montenegro, L. 1989, *ApJ*, 341, 208
- Avery L.W., Hayashi, S. S., & White, G. J. 1990, *ApJ*, 357, 542
- Bally, J. 1991, comunicación personal
- Bally, J., & Lada, C. J. 1983, *ApJ*, 265, 824
- Bally, J., & Lane, A. P. 1990, en *Astrophysics with infrared arrays*, ed. R. Elston, en prensa
- Barlow, M. J., & Cohen, M. 1977, *ApJ*, 213, 737
- Barral, J. F., & Cantó, J. 1981, *Rev. Mexicana. Astr. Astrof.*, 5 101
- Blaauw, A., Hiltner, W. A., & Johnson, H. L. 1959, *ApJ*, 130, 69
- Boss, A. 1987, *ApJ*, 316, 721
- Cabrit, S. & Bertout, C. 1986, *ApJ*, 307, 313
- Cantó, J., Tenorio-Tagle, G., & Różyczka, M. 1988, *A&A*, 192, 287
- Clark, B. G. 1980, *A&A*, 89, 377
- Cohen, M. 1977, *ApJ*, 215, 533

- Cohen, R., J., Brebner, G. C., & Potter, M. M. 1991, *MNRAS*, en prensa
- Cohen, R. J., Rowland, P. R., & Blair, M. M., 1984, *MNRAS*, 210, 425
- Cohen, M., & Schwartz, R. D. 1983, *ApJ*, 265, 877
- Cohen, M., & Schwartz, R. D. 1987, *ApJ*, 316, 311
- Corcoran, D. 1991, comunicación personal
- Crampton, D., & Fischer, W. A. 1974, *Pub. Dom. Ap. Obs.*, Vol. 14, No. 12, 283
- Crawford, D. L., & Barnes, J. V. 1970, *AJ*, 75, 952
- Curiel, S., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Bohigas, J., Roth, M., & Torrelles, J. M. 1989, *Astr. Lett. Comm.*, 27, 299
- Danby, G., Flower, D.R., Valiron, P., Schilke, P., & Walmsley, C.M. 1988, *MNRAS*, 235, 229
- Dickman, R. L. 1978, *ApJS*, 37, 407
- Dyson, J. E. 1984, *Ap&SS*, 106, 181
- Elias, J. H. 1978, *ApJ*, 223, 859
- Fukui, Y. 1989, en *Low Mass Star formation and Pre-Main Sequence Objects*, ed. B. Reipurth, ESO Workshop, 95
- Fukui, Y., Sugitani, K., Takaba, H., Iwata, T., Mizuno, A., Ogawa, H., & Kawabata, K. 1986, *ApJ*, 325, L85
- Goldsmith, D. F., & Langer, W. D. 1978, *ApJ*, 222, 881
- Gómez de Castro, A. I., Eiroa, C., & Lenzen, R. 1988, *A&A*, 201, 299
- Goodrich, R.W. 1986, *ApJ*, 311, 882
- Güsten R., Chini, R., & Neckel, T., 1984, *A&A*, 138, 205
- Güsten, R., & Marcaide, J. M. 1986, *A&A*, 164, 372
- Gyulbudaghian, A. L., Glushkov, Yu, I., & Denisyuk, E. K. 1978, *ApJ*, 224, L137

- Gyulbudaghian, A. L., Rodríguez, L. F., & Mendoza-Torres, E. 1987, *Rev. Mex. Astr. Astrof.*, 15, 53
- Hamann, F., & Persson, S. E. 1989, *ApJ*, 339, 1078
- Hartigan, P., & Lada, C. J. 1985, *ApJS*, 59, 383
- Hartigan, P., Lada, C. J., Stocke, J., & Tapia, S. 1986, *AJ*, 92, 1155
- Hartmann, L., & Kenyon, S. J. 1987, *ApJ*, 312, 243
- Harvey, P.M., Wilking, B. A., Joy, M., & Lester, D. F. 1985, *ApJ*, 288, 725
- Hayashi, S. S., Hasegawa, T., & Kaifu, N. 1988, *ApJ*, 332, 354
- Heaton, B. D., Anderson, M., Dent, W. R. F., & Little, L. T. 1988, *A&A*, 203, 99
- Herbig, G. H. 1966, *Vistas Astr.*, 8, 747
- Herbig, G. H. 1968, *ApJ*, 152, 439
- Herbst, E., & Klemperer, W. 1973, *ApJ*, 185, 505
- Heyer, M. H., Snell, R. L., Goldsmith, P. F., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1986, *ApJ*, 308, 134
- Higgs, L. A. 1971, *MNRAS*, 153, 315
- Ho, P. T. P., & Barrett, A. 1980, *ApJ*, 237, 38
- Ho, P. T. P., Moran, J. M., & Rodríguez, L. F. 1982, *ApJ*, 262, 619
- Ho, P.T.P. & C. H. Townes 1983, *ARA&A*, 21, 239
- Hughes, V. A. 1989, *AJ*, 97, 1114
- Hughes, V. A., & Moriarty-Schieven, G. 1990, *ApJ*, 360, 215
- Hughes, V. A., & Wouterloot, J. G. A. 1982, *A&A*, 106, 171
- Hughes, V. A., & Wouterloot, J. G. A. 1984, *ApJ*, 276, 204
- Jackson, J. M., Ho, P. T. P., & Haschick, A. D. 1988, *ApJ*, 333, L73
- Johnson, H. L. 1957, *ApJ*, 126, 121
- Joyce, R. R., & Simon, T. 1986, *AJ*, 91, 113

