

Observaciones a longitudes de onda milimétricas  
de la Nube Molecular Gigante

MONOCEROS R2

J. Montalbán

Informe Técnico del C.A.Y. 1988-10

¡Cómo me gustaría estar jugando yo también!  
¡Como que no me importaría ser un peón con  
tal de que me dejaran jugar ...! Aunque,  
claro está, que preferiría ser una reina.

L. Carroll

Este trabajo ha sido desarrollado bajo la dirección del Dr. Rafael Bachiller a quién deseo expresar mi agradecimiento por el tiempo que me ha dedicado, sus enseñanzas y valiosas sugerencias, y por su continuo apoyo.

También debo expresar mi gratitud: a D. Manuel López Arroyo, Director del Observatorio Astronómico Nacional, por haber atendido mi solicitud de realizar una tesina en dicho observatorio y por haberme puesto en contacto con el Centro Astronómico de Yebes; y al Dr. Jesús Gómez-González, Director del Centro Astronómico de Yebes, por haberme acogido en este centro y haber puesto a mi disposición las instalaciones del mismo.

Así mismo, deseo expresar mi agradecimiento: a todos los miembros del Centro Astronómico de Yebes que día a día han facilitado mi labor y sin cuya colaboración la realización de este trabajo no hubiera sido posible, y en particular a Arturo Rodríguez por su iniciación en las técnicas de observación y manejo del Radiotelescopio, y a Mario Tafalla por las discusiones mantenidas.

## INDICE

### -Introducción

#### 1.- EL RADIOTELESCOPIO DEL CENTRO ASTRONÓMICO DE YEBES

1.1- La antena

1.2- El receptor: Sección de alta frecuencia

1.3- El receptor: Sección de baja frecuencia

1.4- El espectrómetro

1.5- Integración y lectura de la señal

1.6- Almacenamiento del espectro y calibración

#### 2.- FORMACIÓN DE LÍNEAS ESPECTRALES EN EL RANGO MILIMÉTRICO

2.1- Transporte radiativo

- Sistema de dos niveles

- Caso general: Sistema de muchos niveles

2.2- Determinación de parámetros

#### 3.- LA NUBE MOLECULAR GIGANTE MONOCEROS R2

3.1- Descripción de la nube molecular gigante Monoceros R2

3.1.1- El núcleo de Mon R2

3.2- Observaciones

### 3.3- Resultados

#### 3.3.1- Observaciones y análisis de $^{13}\text{CO}$

- Determinación de la densidad proyectada y de la masa
- Cinemática

#### 3.3.2- Observaciones y análisis de CS

- Determinación de la densidad y de la abundancia de CS
- Determinación de la masa del núcleo denso
- Discusión:
  - a) Estructura del gas denso
  - b) Cinemática del gas denso

### REFERENCIAS

APÉNDICE I: Calibración de espectros milimétricos en el Centro Astronómico de Yebes.

- Introducción
- PARTE I: Calibración en longitudes de ondas milimétricas: caso general
  - 1- Temperaturas de antena, receptor y sistema
  - 2- Coeficientes de acoplamiento
  - 3- Método del Chopper-Wheel en DSB
  - 4- Diferentes escalas de intensidad
  - 5- Aplicación a las observaciones en SSB
  - 6- Emisividad de la atmósfera a longitudes de onda milimétricas

- PARTE 2: Calibración de espectros observados con el radiotelescopio de Yebes

- 1- Efecto de un radomo sobre la calibración
- 2- Determinación de los parámetros tau, eta\_1, rho y eta\_R
- 3- Escalas de intensidad en Yebes
- 4- Temperatura del receptor en Yebes
- 5- Temperatura de sistema en Yebes
- 6- Recopilación de parámetros del radiotelescopio de Yebes

APÉNDICE II: Regiones III tipo Blister

## INTRODUCCIÓN

Hoy en día, se sabe con certeza que las estrellas masivas se forman en complejos de nubes moleculares gigantes. Y, las observaciones astronómicas recientes parecen confirmar que el nacimiento de una estrella va acompañado por el desencadenamiento de fenómenos muy energéticos. Tales acontecimientos pueden tener efectos muy espectaculares sobre el gas ambiente: calentamiento de la materia del entorno estelar, inyección de energía cinética que dará lugar a movimientos de alta velocidad de las masas gaseosas, agujeros en las nubes excavados por los vientos estelares, formación de distintos tipos de regiones H II, etc... Es más, la mayoría de las estrellas masivas se forman en los bordes de las nubes moleculares gigantes, probablemente debido a que la compresión del gas ocurre preferentemente cerca de la frontera de la nube (Elmegreen y Lada, 1977). Cuando se forman estrellas O ó B, las regiones H II emergen sobre los bordes de las nubes moleculares y presentan un aspecto similar al de una ampolla. El frente de ionización y el frente de choque asociado se propagan dentro de la nube y producen una capa densa de gas neutro (Tenorio-Tagle, 1979). Inestabilidades gravitacionales de esta capa densa podrían dar lugar a la formación de nuevas estrellas (Elmegreen y Lada, 1977).

Para estudiar estos fenómenos de interacción estrella-gas debemos llevar a cabo observaciones a longitudes de onda milimétricas, que nos proporcionarán información sobre las condiciones físicas del gas denso próximo a la estrella. Observaciones a gran escala de la línea  $J=1-0$  de CO han permitido, en los últimos años, estudiar la estructura del gas molecular tenue en muchos complejos de nubes moleculares. Por otra parte, las observaciones de otras especies moleculares, que podrían trazar las regiones internas, se han restringido a la vecindad de los frentes de ionización o a los alrededores de los cúmulos de fuentes infrarrojas embebidos. La determinación de la estructura a gran escala del gas denso es un problema que raramente se ha abordado, principalmente debido a que tal estudio requiere la realización de grandes mapas en líneas moleculares relativamente débiles. Sin embargo, el estudio de la estructura del gas denso a gran escala es crucial para entender la interacción entre los frentes de ionización y el gas molecular, comparando, por ejemplo, las propiedades físicas del gas en las proximidades de la región HII con aquellas del gas no perturbado.

Para llevar a cabo el estudio de la estructura a gran escala del gas denso hemos elegido una nube molecular gigante: Monoceros R2, está localizada a unos 900 pc del Sol y a  $8'$  de Orión. Se caracteriza por presentar una gran concentración de indicios de formación estelar reciente y una región H II que emerge por la frontera trasera de la nube. Nosotros hemos cartografiado con el Radiotelescopio del CAY una extensa área de este objeto en la línea  $J=1-0$  de CS, con una resolución de  $2'$ . La molécula de CS tiene un momento dipolar relativamente alto ( $\sim 2$  Debye) y sus transiciones rotacionales trazan las regiones densas de la nube molecular. Además de las observaciones de la línea  $J=1-0$  de CS, también presentamos nuevas observaciones de las líneas  $J=2-1$  de CS y  $J=1-0$  de  $^{13}\text{CO}$  que nos permiten la determinación de parámetros físicos a gran



escala.

En el primer capítulo, realizamos una descripción del radiotelescopio del CAY y de su funcionamiento; en el segundo, además de repasar el problema del transporte radiativo para moléculas de dos niveles y de muchos niveles, exponemos algunos de los medios que se pueden emplear en la determinación de los parámetros físicos de una nube, como densidad, densidad proyectada, masa, temperatura, etc., así como las transiciones adecuadas en cada caso. En el tercer capítulo nos centramos ya en la nube molecular MON R2. Tras una detallada descripción, a pequeña y gran escala, de las peculiaridades más interesantes de la nube, exponemos las características de las observaciones realizadas en  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{CS}$ , y los resultados obtenidos de su análisis. Éstos, junto con comparaciones con observaciones anteriores de otras nubes similares como Orión, S140 o NGC2064, parecen indicar que el gas denso ha sido comprimido en una capa delgada por la acción de la región H II. También se baraja la posibilidad de que como consecuencia de esta compresión inestabilidades gravitacionales hayan dado lugar a la formación de pequeños "clumps", de modo que su estructura sería la de una capa delgada fragmentada. Sin embargo, sería necesaria una resolución mayor para poder confirmar esta posibilidad. Con este fin, se van a realizar nuevas observaciones en las líneas (1,1) y (2,2) de  $\text{NH}_3$ , con una resolución espacial de 0.2 pc.

Por último, el apéndice I trata de explicar las técnicas de calibración a longitudes de onda milimétricas, en especial la seguida en el Radiotelescopio del CAY. Y en el apéndice II se expone de forma abreviada como se forma una región H II tipo "blister", y el modelo que intenta dar cuenta de las observaciones realizadas en la dirección de alguna de éstas regiones.

## 1. EL RADIOTELESCOPIO DEL CENTRO ASTRONÓMICO DE YEBES

El estudio de los astros se fundamenta en la detección y el análisis de sus emisiones. La radiación electromagnética es, sin duda, la que más información nos aporta sobre las características tanto de los emisores, como de otros cuerpos que han podido absorber o difundir esta radiación. El espectro electromagnético abarca desde las radiofrecuencias (1 Hz ó  $10^8$  Hz), hasta los rayos gamma ( $10^{21}$  Hz). Ahora bien, habitualmente, la radiación antes de llegar a nuestro telescopio debe atravesar la atmósfera, que actúa como un absorbente. La atenuación de la radiación no es igual a todas las frecuencias, y existen tres zonas de baja absorción que reciben el nombre de ventanas atmosféricas y que son, la ventana del visible, la ventana del IR y la ventana radio. Esta última comprende longitudes de onda entre 0.1 y  $10^3$  cm aproximadamente.

A longitudes de onda milimétricas los principales absorbentes son el  $O_2$  y el vapor de agua. Las frecuencias de observación en el Centro Astronómico de Yebes (C.A.Y.), de 41 a 49 GHz, están situadas en las alas de una banda de absorción del oxígeno, sin embargo, la absorción debida al vapor de agua en estas frecuencias es generalmente pequeña (ver apéndice I).

En este apartado describiremos las características técnicas del radiotelescopio de Yebes: desde el colector (antena) hasta el espectrómetro.

### 1.1. La antena

La antena es un colector de ondas radio, su misión es la de optimizar la transferencia de energía desde el medio exterior a la entrada del receptor.

La antena del radiotelescopio del C.A.Y. (ver figura 1.1 y tabla 1.1) es de tipo Cassegrain, es decir, consta de dos superficies reflectoras que concentran la radiación procedente del cielo en un punto, el foco secundario del sistema. Las ondas son reflejadas por la superficie parabólica, reflector primario, y su energía debería concentrarse en el foco  $f_1$  del paraboloide, pero antes de llegar a él es interceptada por un segundo reflector, hiperboloide de focos  $f_1$  y  $f_2$ , que finalmente desvía la radiación, concentrándola en el foco  $f_2$  donde es recogida por la bocina. La bocina es un trozo de guía de ondas con una geometría (cono o pirámide truncados) y unas características especialmente diseñadas para conseguir el máximo acoplamiento entre la energía que llega a la antena en una determinada dirección y la que es transmitida hasta el receptor.

La respuesta de la antena o, lo que es lo mismo, la efectividad de la antena en captar la radiación en función de la dirección, constituye el diagrama de antena o de potencia. En general, está formado por un lóbulo principal, por el que entra la parte más significativa de la radiación, y por lóbulos secundarios distribuidos a los lados y detrás del principal. La anchura del lóbulo principal, y por tanto, la resolución del telescopio, viene dada por el diagrama de difracción de la superficie colectora de diámetro  $D$  ( en Yebes  $D = 13.72$  m ),

en el caso de Yebes  $\phi \sim 2'$ . Sin embargo, son muchos los factores que contribuyen a la forma del diagrama de potencia, entre ellos el tamaño de los paneles que forman la superficie reflectora (que determina el diagrama de error), el spillover, el alineamiento entre los focos (cuya posición puede variar, por ejemplo, por deformaciones de la superficie producidas por la acción de la gravedad), el diseño de la bocina , etc.

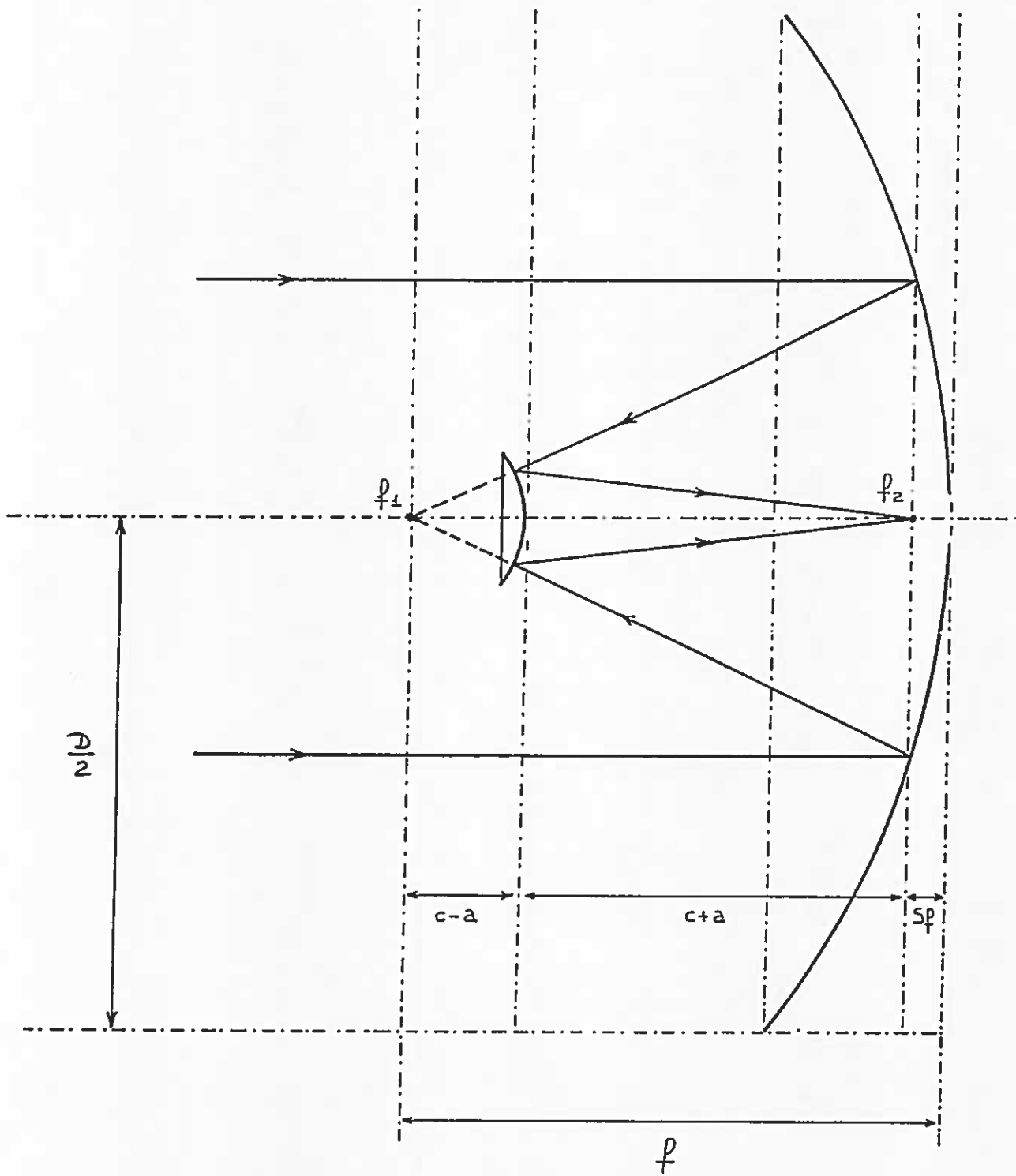


Fig. 1.1 Comportamiento de una antena con sistema Cassegrain

Tabla 1.1

Parámetros geométricos del sistema Cassegrain de  
la antena de 13.7m del Centro Astronómico de Yebes

---

- Diámetro del reflector principal, D .....	13.716m (540")
- Distancia focal del paraboloide, f .....	5.080m (200")
- f/D del paraboloide .....	0.3704
- Excentricidad del hiperboloide, $e=c/a$ .....	1.20
- Amplificación, $M=(e+1)/(e-1)$ .....	11.00
- Distancia focal del sistema Cassegrain, $F=Mf$ .....	55.880m (2200")
- F/D del sistema Cassegrain .....	4.074
- Diámetro del subreflector, $D_s$ .....	1.086m (42.75")
- Distancia del foco principal al vértice del hiperboloide, $c-a$ .....	0.385m (15.17")
- Distancia del foco secundario al vértice del hiperboloide, $c+a$ .....	4.238m (166.833")
- Distancia del foco secundario al vértice del paraboloide, $Sf=f-2c$ .....	0.457m (18.00")
- Distancia del vértice del paraboloide al plano de apertura, $h=D^2/16f$ .....	2.315m (91.13")
- Distancia del foco principal al plano de apertura, $f-h$ .....	2.765m (108.87")

## 1.2. El receptor: sección de alta frecuencia

En la figura 1.2 presentamos un esquema del receptor del C.A.Y. y el camino que sigue la radiación desde que llega a la bocina hasta que es finalmente detectada. La función del receptor es detectar y medir la emisión radio de las fuentes celestes. En general, esta radiación es incoherente y sus propiedades estadísticas no se diferencian en nada de las propiedades estadísticas de las emisiones propias del receptor y del fondo cosmológico, y, además, la intensidad de ésta última es mucho mayor que la de las líneas que normalmente se observan, por tanto, el sistema de detección requiere una gran sensibilidad.

Debido a que los dispositivos de detección disponibles en este momento no nos permiten trabajar a frecuencias tan altas como las correspondientes a las ondas milimétricas, antes de que la radiación pueda ser detectada debe ser tratada para conseguir disminuir su frecuencia hasta un valor adecuado. Con el fin de salvar esta dificultad inicial se diseña el RECEPTOR SUPERHETERODINO, que es el más utilizado en ondas radio, y que consta de dos secciones, una de alta frecuencia o de predetección, cuyos elementos deben ser diseñados específicamente para cada frecuencia, y una de baja frecuencia o detección.

En la sección de alta frecuencia se lleva a cabo, mediante la mezcla de dos señales muy parecidas, una primera reducción de la frecuencia y una amplificación de la potencia de la señal que deseamos analizar.

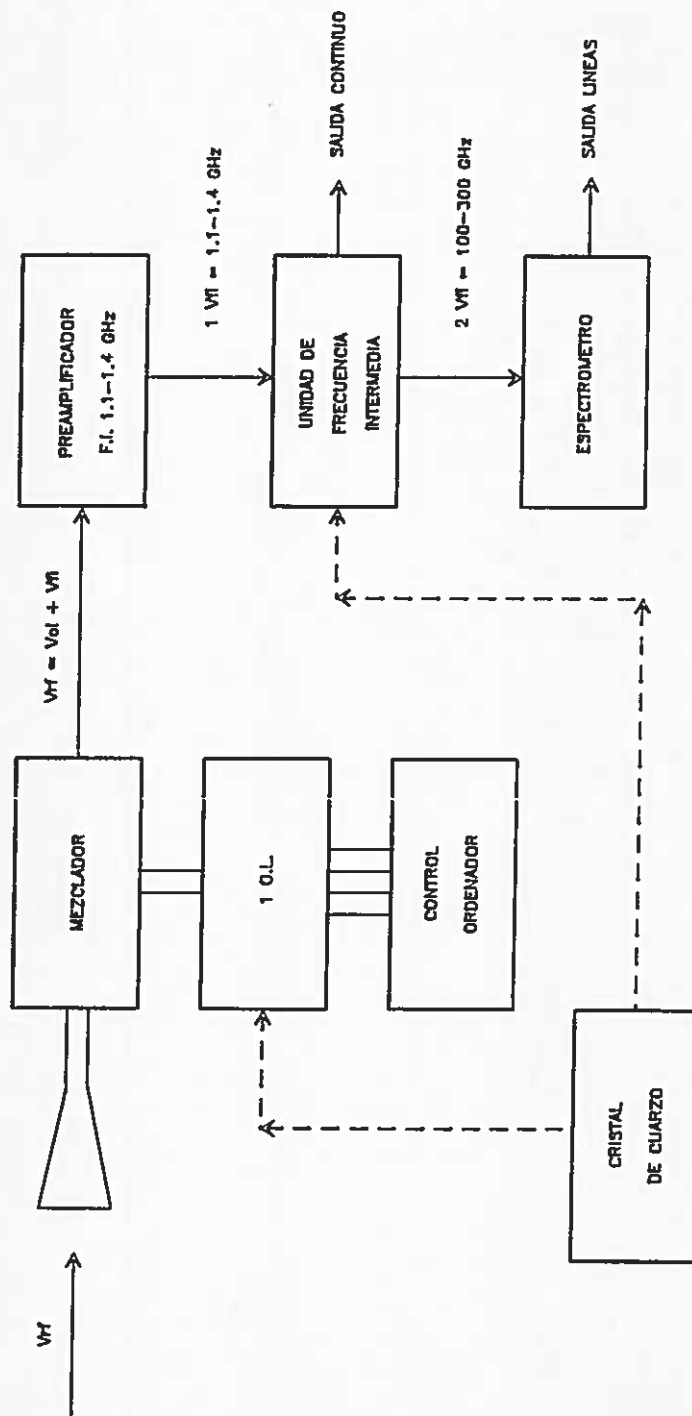


Fig. 1.2 Esquema del receptor del Radiotelescopio del C.A.Y.



La energía colectada por la antena y transformada en energía guiada por la bocina es transmitida hasta el MEZCLADOR mediante una guía de ondas, de corta longitud para reducir al máximo las pérdidas de potencia que tienen lugar en este proceso. Además, al mezclador llega, a través de otra guía de ondas, una señal generada por el primer OSCILADOR LOCAL (O.L.) que tiene una frecuencia cercana a la que deseamos detectar. La señal exterior (frecuencia  $V_{rf}$ ) y la del oscilador local ( $V_{ol}$ ) se "mezclan" y la resultante a la salida del mezclador es de la forma:

$$A.\cos(V_{rf}).t + B.\cos(V_{rf}-V_{ol}).t + \dots$$

donde  $V_{fi}=V_{rf}-V_{ol}$  es la primera frecuencia intermedia. Esta señal es enviada, a través de un cable coaxial, a un PREAMPLIFICADOR con una banda de paso que suele ser del orden de una décima de GHz alrededor de la frecuencia intermedia.

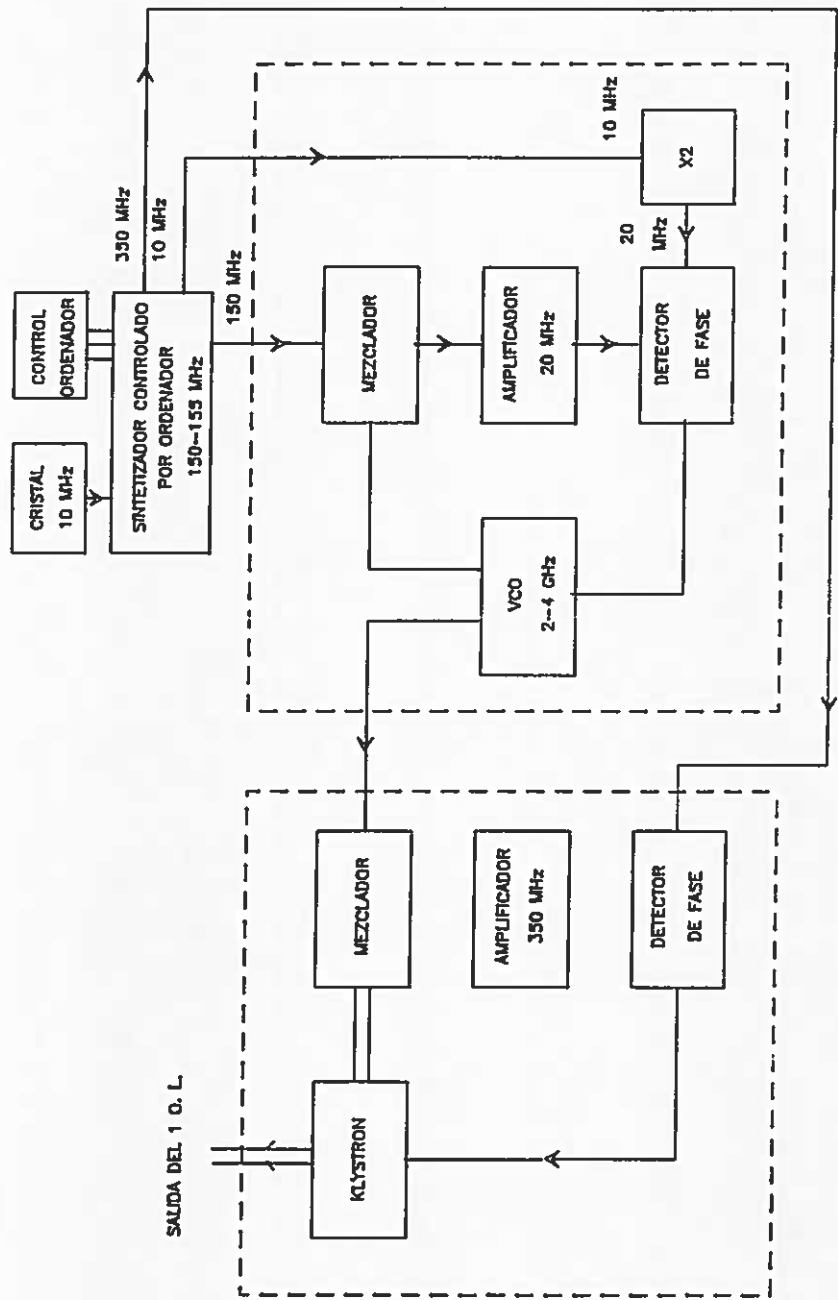
Ahora bien, en milimétricas no es posible colocar entre el mezclador y la bocina un filtro que seleccione un rango de frecuencias determinado. De todas las que llegan a la bocina y son transmitidas por la guía de ondas hay dos que proporcionan la misma frecuencia intermedia

$$V_{rf} = V_{ol} + V_{fi}$$

y

$$V'_{rf} = V_{ol} - V_{fi}$$

que constituyen la banda señal y la banda imagen respectivamente (también denominadas banda superior y banda inferior). De modo que, la señal a la salida del preamplificador representa la energía que llega a la antena en dos bandas separadas el doble de la frecuencia intermedia, centradas en  $V_{rf}$  y  $V'_{rf}$  y con la



2 RED DE ENGANCHE DE FASE

1 RED DE ENGANCHE DE FASE

Fig. 1.3 Esquema del O.L. del receptor del C.A.Y.

misma anchura y forma que la ganancia, ya que éstas últimas propiedades vienen determinadas por las características del preamplificador, que trabaja sólo con la frecuencia intermedia. Así pues, tenemos un receptor superheterodino con dos canales de recepción, S e I.

Veamos ahora las características de los dispositivos que desempeñan estas funciones en el receptor del radiotelescopio de Yebes.

El MEZCLADOR es un diodo de barrera Schottky. Hace uso de la rectificación eléctrica que ocurre en una barrera de potencial entre un conductor y un semiconductor. Las principales ventajas de este sistema son, una mayor rapidez en la respuesta, ya que la corriente es transportada por electrones, una mayor eficiencia en la conversión de la frecuencia y menor resistencia. En definitiva, introduce menos ruido.

El OSCILADOR LOCAL está constituido por un klystron y una red de enganche de fase. En la figura 1.3 se representa de forma esquemática la configuración del primer O.L. El klystron es una cavidad resonante que proporciona una señal de gran pureza espectral pero muy inestable. La frecuencia de resonancia se determina variando, mediante un tornillo micrométrico, las dimensiones de la cavidad. La banda de frecuencias a que puede oscilar el klystron de nuestro receptor es 42-48 GHz. La estabilización de la señal se realiza en dos fases, REF4 y REF. La primera es un paso intermedio en el que se estabiliza una señal de 4 GHz que a su vez se va a utilizar en la estabilización del klystron, y en la segunda se estabiliza la señal del klystron comparándola con otras muy estables.

Veamos con detalle el proceso de estabilización de la señal que vamos a mezclar. En primer lugar, disponemos de un cristal de cuarzo, de alta estabilidad, que emite a 10 MHz. Con esta señal, mediante una serie de circuitos, podemos construir señales estables de las frecuencias que deseemos. La señal de 10 MHz se utiliza primero para obtener, a partir del sintetizador, una señal estable de frecuencia entre 150 y 155 MHz. Se selecciona uno de sus armónicos de modo que la diferencia de frecuencias entre la de éste y una de 4 GHz sea 20MHz. Entonces, la señal del sintetizador se mezcla con la del oscilador de 4 GHz (VCO) y produce una señal inestable de 20 MHz que es amplificada y comparada, mediante un detector de fase, con otra señal de 20 MHz construída a partir de la frecuencia del cristal de cuarzo. Si la diferencia de fase es distinta de cero se crea una corriente que obliga al VCO a cambiar su frecuencia hasta que consigue que la diferencia de fase entre las dos sea cero. En este momento la corriente que manda el detector de fase al VCO es continua y la frecuencia queda estabilizada.

La señal del VCO se divide en dos, una décima parte vuelve a mezclarse con la del sintetizador para continuar la comprobación, y el resto va hacia la segunda red de enganche de fase. Allí uno de sus armónicos, aquél que difiera 350 MHz de la frecuencia del klystron, se mezcla con la señal procedente del klystron y da lugar a una señal inestable de 350 MHz. Como antes, ésta es amplificada y comparada con una señal estable de su misma frecuencia (350 MHz) generada también con la señal de 10 MHz. Si la diferencia de fase entre las dos es distinta de cero se crea una corriente que hace al klystron cambiar su frecuencia hasta que la diferencia de fase es cero, en este momento la corriente que llega al klystron es continua y la señal del O.L. queda estabilizada. De nuevo se repite el ciclo, una décima de la señal del klystron es dirigida, mediante un sistema de "fontanería de alta frecuencia" hacia el mezclador

armónico, el resto se envía, tras ser atenuado, hacia el MEZCLADOR (Schottky) donde se encuentra con la señal procedente de la bocina.

El PREAMPLIFICADOR DE FRECUENCIA INTERMEDIA es un transistor de efecto campo (FET) con una banda de paso entre 1.1 y 1.4 GHz y una ganancia de unos 22dB.

La temperatura de ruido, que es una medida de la calidad del receptor, es una función de la temperatura física a la que se encuentran sus componentes y de las ganancias (o pérdidas) de éstos, y su expresión es la siguiente (ver Kraus, 1966)

$$Tr = T1 + T2/G1 + T3/G1*G2 + \dots ,$$

donde  $T_i$  son las temperaturas físicas,  $G_i$  las ganancias (o pérdidas) y el subíndice indica el lugar que ocupa en la disposición en serie de los componentes del receptor. Por tanto, la temperatura de ruido de un receptor vendrá determinada prácticamente por la de los primeros constituyentes, ya que dada la ganancia del preamplificador la contribución de los siguientes dispositivos será mínima.

Es evidente pues, que debemos procurar que los primeros elementos del receptor tengan ganancias elevadas y mantenerlos a una baja temperatura. Con este fin, tanto el mezclador como el amplificador se mantienen dentro de una caja refrigerada por efecto Peltier.

### 1.3. El receptor: sección de baja frecuencia

En la primera parte del receptor hemos reducido la frecuencia de la señal recibida hasta un valor de aproximadamente 1.2 GHz, ésta es la frecuencia intermedia. A partir de aquí, la señal sufrirá una serie de amplificaciones de potencia y reducciones de frecuencia hasta que llega al espectrómetro. Veamos en detalle estos procesos.

La señal que salió del preamplificador (F.E.T. 1.1-1.4 GHz) llega, a través de un cable coaxial, a la unidad de frecuencia intermedia (U.F.I.). En la figura 1.4 representamos la estructura y componentes principales de esta unidad. El primer dispositivo con el que se encuentra la señal es un AISLADOR, cuya misión es la de eliminar las reflexiones que pueden producirse por cambios de impedancia. Después un AMPLIFICADOR que tiene una ganancia de 38.8 dB. Le siguen dos ATENUADORES, uno fijo de 20dB y otro que puede variar entre 0 y 11 dB y que actualmente suele estar situado en 4dB. Un nuevo AMPLIFICADOR (34 dB) aumenta el nivel de la señal para adecuarlo al necesario a la entrada de los sistemas de detección que vienen a continuación. Existe la posibilidad de observar simultáneamente un espectro y el continuo, para ello la señal es bifurcada, por medio del DIVISOR DE POTENCIA, en dos ramas de igual intensidad, la que se utiliza para la detección en continuo y la destinada al análisis espectral.

La sección de la unidad de frecuencia intermedia que trabaja con el canal de continuo consiste básicamente en un DETECTOR CUADRÁTICO. La razón es simple, la tensión que sale del amplificador anterior es de la forma  $X(t)=\cos(Vif*t)$ , que tiene un valor medio nulo, y si se aplica a un detector ordinario, un voltímetro por ejemplo, no producirá ninguna deflexión. Sin embargo, la señal al pasar por un detector

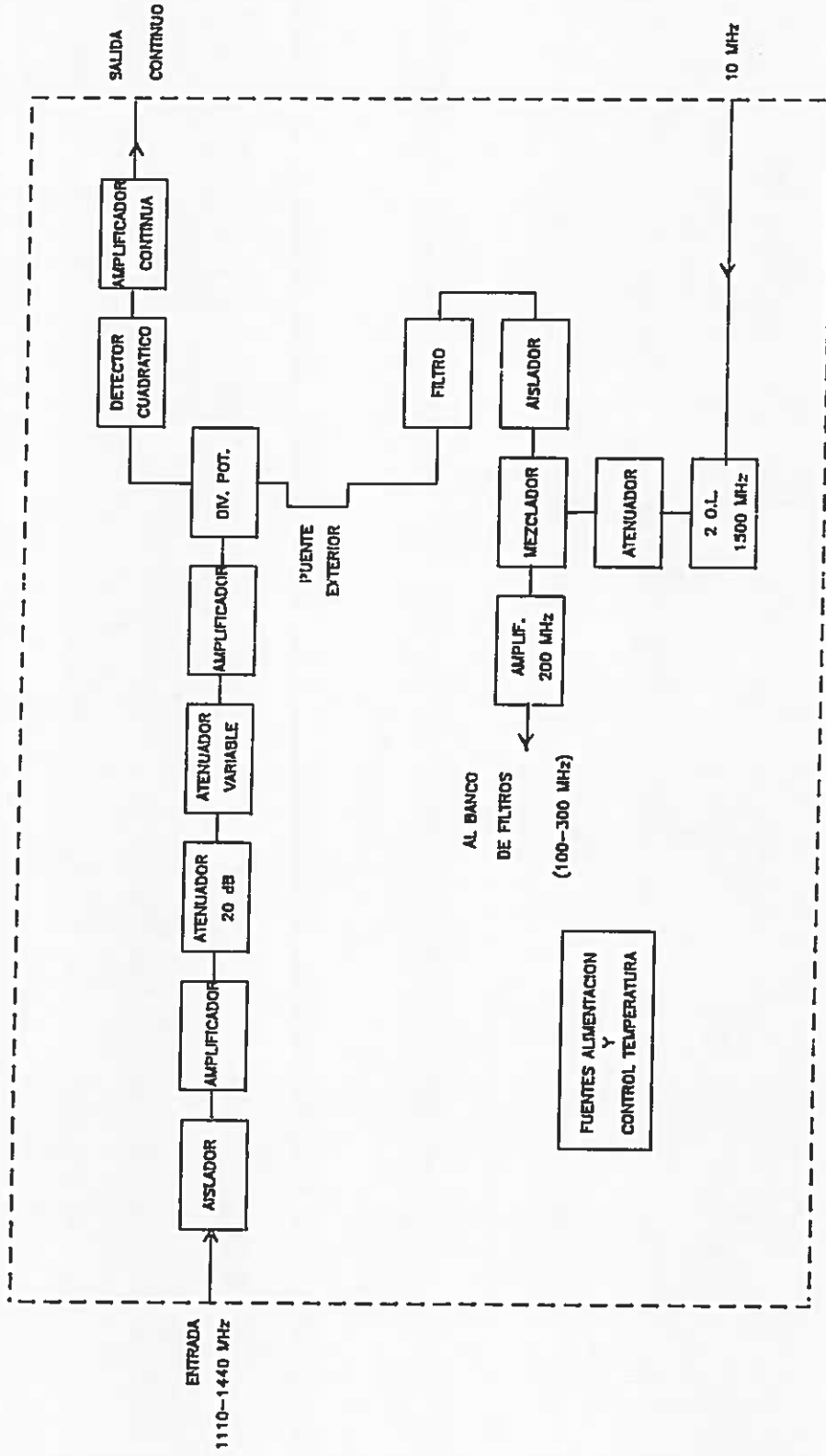


Fig 1.4 Diagrama de la Unidad de Frecuencia Intermedia

cuadrático se transforma en  $Y(t)=a x^2(t)$ , cuyo valor medio es ahora distinto de cero. Tras este cambio, la señal  $Y(t)$  es amplificada y emerge de unidad de frecuencia intermedia, por la SALIDA DE CONTINUO.