- Kaifu, N., et al. 1984, *A&A*, 134, 7
- Kawabe, R., et al. 1988, *ApJ*, enviado para su publicación
- Königl, A. 1982, *ApJ*, 261, 115
- Kutner, M. L., & Ulich, B. L. 1981, *ApJ*, 250, 341
- Kwan, J., & Scoville, N. 1976, *ApJ*, 210, L39
- Lada, C. J. 1985, *ARA&A*, 23, 267
- Lada, C. J., Blitz, L., Reid, M. J., & Moran, J. M. 1981, *ApJ*, 243, 769
- Lamb, H. 1932, en *Hydrodynamics*, Cambridge University Press
- Lenzen, R. 1987, *A&A*, 173, 124
- Lenzen, R. 1988, *A&A*, 190, 269
- Lenzen, R., Hodapp, K. -W., & Solf, J. 1984, *A&A*, 137, 202
- Levreault, R. M., 1988, *ApJS*, 67, 283
- Little, L. T., Dent, W. R. F., Heaton, B., Davies, S.R., & White, G. J. 1985, *MNRAS*, 217, 227
- Little, L. T., & Heaton, B. 1989, comunicacion privada
- Loren, R. D., & Wootten, A. H. 1978, *ApJ*, 225, L81
- Lutz, J. H., & Kaler, J. B. 1983, *PASP*, 95, 739
- Marcaide, J. M., Torrelles, J. M., Güsten, R., Menten, K. M., Ho, P. T. P.,
Moran, J. M., & Rodríguez, L. F. 1988, *A&A*, 197, 235
- Mathews, N., & Little, L. T. 1983, *MNRAS*, 205, 123
- Menten, K. M., & Walmsley, C. M. 1985, *A&A*, 146, 369
- Menten, K. M., Walmsley, C. M. & Mauersberger, R. 1987, en *circumstellar Matter*, ed. I. Appenzeller & C. Jordan (Dordrecht: Reidel), p. 179
- Mizuno, A., Fukui, Y., Iwata, T., Nozawa, S., & Takano, T. 1990, *ApJ*, 356, 184
- Moriarty-Shieven, G. H., & Snell, R. L. 1988, *ApJ*, 332, 364

- Moriarty-Schieven, G. H., Snell, R. L., Strom, S. E., & Grasdalen, G. L. 1987, *ApJ*, 317, L95
- Morris, M., & Kazès, I. 1982, *A&A*, 111, 239
- Mundt, R. 1986, *Can. J. Phys.*, 64, 407
- Mundt, R., Bührke, T., Fried, J.W., Neckel, T., Sarcander, M., & Stocke, J. 1984, *A&A*, 140, 17
- Myers, P. C., & Benson, P. J. 1983, *ApJ*, 266, 309
- Myers, P. C., Heyer, M., Snell, R. L. & Goldsmith, P. F. 1988, *ApJ*, 324, 907
- Norris, R. P., 1980, *MNRAS*, 193, 39p
- Pudritz, R. E., & Norman, C. A. 1986, *ApJ*, 301, 571
- Pudritz, R. E., & Silk, J. 1987, *ApJ*, 316, 213
- Rodríguez, L. F. 1988, *en Galactic and Extragalactic Star Formation*, eds. R. E. Pudritz & M. Fich, (Kluwer Academic Publishers)
- Rodríguez, L. F. 1989, *Rev. Mexicana Astr. Ap.*, 18, 45
- Rodríguez, L. F., & Cantó, J. 1983, *Rev. Mexicana Astr. Astrof.*, 8, 163
- Rodríguez, L. F., Cantó, J., Torrelles, J. M., & Ho, P. T. P. 1986, *ApJ*, 301, L25
- Rodríguez, L. F., Carral, P., Ho, P. T. P., & Moran, J. M. 1982, *ApJ*, 260, 635
- Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P., & Moran, J. M. 1980a, *ApJ*, 240, L149
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Ho, P. T. P., & Gottlieb, E. W. 1980b, *ApJ*, 235, 845
- Rodríguez, L. F., Torrelles, J. M., & Moran, J. M. 1981, *AJ*, 86, 1245
- Rudolph, A., & Welch, W. J. 1988, *ApJ*, 326, L31
- Sabbadin, F., & Hamzaoglu, E. 1981, *ApJ*, 94, 25
- Sargent, A. I. 1977, *ApJ*, 218, 736
- Schwartz, P. R., Waak, J. A., & Smith, H. A. 1983, *ApJ*, 267, L109