El otro canal, destinado a la observación de líneas, termina en el espectrómetro. En esta sección de la U.F.I., la frecuencia va a ser nuevamente reducida con el propósito de facilitar el análisis espectral. Para ello se procede a una nueva mezcla: la señal pasa por un FILTRO paso banda y un AISLADOR y llega a un MEZCLADOR donde se combina con una señal de 1500 MHz procedente del 2º OSCILADOR LOCAL (de frecuencia fija y estabilizado por la señal de 10 MHz del cristal de cuarzo). El resultado es una señal con una frecuencia, 2ª frecuencia intermedia, de unos 200 MHz que llega a un AMPLIFICADOR (14 dB) con una banda de paso de 100-300 MHz. Al final del amplificador está la salida de la unidad de frecuencia intermedia, F.I., y desde aquí se envía la señal (100-300 MHz) hacia el banco de filtros mediante un cable coaxial de unos 25 m.

La U.F.I. también cuenta con un conjunto de fuentes de alimentación y con un sistema de control de la temperatura. Ésta se mide con la ayuda de un microamperímetro (2°C por  $\mu A$ ).

#### 1.4. El espectrómetro

La señal procedente de la U.F.I. entra al espectrómetro a través de un filtro paso banda y sufre una serie de procesos que consisten en dividir y trasladar, por mezclas sucesivas, la banda que se va a analizar, sobre 16 conjuntos idénticos de filtros. Cada grupo contienen a su vez 16 filtros centrados en



frecuencias separadas 50 KHz. Por tanto, al final tendremos una banda de 12.8 MHz de anchura dividida en 256 canales de 50 KHz de anchura cada uno.

En la figura 1.5 representamos la disposición de los principales elementos que constituyen el banco de filtros :

- 1.- Filtro paso banda
- 2.- Procesador de frecuencia intermedia
- 3.- Desplazador de frecuencia intermedia
- 4.- Divisores de potencia y filtros separadores de banda
- 5.- Conversor
- 6.- Tarjetas de filtros de 16 canales

Pasemos pues a una descripción de los procesos que experimenta la señal a través de este sistema. La señal procedente de la U.F.I. (100-300 MHz) que tiene una frecuencia central de unos 204 MHz (2ª frecuencia intermedia del receptor) llega hasta el FILTRO paso banda de 20 MHz, cuya misión es la de evitar la saturación y eliminar la banda imagen que se formaría en la próxima mezcla. A la salida del filtro tendremos la banda 194-214 MHz, pero, puesto que la banda que podemos analizar con nuestro banco de filtros es de sólo 12.8 MHz, es decir, el intervalo 197.6-210.4 MHz centrado en 204 MHz, a partir de ahora nos restringiremos al tratamiento al que está sometida la señal que va a ser analizada. Podemos considerarla dividida en dos sub-bandas A y B a la izquierda y derecha, respectivamente, de la frecuencia central 204 MHz. La sub-banda A iría desde 197.6 a

204 MHz, y la B desde 204 a 210.4 MHz. El objetivo del PROCESADOR DE F.I. es trasladar estas dos sub-bandas sobre una misma banda de frecuencias centrada en 204 MHz. Para ello lleva a cabo una mezcla de la banda de entrada con la señal de un oscilador a 411.2 MHz, tras lo cual ya tenemos la banda B en la posición deseada, veamos,

situación inicial de la banda B 204-210.4 MHz

$$411.2 - 204 = 207.2 \text{ MHz}$$

$$411.2 - 210.4 = 200.8 \text{ MHz}$$

situación final 200.8-207.2 MHz, centrada en 204 MHz

la banda A por su parte ha sido trasladada hasta 207.2-213.6 MHz. La resultante es amplificada, filtrada, y de nuevo mezclada con una una señal de otro oscilador a 414.4 MHz, con lo cual conseguimos trasladar la banda A hasta la posición deseada,

banda A 207.2-213.6 MHz

$$414.4 - 207.2 = 207.2 \text{ MHz}$$

$$414.4 - 213.6 = 200.8 \text{ MHz}$$

El resultado final es pues, dos sub-bandas, A y B, de frecuencias 200.8-207.2 MHz centradas ambas en 204 MHz, que contienen cada una de ellas la información correspondiente a

128 canales. Estas son llevadas hasta la entrada en paralelo del sistema y a partir de ahora cada una de ellas seguirá por ramas separadas. Lo primero que se encuentran es un filtro paso banda que tiene la misma misión que el primero, después entran en la sección denominada DESPLAZADOR DE F.I. Su misión es una nueva traslación de las frecuencias de las bandas A y B de 200.8-207.2 MHz a 26.8-33.2 MHz, para lo cual procede, como en los casos anteriores, mezclando cada una de las bandas con la señal de un oscilador de la frecuencia apropiada, 234 MHz. Las resultantes pasan, cada una de ellas, por un divisor de potencia en dos canales, y cada uno de ellos a su vez pasa por un divisor de potencia en cuatro canales, que da lugar a 16 canales de 26.8-33.2 MHz, ocho correspondientes a la banda A y ocho a la banda B. Cada uno de estos canales alimenta a un filtro separador de banda que tiene una anchura de 1.7 MHz y una frecuencia central que varía cada dos filtros y que tienen los valores que pueden observarse en la figura. Así pues, tenemos 16 bandas iguales, dos a dos, de anchura 1.7 MHz pero cuya frecuencia no es aún la que corresponde a la banda de la tarjeta de 16 filtros (1.2-2 MHz) a la que tienen que ser conducidos cada uno de los 16 canales. El CONVERTOR DE F.I., que consiste básicamente en cuatro osciladores y un conjunto de mezcladores, se ocupa de efectuar el cambio correspondiente. Se mezcla la señal de cada una de las 16 bandas con la de uno de los cuatro osciladores con que contamos y obtenemos 16 bandas de frecuencias 1.2-2 MHz, cada una de las cuales es conducida a una de las 16 tarjetas idénticas de que disponemos. Una vez allí la señal es amplificada y de nuevo dividida entre los 16 filtros de 50 KHz que forma cada tarjeta. A la salida de cada filtro existe un detector cuadrático (diodos de efecto túnel) y un amplificador.

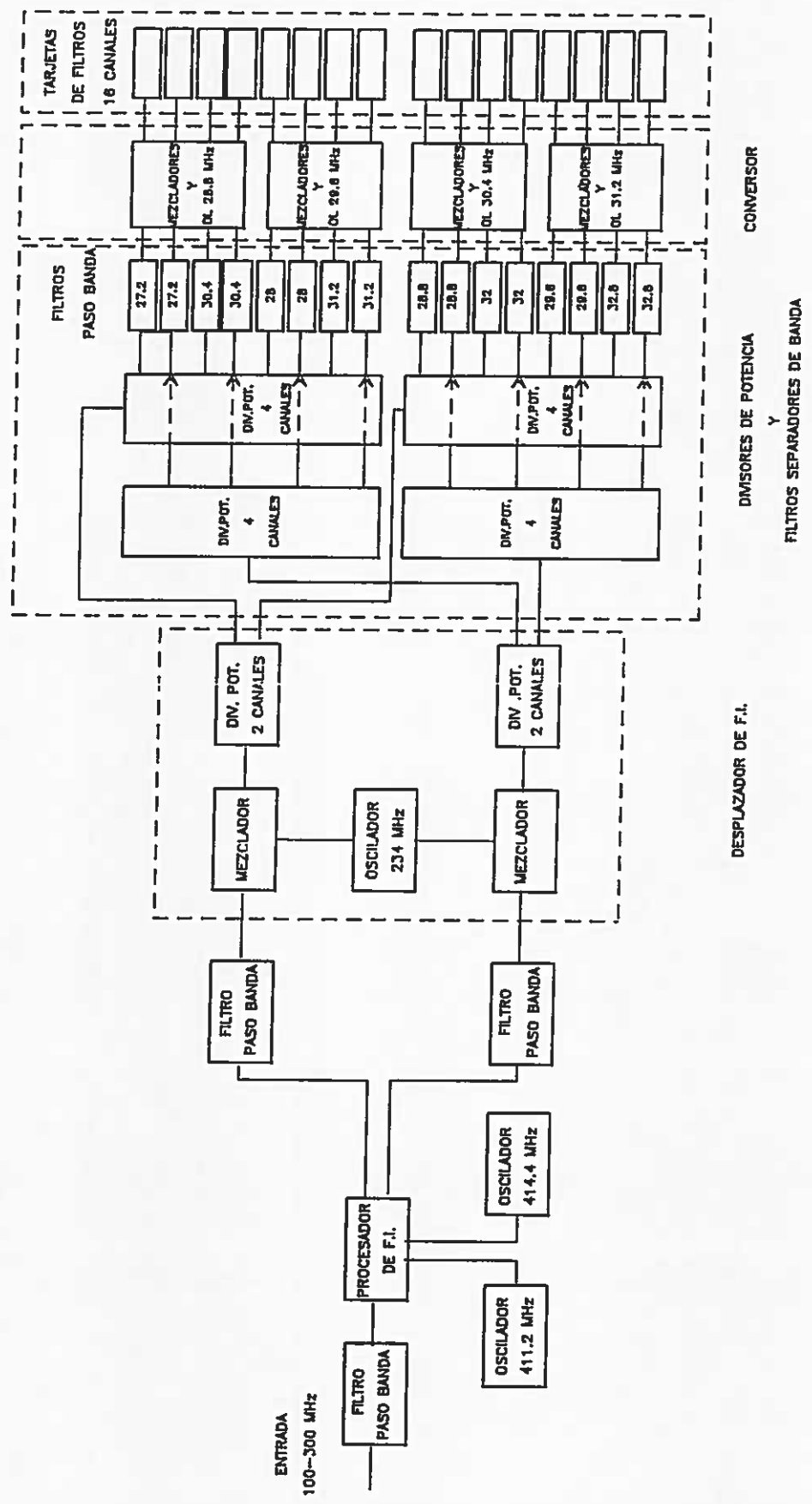


Fig. 1.5 Diagrama del banco de filtros del C.A.Y.

### 1.5. Integración y lectura de la señal

El papel que realiza una placa fotográfica en el óptico es jugado en nuestro caso, por un sistema constituido básicamente por un conjunto de INTEGRADORES, un MULTIPLEXOR CONVERTIDOR ANALÓGICO DIGITAL (C.A.D.) y una UNIDAD DE CINTA MAGNÉTICA.

En cada uno de los 16 canales de las 16 tarjetas existe un integrador que proporciona el nivel de potencia a la salida, y el resultado de cada canal es llevado hasta el multiplexor que existe en cada tarjeta.

La misión del MULTIPLEXOR (OAN-30) es recoger las señales a la salida del banco de filtros, integrarlas durante un tiempo determinado, leer secuencialmente los resultados de estas integraciones y codificarlos en binario para entregárselos al ordenador HP2100. Este ordenador escribe una copia del espectro en una cinta magnética y proporciona otra copia a un segundo ordenador (HP1000). Estas operaciones deben estar sincronizadas con una señal de conmutación para que el ordenador pueda realizar una detección síncrona, en nuestro sistema utilizamos una señal de 10 MHz generada a partir de la frecuencia de 1 MHz del reloj del equipo. Se lleva a cabo un ciclo de LECTURA-BORRADO-INTEGRACIÓN en cada semiperiodo de la señal de conmutación, coincidiendo el inicio del ciclo con el del semiperiodo. El cambio de nivel de la señal de sincronización inicia el ciclo.

**LECTURA:** Se realizan las lecturas de las tensiones de salida de los integradores procedentes de la integración realizada durante el ciclo anterior, y se van entregando, ya codificadas, al ordenador. Durante la lectura el multiplexor de cada tarjeta va proporcionando secuencialmente las

tensiones a la salida de los 16 integradores. En efecto, al iniciarse la lectura se pone a cero el contador selector de canales y el multiplexor (el que hay al final de cada tarjeta) conecta al CONVERTOR ANALÓGICO DIGITAL (C.A.D.) el canal 0, cuando finaliza la conversión se incrementa en uno el número del selector de canales haciendo que el multiplexor pase al canal siguiente. Cuando el ordenador ha efectuado la lectura de un canal da la orden de fin de lectura que hace disparar de nuevo el C.A.D. , y así hasta acabar con los canales de las 16 tarjetas. El tiempo que se emplea en esta fase de lectura es de 4ms.

**BORRADO:** Al finalizar la fase de lectura se ponen a cero los integradores con el fin de realizar una nueva integración. Esta fase tiene asignado un tiempo de 2ms.

**INTEGRACIÓN:** Una vez puestos a cero se inicia la integración de las señales que salen del banco de filtros. La duración de esta fase se puede ajustar, a saltos de 1ms entre 0 y 50 ms, la duración típica para los 256 canales es de unos 44ms.

La razón por la cual comenzamos por el intervalo de lectura y no por el de integración es, que cuando se trabaja en conmutación de frecuencia, como es nuestro caso, se necesita un corto espacio de tiempo para que el O.L. se estabilice, durante este tiempo las salidas de los integradores son inútiles. De modo que este intervalo se utiliza para la lectura dejando la integración para cuando el O.L. esté estabilizado.

### 1.6. Almacenamiento del espectro y calibración

El espectro codificado en binario se manda a un segundo ordenador (HP1000) donde, mediante un programa de calibración (RDAT), los bits correspondientes a cada canal son traducidos a temperatura, en unidades de temperatura de antena \* (ver apéndice). Su representación gráfica la podemos obtener en el terminal TV correspondiente.

## 2.- FORMACIÓN DE LÍNEAS ESPECTRALES EN EL RANGO MILIMÉTRICO

Hasta el auge de las técnicas radioastronómicas en los años sesenta, que permitió las primeras detecciones de moléculas complejas como el amoniaco, agua, formaldehído etc, se creía que el medio interestelar estaba constituido básicamente por hidrógeno atómico, helio, pequeñas cantidades de átomos más pesados, C, O, N y moléculas simples como CN y  $\text{CH}^+$  (detectadas en el visible en 1938). Hoy en día, se sabe con certeza que una parte importante del gas del medio interestelar consiste en una fase densa y fría compuesta principalmente por  $\text{H}_2$  y, en segundo lugar, por CO. Este gas, está distribuido de forma inhomogénea contituyendo unos objetos que reciben el nombre de Nubes Moleculares.

Observaciones en los rangos espectrales UV, visible, IR y radio, han permitido identificar hasta la fecha, más de cincuenta especies moleculares (Tabla 2.1). El espectro molecular abarca un amplio rango de frecuencias, y las transiciones suelen dividirse en tres grupos, las electrónicas, las vibracionales y las rotacionales.

1.- El espectro electrónico se debe a cambios en la distribución de los electrones de la molécula. La diferencia de energía entre dos niveles electrónicos sucesivos es del orden del eV y por tanto, las líneas espectrales pertenecen a las regiones Visible y UV del espectro.  $\text{H}_2$  es un ejemplo de molécula detectada a partir de su emisión en el UV.

2.- El espectro vibracional se produce como consecuencia de movimientos oscilatorios de los núcleos con respecto a sus posiciones de equilibrio. Las energías de estas transiciones son del orden de 0.1-0.01 eV, corresponden a la región del



infrarrojo.

3.- El espectro rotacional es ocasionado por la rotación de las moléculas, involucra energías del orden de  $10^{-3}$  eV, que corresponde a longitudes de onda centimétricas y milimétricas. De hecho, la mayoría de las líneas de moléculas interestelares observadas son transiciones rotacionales a longitudes de onda milimétricas.

Las energías de los niveles rotacionales dependen de la geometría de la molécula. Según sea el elipsoide de inercia de la molécula, ésta será lineal, rotor simétrico, o rotor asimétrico.

1.- Moléculas lineales: los momentos de inercia alrededor de los dos ejes perpendiculares al de la molécula son iguales. Si consideramos la molécula como un sólido rígido, la energía de cada nivel rotacional es

$$E_r = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) = B J(J+1) \quad 2.1$$

donde B es la constante rotacional y J el número cuántico rotacional correspondiente al momento angular. Las frecuencias de las transiciones son:

$$\nu(J_s) = 2 B J_s / h$$

donde  $J_s$  es el número cuántico rotacional correspondiente al nivel superior. Estas expresiones se refieren a la aproximación dipolar eléctrica, para moléculas que no presentan momento dipolar permanente, las transiciones

rotacionales son muy poco probables, de ahí la dificultad en detectar el espectro rotacional de  $H_2$ .

2.- Rotores simétricos, tienen dos momentos de inercia iguales y el tercero distinto. El ejemplo más importante es el amoníaco,  $NH_3$ . La energía de los niveles puede expresarse de forma analítica como :

$$E_r = B (J+1) J + (C-B) K^2 \quad 2.2$$

donde B y C son constantes rotacionales correspondientes al eje de simetría y los ejes perpendiculares a éste, J tiene el mismo sentido que en el caso lineal y K es la proyección del momento angular sobre el eje de simetría. La frecuencia de las transiciones depende principalmente del número J y ligeramente de K. Son especialmente útiles como termómetros interestelares (ver sección 2.2).

3.- Rotores asimétricos, tienen los tres momentos de inercia distintos. No permiten expresar de forma analítica la energía de cada uno de los niveles. Los estados rotacionales se designan con tres números cuánticos, J, correspondiente al momento angular,  $K_a$  y  $K_b$  que son las proyecciones del momento angular sobre los otros dos ejes.

Por otra parte, en la gran mayoría de las moléculas existen interacciones entre el momento cuadrupolar nuclear y el campo eléctrico generado por los electrones, que dan lugar a desdoblamiento hiperfino, éstos son de gran utilidad en la determinación de propiedades físicas (ver sección 2.2). También pueden surgir desdoblamiento de los niveles rotacionales por interacción entre el momento angular y el de

Tabla 2.1 Moléculas detectadas en el espacio interestelar

<u>Diatómicas</u>	<u>Triatómicas</u>	<u>4 Átomos</u>
H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	NH <sub>3</sub>
CH	HCN	H <sub>2</sub> CS
CO	HCO <sup>+</sup>	C <sub>3</sub> H
OH	H <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	C <sub>3</sub> O
SiO	HNC	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>
NS	HNO	H <sub>2</sub> CO
NO	HCO	HNCO
CN	C <sub>2</sub> H	HNCS
CS	OCS	C <sub>3</sub> S
SO	SO <sub>2</sub>	
SiS	HCS <sup>+</sup>	
C <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> S	
NaCl	C <sub>2</sub> S	
AlF ?	SiC <sub>2</sub>	
AlCl ?		
KCl ?		
CH		

<u>5 Átomos</u>	<u>6 Átomos</u>	<u>7 Átomos</u>
HCOOH	CH <sub>3</sub> OH	CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H
CH <sub>2</sub> NH	CH <sub>3</sub> ONH <sub>2</sub>	HC <sub>5</sub> N
HC <sub>4</sub>	CH <sub>3</sub> SH	CH <sub>2</sub> CHCN
H <sub>2</sub> CCO	CH <sub>3</sub> CN	CH <sub>3</sub> CHO
HC <sub>3</sub> N	C <sub>5</sub> H	CH <sub>3</sub> NH <sub>2</sub>
NH <sub>2</sub> CN	CH <sub>3</sub> HC	C <sub>6</sub> H
C <sub>3</sub> H <sub>2</sub>		

<u>8 Átomos</u>	<u>9 Átomos</u>	<u>11 Átomos</u>
HCOOCH <sub>3</sub>	CH <sub>3</sub> OCH <sub>3</sub>	HC <sub>9</sub> N
CH <sub>3</sub> C <sub>3</sub> N	CH <sub>3</sub> C <sub>4</sub> H	
	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> OH	<u>13 Átomos</u>
	HC <sub>7</sub> N	
	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> CN	HC <sub>11</sub> N

espín de los electrones.

El interés de las nubes moleculares y, por tanto, la utilidad de la Radioastronomía en milimétricas, radica en que:

1ª. Las nubes moleculares juegan un papel fundamental en la formación de estrellas, como lo demuestra su íntima asociación con asociaciones OB, estrellas jóvenes y regiones HII. Por tanto, el estudio de sus condiciones físicas contribuirá a un mejor conocimiento de los mecanismos que dan lugar al nacimiento de estrellas.

2ª. Al estar distribuidas principalmente a lo largo de los brazos espirales de la galaxia, las nubes moleculares permiten trazar la estructura a gran escala de la Galaxia.

3ª. El estudio de las nubes moleculares proporciona un medio idóneo <sup>para</sup> la comprensión de la evolución química y dinámica de la Galaxia.

### 2.1. Transporte radiativo

La determinación de las propiedades físicas de las nubes a partir de las observaciones en espectroscopía milimétrica no es inmediata, la radiación al pasar a través de la materia interacciona con ella mediante procesos de absorción y difusión (scattering). La materia, recíprocamente, es capaz de contribuir al campo de radiación por medio de los procesos de emisión. Los cambios experimentados por la radiación al atravesar la materia pueden describirse mediante la ECUACIÓN DE TRANSPORTE RADIATIVO. Desde un punto de vista macroscópico

o fenomenológico, la ecuación para una geometría planoparalela, puede escribirse en la forma:

$$\frac{d I_{\nu}}{d s} = - K_{\nu} I_{\nu} + E_{\nu} \quad 2.3$$

y representa la variación de la intensidad  $I_{\nu}$  de la radiación debida, por una parte, a las absorciones ( $K_{\nu} I_{\nu}$ ) y por otra, a las emisiones ( $E_{\nu}$ ), que se producen al atravesar el material de espesor  $ds$ .  $K_{\nu}$  y  $E_{\nu}$  son los coeficientes de absorción y emisión a la frecuencia  $\nu$ , respectivamente.

Un fotón dentro del gas de moléculas puede interactuar con éstas de varias formas. El fotón puede ser secuencialmente absorbido y emitido mediante procesos radiativos y eventualmente ser destruido mediante una excitación colisional, es decir, la energía del fotón pasa a formar parte de la energía térmica del gas, y por tanto, se produce un acoplamiento entre la materia y el campo de radiación. Los coeficientes de Einstein, junto con los colisionales, nos permiten describir esta interacción entre la radiación y la materia desde un punto de vista microscópico. Dada una molécula lineal (con momento dipolar eléctrico  $\mu$ ), para una transición dipolar eléctrica entre los niveles rotacionales  $J+1$  y  $J$ ,  $A_{J+1,J}$ , representa la probabilidad de desexcitación espontánea

$$A_{J+1,J} = \frac{64 \pi^4 \nu^3}{3 h c^3} \mu^2 \frac{J+1}{2J+3} ; \quad 2.4$$

$B_{J+1,J}$ , es la probabilidad de desexcitación estimulada y  $B_{J,J+1}$  la probabilidad de excitación estimulada. Y las relaciones entre ellos son

$$g_{J+1} B_{J+1,J} = g_J B_{J,J+1} \quad 2.5$$

$$A_{J+1,J} = \frac{2 h \nu^3}{c^2} B_{J+1,J} \quad 2.6$$

Por tanto, el coeficiente de emisión macroscópico estará relacionado con los de Einstein por la siguiente expresión

$$E_\nu = \frac{h \nu}{4 \pi} n_{J+1} A_{J+1,J} \phi(\nu) \quad 2.7$$

Y el de absorción, considerando la emisión estimulada como una absorción negativa sería

$$K_\nu = K \phi(\nu)$$

$$\kappa = \frac{h \nu}{4 \pi} (n_J B_{J,J+1} - n_{J+1} B_{J+1,J})$$

2.8

$$= n_J B_{J,J+1} \left(1 - \frac{n_{J+1} g_J}{n_J g_{J+1}}\right) \frac{h \nu}{4 \pi}$$

donde  $n_i$  representa la población del nivel  $i$ , y  $\phi(\nu)$  es el perfil de la línea para la radiación emitida y absorbida, podría ser diferente para uno y otro proceso, pero podemos considerar que ambos son iguales, es decir, que las absorciones, y las emisiones que le siguen, no están correlacionadas, no son coherentes. Esta aproximación recibe el nombre de redistribución completa. Para las longitudes de onda y condiciones físicas típicas de la nube, podemos considerar perfiles Doppler.

A partir del coeficiente de absorción, definimos una nueva variable denominada espesor óptico (u opacidad):

$$\tau(\nu) = \int_0^L \kappa_\nu ds \quad 2.9$$

$\tau$  nos da una idea de cuán opaca es la nube a las frecuencias involucradas. Se suelen considerar dos casos límite, cuando  $\tau \ll 1$ , caso ópticamente delgado, y  $\tau \gg 1$ , ópticamente espeso.

Para una nube de espesor  $L$ , excitada homogéneamente,  
 $\tau = K_{\nu} \cdot L$

$$\tau(\nu) = \frac{A_{J+1,J} c^2}{8 \pi \nu^2} \phi(\nu) \frac{g_{J+1}}{g_J} n_J L (1 - \exp(-h\nu/kT_{ex})) \quad 2.10$$

donde  $n_J \cdot L = N_J$  es la densidad proyectada, cantidad de materia a lo largo de una dirección, y hemos empleado la ley de Boltzmann para expresar la relación entre la población de los niveles en función de una temperatura de excitación.

Si sustituimos  $E_{\nu}$  y  $K_{\nu}$  en la ecuación de transporte y realizamos un cambio de variable:

$$\frac{d I_{\nu}}{d\tau(\nu)} = I_{\nu} - S_{\nu}(\tau) \quad 2.11$$

donde  $S_{\nu} = E_{\nu}/K_{\nu}$ , la función fuente, resulta ser igual a la función de Planck evaluada para una temperatura igual a la de excitación de los dos niveles involucrados en la transición. La primera dificultad que plantea la resolución de esta ecuación, es que  $S_{\nu}$  depende a su vez del campo de radiación,  $I_{\nu}$ , a través de las poblaciones de los niveles. Podemos considerar, como una primera aproximación, que la función fuente no depende del punto, es decir, que es la misma para toda la región emisora, en cuyo caso, la solución de la ecuación de transporte sería:



$$I_{\nu} = S_{\nu} (1 - \exp(-\tau)) + I_{\nu,0} \exp(-\tau) \quad 2.12$$

$I_{\nu,0}$  representa la radiación incidente sobre la nube.

En Radioastronomía, suelen expresarse las intensidades en función de una temperatura de brillo  $T_b(\nu)$ .  $T_b(\nu)$  representa la temperatura de un cuerpo negro que a la frecuencia  $\nu$  emitiría una intensidad  $I_{\nu}$ . Por tanto, la ecuación anterior queda:

$$J(T_b(\nu)) = J(T_{ex}) (1 - \exp(-\tau)) + J(T_{b,0}) \exp(-\tau) \quad 2.13$$

donde  $J(T)$  es la función de Planck a la temperatura  $T$ . La contribución del fondo cosmológico a esta  $J(T)$ , puede ser importante cuando se observa en longitudes milimétricas, por tanto, para obtener la intensidad correspondiente sólo a la línea, debemos sustraer esta contribución:

$$J_L(T_b(\nu)) = (J(T_{ex}) - J(T_{b,0})) (1 - \exp(-\tau)) \quad 2.14$$

Ahora bien, para resolver completamente el problema debemos conocer el valor de la temperatura de excitación, o lo que es lo mismo, las poblaciones relativas de los niveles que intervienen en la transición. Para determinarlo deberemos conocer todos los procesos que conducen a la población y despoblación de estos niveles, y que están estrechamente relacionados con las condiciones físicas del medio. En definitiva, lo que debemos hacer, es resolver conjuntamente la

ecuación de transporte y las ecuaciones de equilibrio estadístico de los niveles. Dada la complejidad del problema, trataremos primero una situación simplificada, después comentaremos el caso general.

### Sistema de dos niveles

Consideramos que la molécula está constituida sólo por dos niveles discretos y, adicionalmente ignoramos la existencia de un continuo y, por tanto, la posibilidad de procesos de ionización y recombinación. Ésta es una buena aproximación en el caso de líneas de resonancia.

La ecuación de equilibrio estadístico en este caso es

$$n_2 (B_{21} J + A_{21} + C_{21}) = n_1 (B_{12} J + C_{12})$$

2.15

2.15 establece que la probabilidad de desexcitación, tanto mediante procesos colisionales como radiativos, ha de ser igual a la de excitación.  $J$  es el campo de radiación promediado a todas las direcciones y al perfil de la línea; y los términos  $C_{JK}$  son los coeficientes colisionales. Éstos dependen de la sección eficaz de la molécula, de la distribución de velocidades (consideramos una distribución maxwelliana), y de la densidad de los centros dispersores. En el caso de las nubes moleculares los centros dispersores son las moléculas de  $H_2$ , las otras especies se encuentran en cantidades despreciables frente a ésta, incluso la contribución de los electrones es muy pequeña. Los coeficientes colisionales pueden expresarse como:

$$C_{JK} = n(H_2) \cdot Q_{JK}(T) \quad 2.16$$

y la relación entre los coeficientes de excitación colisional y los de desexcitación es:

$$C_{JK} = g_K/g_J \exp(-h\nu/kT) C_{KJ}. \quad 2.17$$

Empleando los coeficientes de Einstein y la ecuación de Boltzmann, de la ecuación (2.15) obtenemos

$$\exp(h\nu/kT_{ex}) = \frac{n_1 g_2}{n_2 g_1} = \frac{B_{21} J + A_{21} + C_{21}}{B_{21} J + C_{21} \exp(-h\nu/kT)} \quad 2.18$$

donde  $T$  es la temperatura cinética. A partir de esta expresión y, teniendo en cuenta que  $S_V = J(T_{ex})$ , obtenemos una nueva relación para la función fuente

$$S_V = (1 - \epsilon) J + \epsilon B_V(T) \quad 2.19$$

$$\epsilon = \frac{C_{21}}{C_{21} + A_{21}/(1-\exp(-h\nu/kT))} \quad 2.20$$

$\epsilon$  es la fracción de termalización, cuanto más próximo a uno, más se acercará el campo de radiación al correspondiente al equilibrio termodinámico.  $\epsilon$  valdrá aproximadamente uno cuando la población de los niveles esté dominada por los procesos colisionales. Dada una transición y una temperatura cinética, existe una densidad a partir de la cual la transición está

totalmente termalizada. En principio, ésta está determinada por la relación entre las probabilidades de desexcitación radiativa y colisional. Cuanto menor sea  $A_{21}$  menor será la densidad de termalización, este efecto puede observarse en la figura 2.1 donde hemos representado la probabilidad de termalización frente a la densidad para moléculas con distintos valores de  $A_{ij}$  (tabla 2.2).

Tabla 2.2

Molécula	J+1 - J	$\nu$ (GHz)	$\mu$ (Debye)	$A_{J+1,J}$
CO	1 - 0	115.271203	0.112	$7.45 \cdot 10^{-6}$
CO	2 - 1	230.538001	0.112	$6.99 \cdot 10^{-7}$
CS	1 - 0	48.990964	1.97	$1.77 \cdot 10^{-6}$
CS	2 - 1	97.981010	1.97	$1.70 \cdot 10^{-5}$

Si bien el segundo sumando de (2.19) representa la parte de la función fuente correspondiente a los procesos locales o de equilibrio, el primero se refiere a los procesos no locales o de carácter radiativo. Uno de los fenómenos que más contribuye al desplazamiento del campo de radiación respecto del de equilibrio es la posibilidad de que los fotones escapen al atravesar la frontera de la nube. Para tener en cuenta este efecto definimos la probabilidad de escape  $\beta = \beta(\tau)$ , como la probabilidad, promediada en la línea, de que un fotón emitido a una profundidad óptica  $\tau$  escape del

medio antes de ser absorbido en su recorrido libre medio.  $\beta$  es una función de la opacidad que tiende a uno en el caso ópticamente delgado, y, a  $1/\tau$  en el ópticamente espeso (ver figura 2.2). Cuando el fotón es emitido en un punto con opacidad  $\tau > 1$  puede ser absorbido radiativamente  $\tau$  veces antes de perderse, y esto equivale a tener una probabilidad de desexcitación espontánea  $\tau$  veces menor. Este fenómeno recibe el nombre de atrapamiento radiativo. El efecto del atrapamiento radiativo consiste en disminuir, en un factor  $\tau$ , la densidad de excitación y la densidad de termalización. Este hecho explica el que CO sea observado a bajas densidades y que esté termalizado para densidades de unos pocos cientos de partículas por  $\text{cm}^3$ . En las figuras 2.1 a y b hemos representado la probabilidad de termalización frente a la densidad para el caso ópticamente delgado,  $\beta=1$ , y el caso ópticamente espeso,  $\beta=.05$ , en ellas se observa que en el segundo caso la densidad mínima necesaria para alcanzar el estado de equilibrio termodinámico, para cada transición y temperatura, es mucho menor que en el primero.