- Schulz, A., Black, J. H., Lada, C. J., Ulich, B. L., Martin, R. N., Snell, R. L., & Erickson, N. J. 1989, *ApJ*, 341, 288
- Scoville, N., & Kwan, J. 1976, *ApJ*, 206, 718
- Snell, R. L., & Bally, J. 1986, *ApJ*, 303, 683
- Snell, R. L., & Edwards, S. 1982, *ApJ*, 259, 668
- Snell, R. L., Huang, Y. -L., Dickman, R. L., Claussen, M. J., 1988, *ApJ*, 325, 853
- Snell, R. L., Loren, R. B. & Plambeck, R. L. 1980, *ApJ*, 239, L17
- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interestelar medium*, (New York: John Wiley & Sons)
- Strom, K. M., Strom, S. E., & Vrba, F. J. 1976, *AJ*, 81, 308
- Takano, T., 1986, *ApJ*, 303, 349
- Takano, T., Stutzki, J., Fukui, Y. & Winnewisser, G. 1987, *Symp. IAU no.115*, eds. M. Peimbert & J. Jugaku (Dodrecht: Reidel)
- Takano, T., Stutzki, J. Winnewisser, G., & Fukui, Y. 1985, *A&A*, 144, L20
- Thronson Jr., H. A., & Lada, C. J. 1984, *ApJ*, 284, 135
- Torrelles, J. M. 1990, en *Atoms, Ions and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics*, ed. A. D. Haschick & P.T.P. Ho (ASP Conf. Ser. 16), 257
- Torrelles, J. M., Anglada, G., Rodríguez, L. F., Cantó, J., & Barral, J. F. 1987b, *A&A*, 177, 171
- Torrelles, J. M., Cantó, J., Rodríguez, L.F., Ho, P.T.P., & Moran, J.M. 1985a, *ApJ*, 294, L117
- Torrelles, J. M., Eiroa, C., Mauersberger, R., Estalella, R., Miranda, L. F., & Anglada, G. 1992, *ApJ*, en prensa
- Torrelles, J. M., Gómez, J. F., Curiel, S., Eiroa, C., Rodríguez, L. F., & Ho, P.

- T. P. 1991, *ApJ Letters*, en prensa
- Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Cantó, J. 1986a, *ApJ*, 307, 787
- Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., & Cantó, J. 1985b (T85), *ApJ*, 288, 595
- Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., & Cantó, J. 1986b (T86), *ApJ*, 305, 721
- Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., & Cantó, J. 1989a, *ApJ*, 342, 222
- Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., Cantó, J., & Moran, J. M. 1987a, *ApJ*, 321, 884
- Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., Cantó, J. & Verdes-Montenegro, L. 1989b, *ApJ*, 346, 756
- Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Carral, P., Marcaide, J., Moran, J. M., & Ho, P. T. P. 1983, *ApJ*, 274, 214
- Uchida, Y., & Shibata, K. 1985, *PASJ*, 37, 315
- Ungerechts, H., & Güsten, R. 1984, *A&A*, 131, 177
- Verdes-Montenegro, L., Gómez, J. F., Torrelles, J. M., Estalella, R., Anglada, G., & López, R. 1991, *A&A*, 244, 84
- Verdes-Montenegro, L., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Anglada, G., López, R., Estalella, R., Cantó, J., & Ho, P. T. P. 1989, *ApJ*, 346, 193
- Walmsley, C. M., & Ungerechts, H. 1983, *A&A*, 122, 164
- Weliachew, L., Emerson, D. T., Forveille, T., Biegging, J. H., Wright, M. C. H., & Ellder, J. 1985, *A&A*, 153, 139
- White, R. L., & Phillips, J. P. 1981, *MNRAS*, 194, 947
- Zuckerman, B., Kuiper, T. B. H., & Rodríguez Kuiper, E. N. 1976, *ApJ*, 209,

L137