Según lo que acabamos de exponer,  $J$  será igual a la función fuente debida al balance entre las poblaciones de los niveles, menos la parte que se escapa.

$$J = S_{\nu} (1 - \beta) + I_{\nu,0} \cdot \beta \quad 2.21$$

En lo sucesivo, por simplicidad, no tendremos en cuenta la radiación de fondo y la función fuente entonces resulta ser, a partir de 2.19 y 2.21

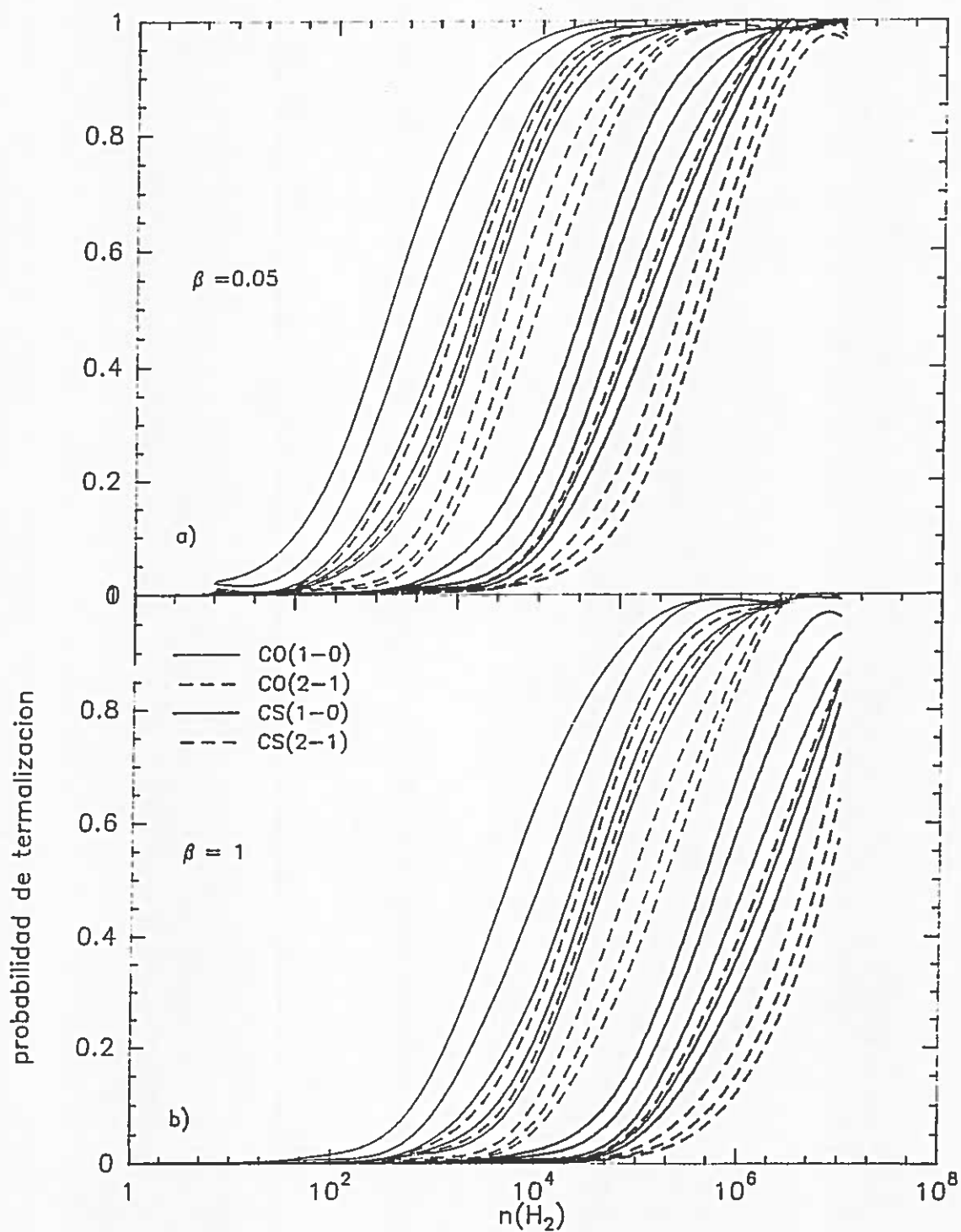


Fig. 2.1 Representación de la probabilidad de termalización de una transición frente a la densidad de materia. Se ha trazado esta curva para varias transiciones con probabilidades de desexcitación espontánea que van desde  $10^{-8}$ , para CO  $J=1-0$ , a  $10^{-5}$ , para CS  $J=2-1$ ; y para varias temperaturas, 10, 20, 40, 60 y 30 K (de izquierda a derecha). a) Caso ópticamente espeso. b) Caso ópticamente delgado

$$S_{\nu} = \frac{I_{\nu,0} \cdot \beta(1-\epsilon) + \epsilon \cdot B_{\nu}(T)}{\beta(1-\epsilon) + \epsilon} \quad 2.22$$

Cuando  $\epsilon$  tiende a 1  $S_{\nu}$  se aproxima a la función de Planck, estamos en el dominio colisional. Y en el caso ópticamente delgado,  $\beta \sim 1$ , y con  $\epsilon$  tendiendo a cero, es decir, en el dominio radiativo, la función fuente es la de la radiación de fondo.

Una vez conocida  $J$ , podemos determinar la temperatura de excitación (2.18)

$$\frac{T_{\text{ex}}}{T_0} = \frac{T/T_0}{1 - T/T_0 \cdot \ln(1 + \Lambda_{21} \cdot \beta / C_{21})} \quad 2.23$$

En el caso ópticamente delgado,  $\beta \sim 1$  o  $\tau < 1$ , en que la temperatura de brillo es proporcional a  $\tau$ , si  $\Lambda_{21}/n(H_2)Q_{21} < 1$ ,  $T_{\text{ex}}=T$ , estamos en el caso de una nube ópticamente delgada y termalizada, y  $T_b$  será apreciable. En caso contrario, la temperatura de excitación será pequeña, al igual que la opacidad, de modo que la línea no será fácilmente observable.

Para nubes ópticamente espesas ( $\tau > 1$ )  $\beta \sim 1/\tau$  y la temperatura de brillo es igual a la temperatura de excitación  $T_b = T_{\text{ex}}$  (ver Ec. 2.13).

Una consecuencia del atrapamiento radiativo es que no es posible determinar las densidades teniendo sólo una línea ópticamente espesa, midiendo  $T_b$  y relacionando  $T_{ex}$  con la densidad, pues  $T_{ex}$  ahora depende de la opacidad, y por tanto, de las abundancias relativas de las moléculas y de los gradientes de velocidad. De modo que necesitamos más de una línea para calcular los parámetros físicos.

Caso general: Sistema de muchos niveles

Hasta ahora hemos considerado una situación muy simplificada. En realidad, para analizar correctamente los resultados observacionales debemos considerar, primero, que las moléculas tienen un número de niveles de energía permitidos mayor que dos. Y, segundo, que debemos resolver conjuntamente la ecuación de transferencia y las de equilibrio estadístico, pues el campo de radiación en cualquier transición puede afectar a otra transición de la molécula.

La ecuación de transporte para una línea es semejante a la que obtuvimos para el sistema de dos niveles (ec. 2.12), y las ecuaciones de equilibrio estadístico, considerando solamente transiciones dipolares eléctricas

$$n_{J+1} A_{J+1,J} + n_{J+1} B_{J+1,J} J + n_{J-1} B_{J-1,J} J + \sum_m n_m \cdot C_{mJ} =$$

$$n_J A_{J,J-1} + n_J B_{J,J-1} J + n_J B_{J,J+1} J + n_J \sum_m C_{Jm}$$



Es precisamente el acoplamiento entre estas líneas y el campo de radiación lo que dificulta la resolución del problema. Las tres aproximaciones más interesantes para abordar esta situación son:

- Equilibrio termodinámico local (ETL)
- Modelo microturbulento
- Modelo de grandes gradientes de velocidad (LVG)

La principal diferencia entre el ETL y no-ETL es la forma de manejar el acoplamiento entre el gas y la radiación. El ETL supone que valores locales de dos variables termodinámicas como la densidad y la temperatura son suficientes para determinar el estado de excitación del gas, independientemente de lo que ocurra en otros puntos de la región emisora.

Ya hemos visto bajo qué condiciones podemos considerar que estamos en equilibrio termodinámico local. Es aplicable cuando trabajamos con transiciones en las que dominan los términos colisionales sobre los radiativos, o en que el atrapamiento radiativo es suficientemente alto. Más adelante veremos con detalle cómo se realizan los cálculos bajo el supuesto de ETL, y nos referiremos a algunos de los problemas que pueden aparecer.

Los otros dos modelos surgen en un intento de explicar las anchuras en velocidades que se observan en las líneas de emisión moleculares, que no pueden ser debidas a movimientos térmicos.

El modelo microturbulento supone movimientos de materia a escala menor que el camino libre medio del fotón. Introduce unas distribuciones espaciales de la radiación, para tener en cuenta su anisotropía y el efecto de los bordes, y resuelve el

problema de forma iterativa. Según este modelo las emisiones observadas proceden de profundidades distintas a cada velocidad, dependiendo del valor de la opacidad a esa velocidad.

El modelo LVG supone que existen movimientos con grandes gradientes de velocidad, colapso o expansión, y que las velocidades involucradas a lo largo de la visual son mucho mayores que las velocidades térmicas y microturbulentas. Se basa en la adecuada utilización de las probabilidades de escape calculadas por Castor(1971) para las estrellas con envolturas en expansión. Gracias al desplazamiento Doppler de los fotones que escapan de una capa, con respecto a las velocidades de capas adyacentes, hemos conseguido convertir en local nuestro problema. El valor medio de la intensidad en cualquier punto de la nube depende sólo del valor local de la función fuente y de la probabilidad de que un fotón en un punto escape de la nube sin ninguna interacción adicional. De modo que, las probabilidades de transición radiativa estimulada, que son las que acoplan las poblaciones al campo radiativo, dependen sólo de dos cantidades locales,  $S$  y  $\beta$ . Donde  $\beta = (1 - \exp(-\tau)) / \tau$ . Una consecuencia de esta dependencia de la  $\tau$  local, es que a la radiación observada contribuyen todas las moléculas a lo largo de la visual. Las ecuaciones pueden resolverse y obtenemos que, para cada temperatura cinética, la densidad  $n(\text{H}_2)$  y la densidad de moléculas emisoras por gradiente de velocidad constituyen las dos variables independientes del problema. Las soluciones son contornos de  $I_\nu$  constante en el plano  $n(\text{H}_2)$ ,  $n/dV/dz$ .

Las observaciones no son suficientes para discriminar entre uno y otro modelo, si bien, lo lógico es pensar que en realidad tendremos una combinación de ambos. Kwan(1978) propone que el modelo LVG sería aplicable en las regiones más extensas y el modelo microturbulento sería dominante en las

zonas densas o de intensa emisión molecular. En cualquier caso, los resultados observacionales analizados con uno y otro modelo no parecen proporcionar condiciones físicas muy diferentes (Goldsmith y Linke, 1980).

Se ha comprobado incluso, que para los núcleos densos los resultados obtenidos con el LVG son prácticamente iguales a los que proporciona la solución exacta (Monte Carlo). Por tanto, en los cálculos hemos empleado el modelo LVG aunque en realidad puede que no existan los grandes gradientes de velocidades requeridos.

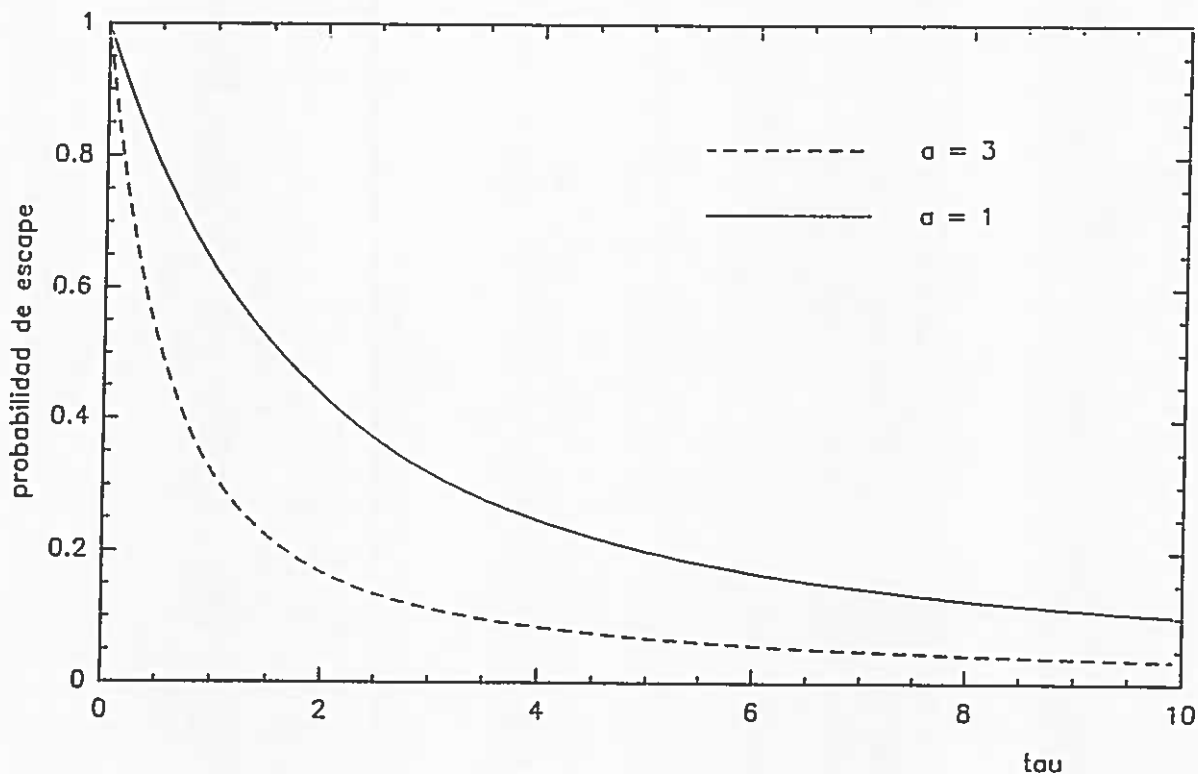


Fig. 2.2 Probabilidad de escape de la radiación en función de la opacidad para dos geometrías diferentes:  $a=1$ , geometría esférica;  $a=3$ , geometría plano paralela.

## 2.2. Determinación de parámetros

### 1.-Temperatura

La transición más utilizada para determinar la temperatura cinética es la  $J=1-0$  de CO. A menudo, se trata de una transición ópticamente espesa, como se deduce de la observación de alguno de sus isótopos menos abundantes. La línea  $J=1-0$  de  $^{13}\text{CO}$ , por ejemplo, tiene a veces una intensidad sólo tres veces menor que la  $J=1-0$  de CO. Sin embargo, en el caso ópticamente delgado, se esperaría que la relación entre las intensidades de ambas líneas estuviese entre 40 y 90. Además, como la probabilidad de desexcitación espontánea  $A_{10}(\text{CO})$  es muy pequeña (tabla 2.2), incluso para regiones no muy densas (Fig. 2.1) se alcanza fácilmente el equilibrio termodinámico y, por tanto, la intensidad de la línea  $J=1-0$  de CO nos proporcionará una medida directa de la temperatura cinética (ec. 2.14).

Los problemas que plantea CO son:

1.-¿De qué gas estamos midiendo la temperatura?. Dependiendo de que exista un movimiento microturbulento o uno a gran escala, estaremos midiendo la temperatura del gas en la zona de opacidad menor que la unidad, probablemente la envoltura de la nube, o la temperatura de diversos puntos de la nube.

2.-Es posible que existan gradientes de temperatura, y entonces obtendremos una media de las temperaturas presentes a través de la nube. Aunque los gradientes de la temperatura de excitación pueden manifestarse mediante absorciones en las líneas, esto no siempre ocurre. Por otra parte, si la

densidad proyectada es muy grande y existe una zona caliente embebida,  $^{12}\text{CO}$  no nos da información de la zona caliente.  $^{13}\text{CO}$  es útil para determinar la temperatura en función de la posición cuando no existen gradientes de térmicos.

Para medir las temperaturas de los núcleos densos se suelen utilizar moléculas de tipo rotor simétrico, como el amoniaco, que requiere una densidad mínima de  $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$  para ser excitado. La determinación de la temperatura a partir de  $\text{NH}_3$  exige la observación de dos transiciones de inversión, por ejemplo las del nivel (1,1) y el (2,2). Puesto que las transiciones entre niveles con distinto K están prohibidas radiativamente, la relación entre las poblaciones de estos dos niveles vendrá dada, prácticamente por las transiciones colisionales, y por tanto por la temperatura cinética del gas. Este método presenta la ventaja de que puesto que la separación entre los niveles hiperfinos depende poco del nivel rotacional en cuestión, es posible observar las diferentes transiciones de inversión con el mismo radiotelescopio. En general, los resultados concuerdan bastante bien con los obtenidos a partir de CO en zonas donde no se espera que la temperatura varíe de forma importante a lo largo de la visual. En cambio, resultan valores sistemáticamente mayores que los estimados con CO en las direcciones en las que se espera que existan fuentes de calentamiento como fuentes infrarrojas o flujos de gas a alta velocidad (Takano, 1983).

## 2.-Densidad

Este parámetro puede ser deducido de varias formas:

a.-A partir del conteo de estrellas. Se parte de la relación polvo/gas ( $A_V/N(H_2)$ ) en regiones de baja extinción ( $A_V < 1$  mag; Bohlin et al., 1979). Se supone que esta relación es válida para zonas con  $A_V$  entre 1 y 10 mag y, que es constante a lo largo de toda la nube.  $A_V$  se determina mediante el conteo de estrellas y, para calcular  $n(H_2)$  a partir de  $N(H_2)$  se hace una estimación de la distancia y del tamaño angular de la nube (a partir de una placa fotográfica, por ejemplo), y se supone una geometría (en general, se suele suponer esférica). Este método presenta algunos problemas, en primer lugar, el conteo de estrellas resulta muy difícil cuando la extinción es muy alta o cuando la nube tiene un tamaño muy pequeño, además, tanto la distancia como la forma esférica asumidas introducen grandes incertidumbres.

b.- Teorema del Virial. Se considera la nube como un sistema en equilibrio en el cual el colapso gravitacional es contrareestado por el movimiento turbulento. Las anchuras en velocidades de las líneas observadas es una medida de este movimiento y, por tanto, existe una relación simple entre la densidad y dos cantidades determinadas observacionalmente, la anchura de la línea, y el tamaño de la nube.

c.- Mediante la observación de varias transiciones no termalizadas. Para éstas, las temperaturas de excitación, y por tanto las de brillo, dependen sensiblemente del factor  $n(H_2) \cdot Q_{21}$  (ec. 2.23), por ello, variaciones en las intensidades relativas de estas líneas serán buenos indicadores de cambios en la densidad. Se necesitan al menos dos transiciones y conocer los coeficientes de colisión en

en función de T. La densidad se calcula haciendo que la relación entre las intensidades concuerde con el valor derivado a partir de las ecuaciones de equilibrio estadístico. Para este cálculo se suelen emplear los modelos LVG o microturbulento, por ejemplo.

d.-Basándose en la observación de una transición de una molécula cuya abundancia relativa a la de H<sub>2</sub> se supone conocida. Es un método puramente geométrico en el que se admite que la profundidad de la nube es igual al tamaño angular observado. La densidad viene dada por

$$n(\text{H}_2) = \frac{N(\text{molec.})}{X(\text{molec.}) L}$$

donde N es la densidad proyectada de la molécula observada, X es su abundancia relativa, y L es el tamaño estimado al realizar un mapa.

### 3.-Densidad proyectada y masa

Observaciones de las líneas de los isótopos de CO permiten trazar directamente la densidad proyectada a lo largo de la visual. La utilidad de estos isótopos se debe a que se ha comprobado que existen excelentes correlaciones entre las intensidades de sus transiciones rotacionales con la extinción visual  $A_V$  y el flujo a 100  $\mu\text{m}$  (Cernicharo y Guelin, 1986; Bachiller y Cernicharo, 1986). Por otra parte, dado que la excitación de los niveles rotacionales más bajos es relativamente fácil, estas especies nos permiten observar el

gas de varias regiones a lo largo de la visual, siempre que la línea observada no sea ópticamente espesa. La descripción detallada del método de determinación de densidad proyectada de un isótopo de CO y, por tanto de H<sub>2</sub> se verá en la sección 3.3

También resultan útiles para estimar la densidad proyectada aquellas moléculas que presentan estructura hiperfina resoluble y cuyas transiciones tienen opacidad próxima a uno, por ejemplo, NH<sub>3</sub>, CH, H<sub>2</sub>CO, HCN, etc. A partir de la razón entre las intensidades de dos componentes hiperfinas, y suponiendo ETL, se estima tau, y por tanto Tex (ec. 2.14). La densidad proyectada N(X) se calcula mediante la ecuación 2.10 que relacionaba la opacidad con la cantidad de materia a lo largo de una dirección. Sin embargo, estas especies no pueden ser utilizadas para determinar a partir de N(X) la N(H<sub>2</sub>) y por tanto la masa, ya que su abundancia relativa puede variar. En cambio, sí son útiles para identificar ciertas características morfológicas, el amoniaco por ejemplo, es utilizado para trazar los núcleos densos inmersos en un gas más ténue.

Las regiones del espacio interestelar en que se forman las moléculas se suelen clasificar en función de estas propiedades físicas a las que acabamos de referirnos. Se suelen considerar dos tipos de nubes: las nubes moleculares gigantes, y las nubes oscuras. Sin embargo, no existe uniformidad en la nomenclatura. Una posible clasificación puede ser sencillamente, un resumen de las propiedades físicas en función del tamaño. En la tabla 2.3 representamos en la dirección vertical un orden decreciente de tamaño (desde los complejos hasta los "clumps"), y en la dirección horizontal las categorías de las regiones moleculares: nubes moleculares



gigantes, asociadas con estrellas masivas y regiones HII, y nubes oscuras, en ocasiones relacionadas con la formación de estrellas poco masivas.

Tabla 2.3: Clasificación de las Regiones Moleculares del Medio Interestelar. (Goldsmith, 1987).

	GIANT MOLECULAR CLOUD	DARK CLOUD	CIRCUM- STELLAR CLOUD
Size (pc)	20-80	6-20	
C O M P L E X Density (cm <sup>-3</sup> )	100-300	100-1000	
Mass (M <sub>⊙</sub> )	8x10 <sup>4</sup> -2x10 <sup>6</sup>	10 <sup>3</sup> -10 <sup>4</sup>	
Linewidth (km/s)	6-15	1-3	
Temperature (K)	7-15	≈10	
Examples	W51, M17, W3	Taurus, Sco-Oph	
Size (pc)	3-20	0.2-4	≈0.2
Density (cm <sup>-3</sup> )	10 <sup>3</sup> -10 <sup>4</sup>	10 <sup>2</sup> -10 <sup>4</sup>	10 <sup>2</sup> -10 <sup>7</sup>
Mass (M <sub>⊙</sub> )	10 <sup>3</sup> -10 <sup>5</sup>	5-500	≈10 <sup>-2</sup>
Linewidth (km/s)	4-12	0.5-1.5	20-40
Temperature (K)	15-40	8-15	10-100
Examples	Orion OMC1, W33 W3 A	B227, B335 (ISO) B5, B18 (COMPL)	IRC +10216
Size (pc)	0.5-3	0.1-0.4	
C O R E Density (cm <sup>-3</sup> )	10 <sup>4</sup> -10 <sup>6</sup>	10 <sup>4</sup> -10 <sup>5</sup>	
Mass (M <sub>⊙</sub> )	10-10 <sup>3</sup>	0.3-10	
Linewidth (km/s)	1-3	0.2-0.4	
Temperature (K)	30-100	≈10	
Examples	Orion (Ridge)	B335, L1535	
Size (pc)	<0.5		
C L U M P Density (cm <sup>-3</sup> )	>10 <sup>6</sup>		
Mass (M <sub>⊙</sub> )	30-10 <sup>3</sup>		
Linewidth (km/s)	4-15		
Temperature (K)	30-200		
Examples	M17 (Kleinmann-Wright), Orion (Hot Core) W3(OH)		

### 3. LA NUBE MOLECULAR GIGANTE MONOCEROS R2

#### 3.1. Descripción de la nube molecular gigante Monoceros R2

En 1966, Van der Berg identificó en las placas del Monte Palomar, entre las longitudes galácticas  $213^{\circ}$ - $214^{\circ}$  y las latitudes  $-13^{\circ}$  y  $-10^{\circ}$ , un cúmulo de nebulosas por reflexión iluminadas por estrellas de tipos espectrales entre B1 y B9. Esta asociación, que se denominó Mon R2 delimita el borde de la nube molecular del mismo nombre.

La Nube Molecular Gigante Mon R2 está situada a unos  $3^{\circ}$  al SE de la nebulosa de Orión, a una distancia de unos  $830 \pm 50$  pc del Sol (determinada por Racine (1968) para las nebulosas por reflexión) y unos 150 pc por debajo del plano de la Galaxia (ver figura 3.1)

Las observaciones del material molecular mediante la transición  $J=1-0$  de CO (Maddalena et al., 1986) muestran que la nube tiene forma elíptica con el eje mayor paralelo al plano de la Galaxia, que ocupa una extensión de unos 14 grados cuadrados (unos  $110 \text{pc} \times 40 \text{pc}$ ), y que tiene una masa aproximada de  $0.9 \times 10^5 M_{\odot}$ . Se observa que la emisión molecular no está uniformemente distribuida sobre la superficie de la nube, sino que existen, por un lado, agujeros de emisión, y por otro, puntos donde la emisión es más intensa que en el resto de la nube. Se han determinado seis de estos "puntos calientes" (ver figura 3.1), algunos de ellos, están en las proximidades, o coinciden con las nebulosas por reflexión. Los más intensos son los asociados con las nebulosas NGC 2170 y NGC 2183, 2185 (61 y 65, según la numeración de Maddalena et

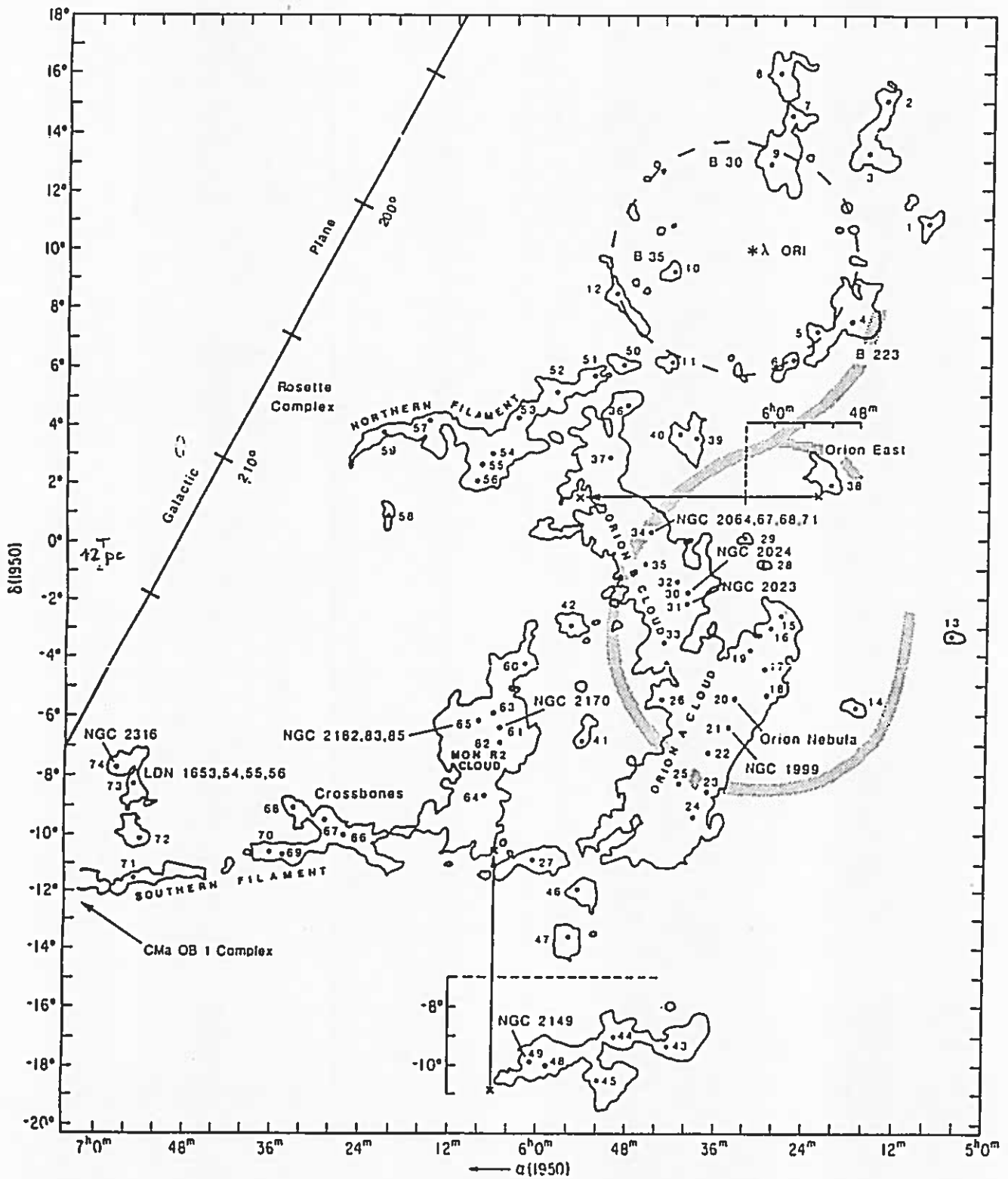


Fig. 3.1 Diagrama de las nubes moleculares en Orión y Monoceros. El contorno corresponde a una intensidad de 1.28 K/km/s en la línea J=1-0 de CO. Los puntos numerados indican las localizaciones de los picos de emisión en CO. (Fig. 3 de Maddalena et al., 1986).

al., 1986), éstos fueron observados anteriormente con mayor resolución por Kutner y Tuckner (1975), en sus mapas se aprecia que el contorno de intensidad de CO que abarca ambos máximos se corresponde muy bien con el del complejo de nubes de polvo L1643-1646 (Lynds, 1962).

Observaciones realizadas en líneas de moléculas que son trazadoras de alta densidad y/o temperatura indican que en estos puntos (61 y 65) existen condensaciones con densidades que llegan hasta  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas de 50 K. El primero es más extenso y denso, y constituye lo que llamamos el núcleo ("core") de la nube molecular, de él hablaremos con más detalle en la siguiente sección.

El material molecular de los "puntos calientes" además de presentar altas temperaturas y densidades, muestra una gran dispersión de velocidades, mucho mayor que en el resto de la nube (ver Maddalena et al., 1986), tiene por tanto, una gran turbulencia, signo de que están teniendo lugar procesos muy energéticos. De hecho, en los dos puntos más intensos se han detectado flujos moleculares de alta velocidad (Mon R2, en el 61, y GGD12-15 en el 65, ver Bally y Lada, 1983, y figura 3.2.a) que podrían ser los responsables de la alta dispersión de velocidades.

El contenido estelar de la nube molecular abarca una amplia gama de estados evolutivos. Los primeros elementos conocidos fueron las nebulosas de reflexión catalogadas por Van der Berg (1966), pero en 1976, Herbs y Racine al examinar con mayor sensibilidad las fotografías de Monte Palomar detectaron hasta 30 objetos asociados con la nube de gas, todos, menos uno, se encuentran localizados a lo largo de una franja de  $2^\circ.2 \times 0^\circ.5$  en la dirección E-W, y distribuidos en subgrupos de 2 a 8 objetos (figura 3.2.b). Se mejoraron las determinaciones de los tipos espectrales de las estrellas que

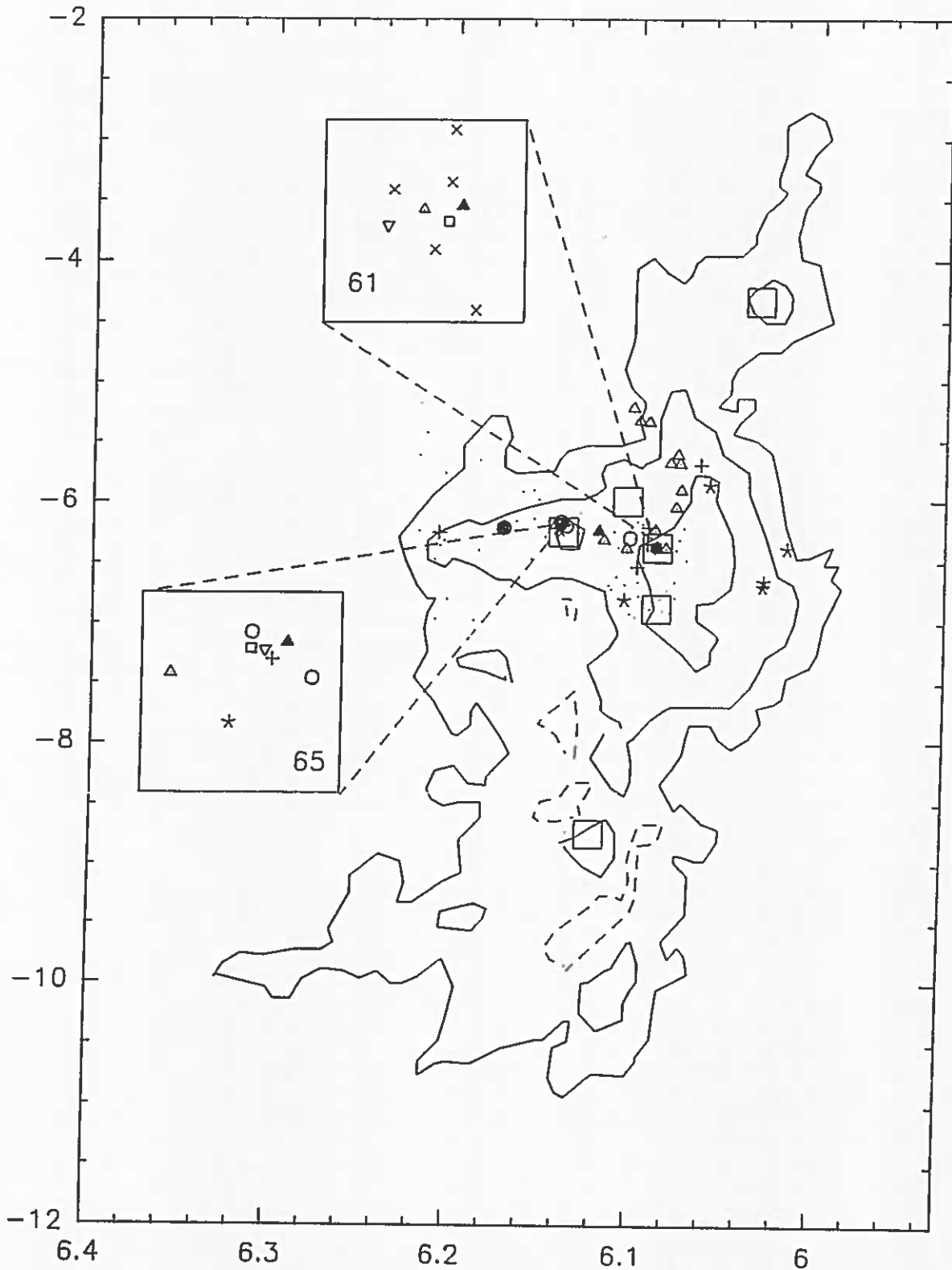


Fig. 3.2.a Diagrama de la nube molecular Monoceros R2 en el que se indica la situación de los principales signos de formación estelar: Los cuadros grandes representan los puntos de intensa emisión en CO(1-0); triángulos sólidos, las regiones HII (Hughes y Baines, 1985); círculos, los objetos GGD (Rodríguez et al. 1980); triángulos invertidos, máseres de  $H_2O$ ; cuadrados, emisión máser de OH (Rodríguez et al., 1980; Downes et al., 1975); triángulos vacíos, puntos y cruces representan diversos tipos de fuentes IR a 12 y 100  $\mu m$ ; los asteriscos, estrellas infrarrojas. En la ampliación de la región central las aspas

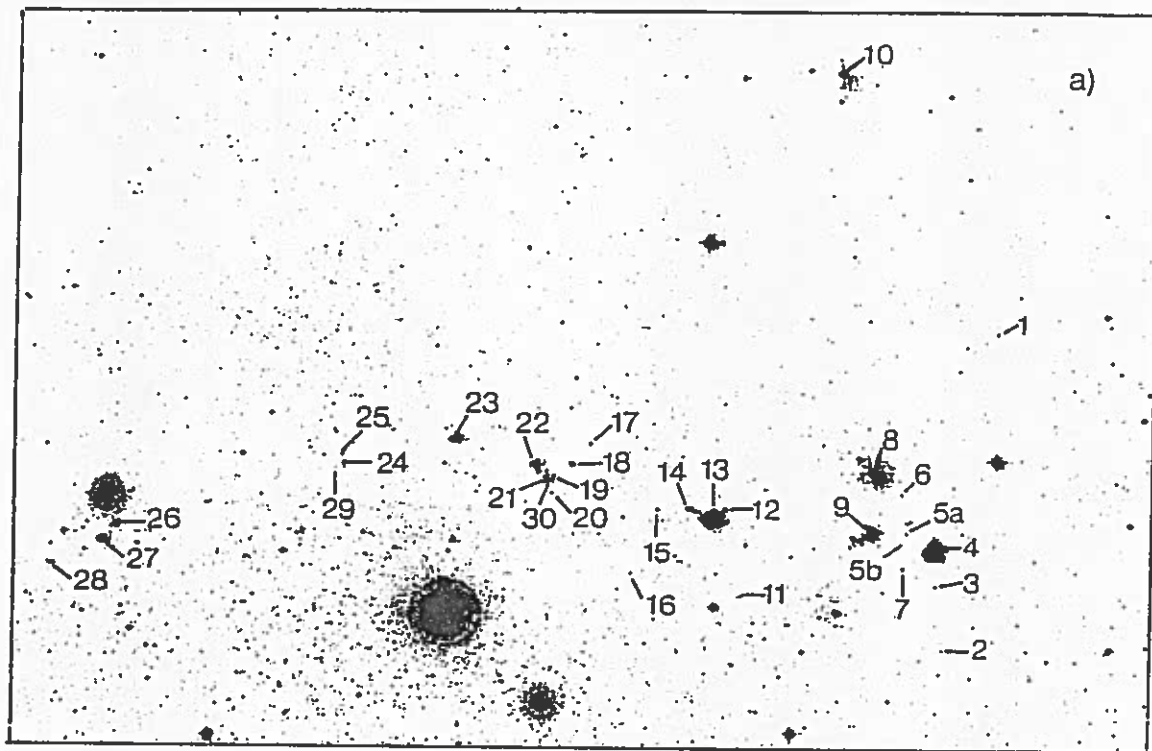


Fig. 3.2.b Placa azul del Monte Palomar de la región central de Monoceros R2, en la que se muestra la distribución de nebulosas a lo largo de una estrecha franja. Los números corresponden a los de la lista de nebulosas por reflexión de Herbs y Racine. (Herbig y Racine, 1976).

iluminan las nebulosas, y se identificaron algunas nuevas. Así, se encontró una población estelar constituida, por un lado, por estrellas de la secuencia principal y de tipos espectrales entre B1 y A0; y, por otro, por objetos pre-secuencia principal. Entre estos últimos se encuentran LkH $\alpha$ 338, que ilumina NGC2183 y presenta sólo la línea de emisión H $\alpha$ , (Herbig y Rao, 1972), LkH $\alpha$ 339, una estrella Be (Herbig y Rao, 1972) que corresponde al objeto n $^{\circ}$  30 de la lista de Herbs y Racine (1976); y, finalmente, Bretz 4 (Herbig y Rao, 1972) es una T-Tauri que corresponde al objeto 29 de Herbs y Racine (ver Tabla 3.1).



Las estrellas masivas también se forman en regiones más internas de la nube, y aunque no son visibles en el óptico, dejan en torno suyo una serie de indicios fácilmente reconocibles. Normalmente, presentan una estructura formada por una capa densa de polvo ("cocoon") que rodea al gas ionizado por la estrella, y aparecen como fuentes en el infrarrojo cercano con un espectro que corresponde al de un cuerpo negro con una temperatura de color de unos 500 K y bandas de absorción de los silicatos y, posiblemente, hielo (Willner et al. 1982). Elementos con estas características se han localizado en las posiciones más densas de la nube molecular, es decir, en las proximidades de las nebulosas NGC 2170 y NGC 2183-2185. Al principio el gas ionizado es tan denso que no es posible observarlo en el radiocontinuo, sí en cambio es posible observar, asociadas a las fuentes infrarrojas descritas, líneas de emisión del H en el IR que presentan una amplia dispersión de velocidades y que son características de objetos muy jóvenes (Simon et al., 1983). A medida que evolucionan, las capas de polvo que rodean a las estrellas recién formadas aparecen asociadas con emisión máser en  $H_2O$  y  $OH$ , estos máseres también han sido observados en la dirección de algunos de los "puntos calientes" (ver figura 3.2.a)

Cuando el gas ionizado se ha expandido lo suficiente, deja de ser ópticamente espeso y su existencia se pone de manifiesto mediante emisión en el radiocontinuo. A estas regiones se las conoce con el nombre de regiones HII compactas y se caracterizan por sus pequeños tamaños (0.1-1.0 pc), y sus elevadas temperaturas ( $10^4$  K) y densidades electrónicas ( $>10^4$   $cm^{-3}$ ).

Hughes y Baines (1986) llevaron a cabo una inspección exhaustiva en el radiocontinuo (3 y 10 GHz) de la nube molecular Mon-R2 en busca de regiones HII de este tipo. De



las muchas fuentes de emisión que encontraron, sólo tres podían corresponder con certeza a una emisión radio de origen térmico. Estas tres fuentes son :

1.- G213.7-12.6 , (Shimmins et al., 1966; Downes et al., 1975) está en las proximidades de NGC2170, entre las nebulosas VdB67, 68 y 69. Está excitada por una estrella O9.5-B0 V.

2.- G213.9-11.8, (Vallée et al., 1979) en las proximidades de las nebulosas NGC2183,85. Está excitada por una B0.5 (Rodríguez et al., 1980) que está profundamente embebida en la nube ( $A_V \sim 40$  mg).

3.- G213.8-12.1. En las proximidades de NGC2182. No ha sido resuelta espacialmente. Se supone excitada por una B1 V (Hughes y Baines, 1986).

Obsérvese que ninguna de las tres está asociada a una estrella visible en el óptico.

Como puede verse a partir de la exposición anterior, los indicios de formación estelar, están preferentemente localizados a lo largo de una estrecha franja en la dirección W-E (figuras 3.2). Dentro de ella, el extremo W, entre VdB67, 68 y 69 (el "core"), muestra un grupo numeroso de estos signos asociados con la existencia de objetos jóvenes. Por este motivo, a partir de ahora centraremos en él nuestro estudio.

### 3.1.1 El núcleo de Mon R2

Es una región con una intensa emisión molecular, caliente y densa. Se ha detectado emisión intensa en  $^{12}\text{CO}$  y en  $^{13}\text{CO}$ , con una extensión mayor que  $20'$  (Loren, 1977). Estas observaciones muestran que la temperatura es  $\sim 30$  K. También se han detectado emisiones de otras moléculas que requieren densidades muy elevadas para su excitación (del orden de  $10^4$ - $10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ): CS (J=1-0, J=2-1, J=3-2 y J=5-4) (Kutner y Tucker, 1975; Linke y Golsdmith, 1980; Heyer et al., 1986, y este trabajo),  $\text{HC}_3\text{N}$  (Martín-Pintado, 1985),  $\text{HCO}^+$  (Loren, 1977),  $\text{H}_2\text{CO}$  (Loren, 1981), OCS (Golsdmith y Linke, 1981),  $\text{NH}_3$  (Macdonald et al., 1981; Willson and Folch-Pi, 1981).

Tanto el gas más denso como el más ténue presentan en esta región una gran dispersión de velocidades, 2 km/s (en CS) y 6 km/s (en  $^{12}\text{CO}$ ), así como extensas alas características de la presencia de un flujo de gas molecular a alta velocidad, Mon R2 (Tablas 1 y 2 de Bally y Lada, 1983).

Este punto de máxima emisión molecular coincide con la emisión del radiocontinuo de la región HII G213.7-12.6. Dadas sus peculiares características y su importancia en el estudio posterior esta región HII merece una descripción detallada.

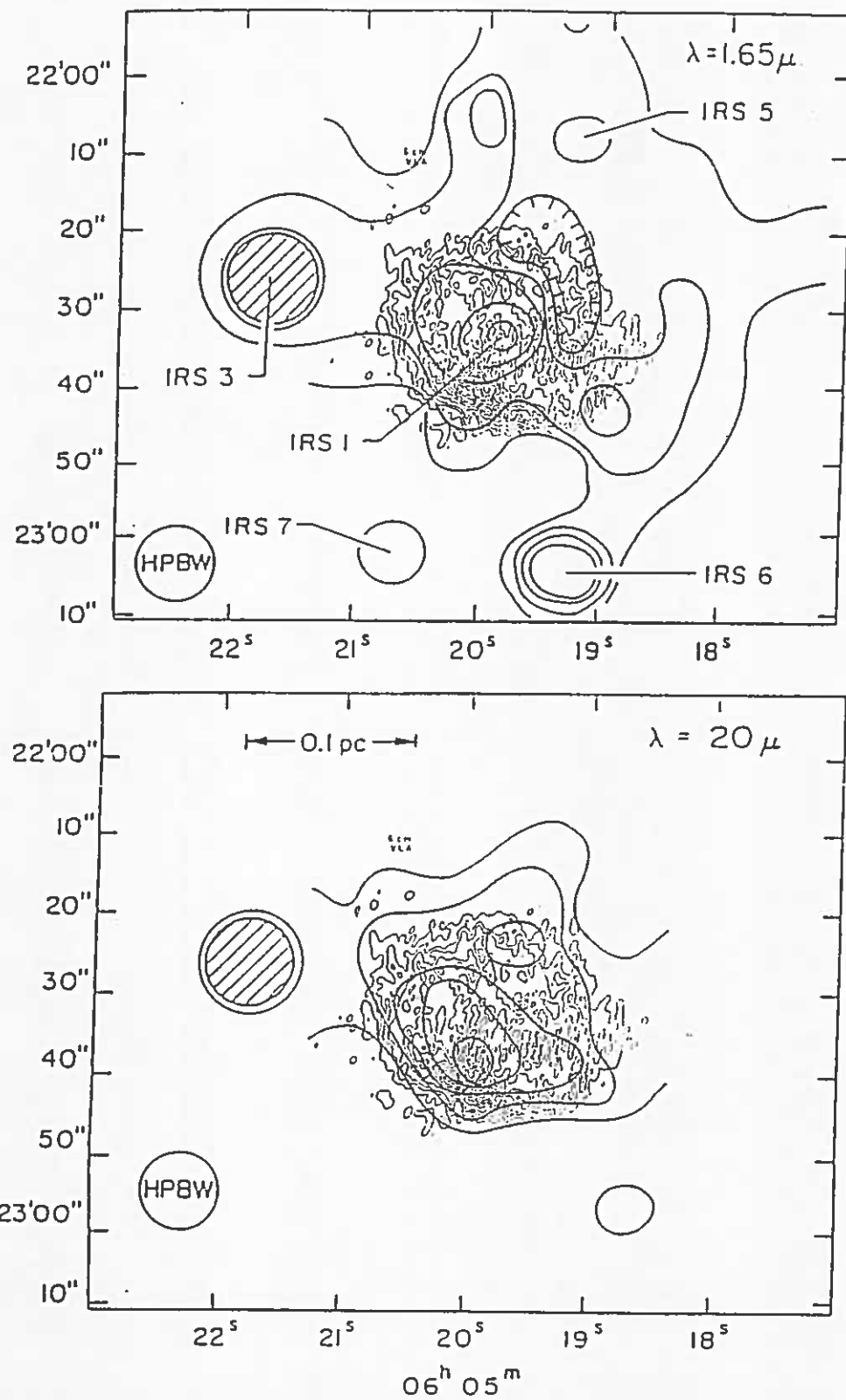
La región HII está situada detrás de la nube molecular, pues la parte más brillante en el radiocontinuo está oscurecida en el visible (Gilmore, 1980), y la línea a 6 cm de  $\text{H}_2\text{CO}$  aparece en absorción contra el continuo radio (Downes et al., 1975; Loren, 1977). Esta región HII muestra por tanto, una situación similar a la de la nebulosa de Orión,

pero ésta está localizada en el borde anterior de la nube. En ambas nubes las observaciones, tanto moleculares como de líneas de recombinación (Tabla 3.2), sólo son consistentes con una morfología tipo "Blister" (ver apéndice II).

Tabla 3.2: líneas moleculares y de recombinación en la posición central de Mon R2

emisión	V (km/s)	V (km/s)	referencias
$^{13}\text{CO}$ (1-0)	$10.42 \pm 0.03$	$3.5 \pm 0.1$	Este trabajo
CS (2-1)	$10.4 \pm 0.1$	$2.4 \pm 0.2$	"
CS (1-0)	$10.71 \pm 0.02$	$2.2 \pm 0.1$	"
$\text{H}_2\text{CO}$	$8.0 \pm 0.1$	$2.7 \pm 0.1$	Downes et al. (1975)
HII(H109 )	$13.1 \pm 0.1$	$33 \pm 3$	"
H	8.5	estrecha	Knapp y Brown (1976)
C	8.5	"	"
C110	8.5	3	Loren (1981)

En radiocontinuo se han determinado dos componentes (Downes et al., 1975):



Flg. 3.3 Superposición del mapa en radio continuo (6 cm) y de los mapas en el infrarrojo cercano, a) 20  $\mu$ m y b) 1.65  $\mu$ m (Beckwith et al. 1976), de la región HII tipo blister, figura 4 de Massi et al. (1985)

1ª.- La componente densa, de unos 27" diámetro y densidad electrónica  $n_e > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . El máximo tiene forma de arco y está situado a 9" al SE del punto central (Massi et al., 1985). Esta componente está aún profundamente embebida dentro de la nube molecular, como lo indica su gran oscurecimiento y la cinemática de la región.

2ª.- La componente difusa, (Gilmore, 1980) tiene una extensión de unos 3' y presenta una densidad electrónica de unos  $1.2 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$  (Downes et al., 1975). La emisión en la línea H109, con velocidad central 13 km/s (3 km/s más roja que nube molecular) y una anchura de 33 km/s, indica que esta componente está fluyendo fuera de la nube molecular.

La estructura ionizada tiene una edad aproximada de unos  $10^5$  años (Massi et al., 1985) y ambas componentes parecen estar ionizadas por una misma estrella, una B0 V ó O9.5 V (Downes et al., 1975) situada a unos 7" al NW del máximo a 6 cm (Massi et al., 1985).

La región HII también es observable en el infrarrojo cercano (NIR), entre 1.65 y 20  $\mu\text{m}$ , como una fuente extensa (IRS1-extensa) de unos 30"x30". Su espectro es el correspondiente al de una región HII compacta, la emisión NIR es probablemente debida al polvo de la región HII (en la figura 3.3 representamos la superposición de ambas emisiones, la IR y la del radiocontinuo).

Dentro de esta emisión extendida existe un máximo (IRS1) cuya posición cambia cuando la longitud de onda varía entre 1.65 y 20  $\mu\text{m}$ . El máximo a 1.65  $\mu\text{m}$  corresponde a la estrella excitadora (IRS1) (Massi et al., 1985). Mientras que el máximo a 20  $\mu\text{m}$  corresponde a la emisión del polvo contenido en el frente de ionización. La estrella excitadora no es observable en el visible ya que en esta dirección existe una

extinción de unas 23 mg (Massi et al., 1985; Simon et al., 1983; Beckwith et al., 1976).

Dentro de la región de l'xl' observada por Beckwith et al. (1976) entre 1.65 y 20  $\mu\text{m}$ , se detectó otro conjunto de fuentes IR puntuales, IRS2-7. De ellas las más intensas y mejor estudiadas son IRS2 e IRS3.

IRS2: está situada a unos 30" al NW de IRS1 y tiene un tamaño de unos 0."2 (8.7-20 $\mu\text{m}$ ). Su espectro corresponde al de un objeto protoestelar, es decir, al de cuerpo negro a la temperatura de 400 K (entre 1 y 25  $\mu\text{m}$ ) rodeado por una capa más fría que da lugar a las absorciones en la banda de los silicatos (a 9.5  $\mu\text{m}$ ). Puesto que en esta dirección se produce un gran oscurecimiento de la IRS1-extendida a 1.65  $\mu\text{m}$ , se supone que IRS2 está rodeada por una capa muy densa de polvo que absorbe la emisión de la IRS1-extendida. IRS2 no presenta emisión a 6 cm por encima de 20mJy (Thronson et al., 1980), pero posiblemente tenga flujos ionizados asociados (Persson et al., 1984) que indican que se trata de un objeto muy joven, tal vez una B rodeada por una densa capa de polvo.

IRS3: está situada a unos 30" al NE de IRS1 y tiene un tamaño de unos 0."4. Es la más intensa en el rango 1.65-20  $\mu\text{m}$  y su espectro corresponde, como en el caso anterior al de un cuerpo negro a la temperatura de unos 400 K y presenta características de absorción propias de los silicatos y el hielo. No se ha detectado emisión en radiocontinuo por encima de 1 mJy (Simon et al., 1981). Tiene asociados flujos ionizados de gran velocidad (Simon et al., 1983). Y observaciones moleculares de alta resolución la revelan como un punto de intensidad máxima relativa (Heyer et al., 1986). Es considerada el origen del flujo molecular (Bally y Lada, 1983), y se supone que el máser de H<sub>2</sub>O (12 km/s) y la componente (11.8 km/s) del de 1665 de OH (Downes et al., 1975)

están asociados a esta fuente infrarroja.

Las demás fuentes no han sido bien estudiadas, y son consideradas como objetos similares a las anteriores aunque menos intensas. Todas las fuentes detectadas presentan una polarización similar a las de las estrellas del fondo, por tanto, ésta es producida por la nube molecular situada delante.

Thronson et al. (1980) llevaron a cabo medidas de esta región en el infrarrojo lejano (FIR) (30, 50 y 100  $\mu\text{m}$ ) que permitieron establecer que la fuente de calentamiento del polvo es la estructura compuesta IRS1. IRS3 no supone una contribución importante comparada con la anterior, y las demás fuentes proporcionan un flujo FIR despreciable.

Así pues, el núcleo central de Mon R2 resulta ideal para el estudio de las condiciones físicas del gas interestelar y la formación estelar, pues reúne signos de formación estelar característicos de estados evolutivos muy variados, desde  $10^4$  años para los máseres y  $10^5$  para los flujos moleculares, hasta  $10^7$  para las estrellas tipo B que ya están en la secuencia principal. Todo parece indicar que lo que está teniendo lugar es realmente una formación estelar secuencial. Monoceros R2 es además un objeto especialmente interesante para el estudio de las condiciones físicas del gas molecular, pues las estrellas que se conocen no son muy masivas y están aún bastante ligadas al material interestelar, y, además, el núcleo presenta bastantes semejanzas con la nube molecular de Orión, al tiempo que cuenta con la ventaja de que al ser un objeto menos evolucionado resulta más factible obtener información acerca de las condiciones físicas y procesos que dieron lugar a la formación de estrellas.

### 3.2. Observaciones

Las observaciones de CS J=1-0 fueron realizadas con el telescopio de 14 m del Centro Astronómico de Yebes, cerca de Guadalajara (España). El receptor consiste un mezclador diodo Schottky con una temperatura de ruido de unos 210 K(DSB). El espectrómetro era un banco de filtros de 256 canales de 50 KHz de anchura, que proporciona una resolución espectral de 0.31 km/s a 49 GHz. Las observaciones se hicieron en conmutación de frecuencias. Realizamos medidas de Júpiter y la Luna para determinar la anchura del haz a media potencia (2') y el coeficiente de acoplamiento con una fuente muy extensa (0.43). Los datos fueron calibrados con el método del chopper-wheel (ver apéndice I). La calibración y la puntería fueron comprobados mediante observaciones frecuentes de las posiciones centrales de Mon R2 y S140.

Las líneas CS (J=2-1) y  $^{13}\text{CO}$  (J=1-0) fueron observadas con el telescopio de 2.5 m del Observatorio de Burdeos (Francia). La anchura del haz a media potencia era 4'.4 a la frecuencia de  $^{13}\text{CO}$  (J=1-0) (110 GHz) y ~5' en la línea CS J=2-1 (98 GHz), el coeficiente de acoplamiento con una fuente extensa era ~0.9. El receptor consistía en un diodo mezclador Schottky enfriado a 20 K, con una temperatura de ruido de unos 300 K (DSB). El espectrómetro era un banco de filtros de 256 canales de 100 KHz de anchura, que proporcionaba una resolución espectral de 0.27 km/s ( $^{13}\text{CO}$ ) y 0.31 km/s (CS). Todas las observaciones fueron realizadas en el modo de conmutación de frecuencias y calibradas por el método del chopper-wheel. La opacidad cenital fue determinada cada dos o tres horas a partir de medidas de skydip. Todos los datos están expresados en unidades de  $T_R^*$  (ver apéndice I)



### 3.3. RESULTADOS

#### 3.3.1. Observaciones y análisis de $^{13}\text{CO}$

Hemos cartografiado, en la transición  $J=1-0$  de  $^{13}\text{CO}$ , una región de  $20' \times 16'$ , con un espaciado de  $4'$ , alrededor de la posición donde se encuentran el cúmulo de fuentes IR y la región III de Mon R2.

En la figura 3.4, hemos representado los espectros obtenidos para esta transición, se observa que la intensidad de la emisión varía entre 7 K, en el punto central, y 1 K en los bordes de la región cartografiada. A partir de esta variación en la intensidad parece que, como esperábamos,  $^{13}\text{CO}$  no es muy ópticamente espeso. Por otra parte, las intensidades más bajas obtenidas parecen indicar que la emisión de  $^{13}\text{CO}$  se extiende más allá de la zona que nosotros hemos observado.

En cuanto a los perfiles de las líneas, las características más evidentes son, primero, la variación espacial de las anchuras. Éstas disminuyen desde 3.5 km/s, en el origen (centro del flujo molecular), hasta 1-1.3 km/s en los bordes, y además, se observa que las líneas en la zona del SE son más estrechas que en el resto de la nube. Y segundo, la asimetría de las líneas, se aprecia la existencia de alas de alta velocidad a lo largo de la diagonal principal, y de componentes a distintas velocidades, preferentemente, en la zona SW (esto podría explicar, al menos en parte, la diferencia de anchuras mencionada).

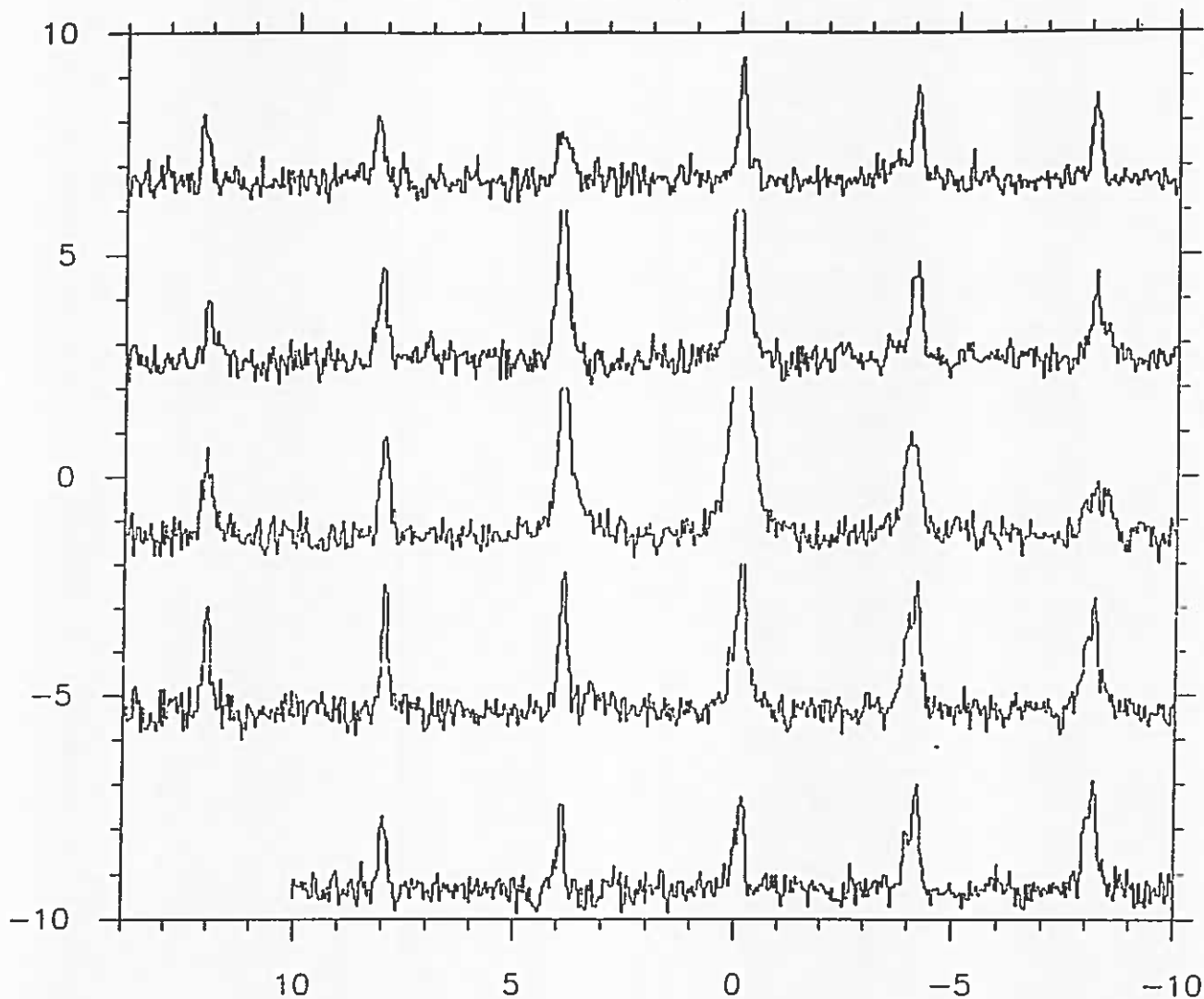


Fig. 3.4 Espectros de  $^{13}\text{CO}$  (1-0) obtenidos en cada una de las posiciones observadas.

En las figuras 3.5a, 3.5b mostramos los mapas de temperatura en el pico y de área integrada para esta línea. Al margen de las diferencias entre uno y otro, que ahora comentaremos, no presentan ninguna peculiaridad morfológica, el máximo de la emisión está centrado en las proximidades del

cúmulo de fuentes infrarrojas y de la región III, que se consideran las fuentes de calentamiento del gas, y no muestra otros máximos de emisión hacia las nebulosas por reflexión cercanas, que pudiesen indicar la existencia de otras condensaciones.

El mapa de temperatura en el pico indica que la zona de mayor excitación de la línea 1-0 de  $^{13}\text{CO}$  tiene forma alargada y se extiende principalmente hacia el N. Por otra parte, el mapa de área integrada, aunque disminuye más rápidamente hacia el S y el W que hacia el N y el E, la variación de la emisión es más suave que en el caso anterior. La principal diferencia, sin embargo, es la existencia de un contorno de emisión que se extiende hacia el SW y que apenas se observa en el mapa de temperatura. Esto se debe a que en

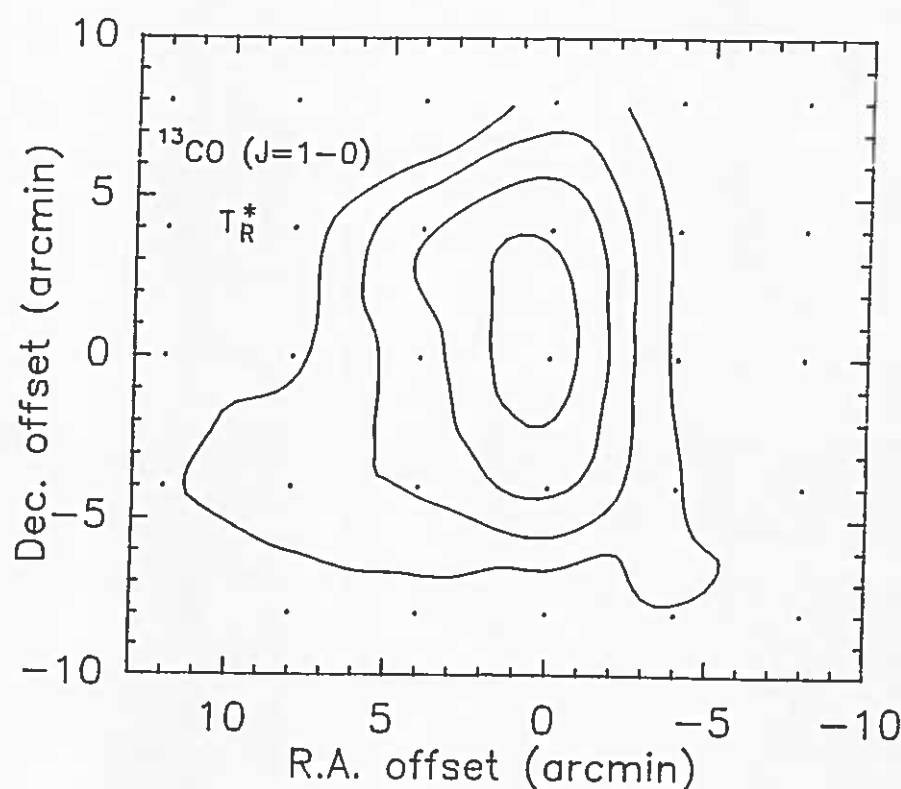


Fig. 3.5 a) Mapa de contornos de  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 en Mon R2. Los niveles representados van desde  $T_R^*=3.5$  K a  $T_R^*=6.5$  K, espaciados 1 K.

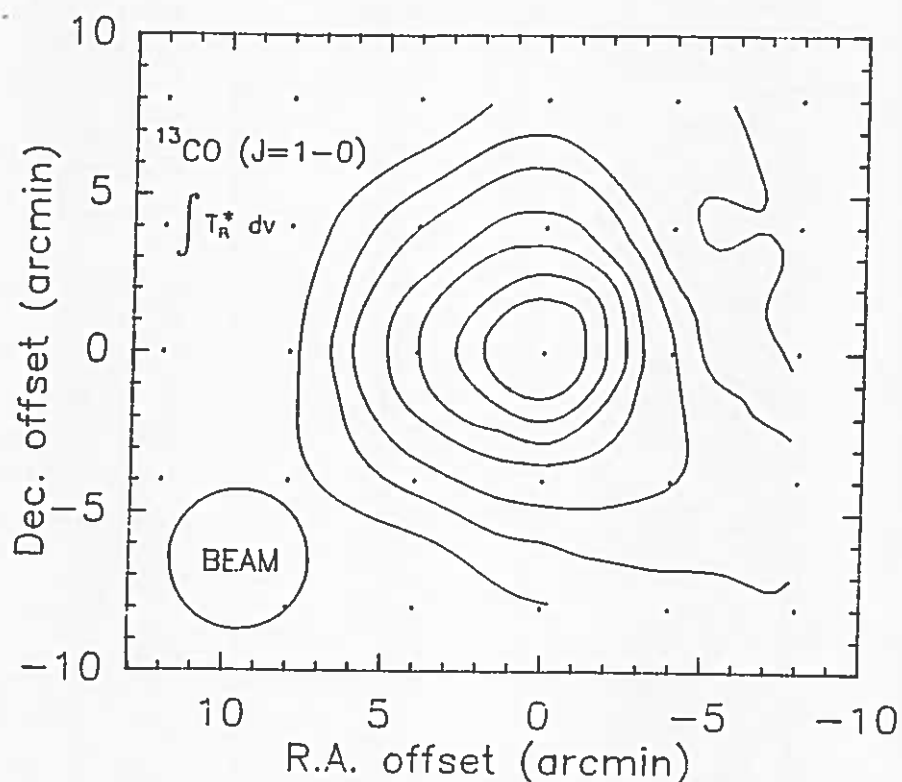


Fig. 3.5 b) Mapa de la emisión de  $^{13}\text{CO}$  ( $J=1-0$ ) integrada a todo el rango de velocidades en Mon R2. Los niveles son 5.5, 7.5, 9.5, 13, 16, 20 y 24 K.km/s. Las coordenadas de la posición central son: r.a.(1950) =  $6^{\text{h}}5^{\text{m}}14^{\text{s}}$ , dec.(1950) =  $-6^{\circ}5'23''$ . Los puntos indican las posiciones observadas. El círculo representa el tamaño del haz empleado en las observaciones.

esta dirección estamos observando gas a distintas velocidades, posiblemente, perteneciente a varias nubecillas que se superponen a lo largo de la visual.

En lo que sigue llevaremos a cabo , a partir de estos datos, el cálculo de algunos parámetros físicos y una discusión más detallada de la cinemática de Mon R2.

Determinación de la densidad proyectada y de la masa

Como ya mencionamos, las transiciones rotacionales de los isótopos del CO son las mejores trazadoras de la densidad proyectada de materia y una de las herramientas más útiles en la determinación de la masa. En esta sección vamos a describir el procedimiento empleado en la deducción de estas cantidades, y los resultados obtenidos en nuestro caso particular.

A partir de la expresión de la opacidad (2.10), integrándola a todo el perfil de la línea, obtenemos una relación entre el área integrada bajo la línea y la densidad proyectada de moléculas. Por tanto, podremos determinar para cada posición observada la densidad proyectada de moléculas del isótopo considerado. La relación mencionada es la siguiente:

$$\tau \cdot \Delta \nu = \frac{8 \pi^3 \nu}{3 h c} \mu^2 [1 - \exp(-T_0/T_{ex})] \frac{N(^{13}\text{CO})}{Q} \quad 3.1$$

donde  $Q$  es la función de partición para los niveles rotacionales. Para determinar su valor consideraremos que las temperaturas de excitación de todos los niveles rotacionales tienen el mismo valor. En ese caso,  $Q \sim 2 \cdot T_{ex}/T_0$  o, mejor,  $Q = 2 (T_{ex} + 0.91)/T_0$ . Para el isótopo  $^{13}\text{CO}$

$$Q(^{13}\text{CO}) = 0.3780 (T_{ex} + 0.91) \quad 3.2$$

Sustituyendo en la expresión del área integrada todos los parámetros, y despejando  $N(^{13}\text{CO})$  obtenemos:

$$N(^{13}\text{CO}) = 2.41 \cdot 10^{14} \frac{(T_{\text{ex}} + 0.91)}{1 - \exp(-T_0/T_{\text{ex}})} \tau(^{13}\text{CO}) \Delta v \quad 3.3$$

Donde  $T_{\text{ex}}$  es la temperatura de excitación de la transición  $J=1-0$  de  $^{13}\text{CO}$  y  $\tau(^{13}\text{CO})$  es la opacidad en el centro de la línea. Para determinar estas dos cantidades haremos las siguientes suposiciones:

1.- Todas las moléculas a lo largo de la visual están excitadas de la misma manera.

2.-  $\text{CO}$  y  $^{13}\text{CO}$  tienen la misma temperatura de excitación en la línea  $J=1-0$  y ésta es igual a la temperatura cinética del gas (ETL).

3.- La transición  $J=1-0$  de  $\text{CO}$  es muy ópticamente espesa,  $\tau(^{12}\text{CO}) \gg 1$ .

De la suposición 2 se deduce que si conocemos la temperatura cinética del gas, conocemos la temperatura de excitación necesaria en la determinación de  $N(^{13}\text{CO})$ . Por otra parte, dado que el  $^{12}\text{CO}$  es además muy ópticamente espeso, su temperatura de brillo proporciona una buena estimación de la temperatura cinética. En efecto,

$$T_b = T_o \left[ \frac{1}{\exp(T_o/T_{ex}) - 1} - \frac{1}{\exp(T_o/T_b) - 1} \right] [1 - \exp(-\tau)] \quad 3.4$$

Para el caso del  $^{12}\text{CO}$  el tercer factor es igual a la unidad, y la temperatura de excitación de  $^{12}\text{CO}$  ( $T_{ex}(^{12}\text{CO})$ ) es

$$T_{ex}(^{12}\text{CO}) = \frac{5.53}{\ln\left(1 + \frac{5.53}{T_b(^{12}\text{CO}) + 0.82}\right)} \quad 3.5$$

Que puede comprobarse que es aproximadamente igual a  $T_b$  para las temperaturas de brillo de la transición  $^{12}\text{CO}(2-1)$  que se obtienen habitualmente. Por tanto, de las suposiciones 2 y 3, resulta

$$T_b(^{12}\text{CO}) = T_{ex}(^{12}\text{CO}) = T_{ex}(^{13}\text{CO}) = T_k$$

El valor de la opacidad en el centro de la línea lo obtenemos despejando tau de la ecuación (3.4)

$$\tau(^{13}\text{CO}) = -\ln\left[1 - \frac{T_b(^{13}\text{CO})}{5.29 - 0.87 \exp(5.29/T_k)}\right] \quad 3.6$$

Por tanto, con las temperaturas de brillo de la emisión de una sólo transición de  $^{13}\text{CO}$ , y conociendo la temperatura cinética del gas, estamos en disposición de determinar la densidad proyectada.

Dado que nosotros no hemos realizado observaciones de  $^{12}\text{CO}(1-0)$ , hemos adoptado como  $T_k$  el promedio sobre la zona observada de la temperatura de brillo de  $^{12}\text{CO}$  de los mapas de Loren (1977), es decir,  $T_k=20$  K en todas las regiones excepto en el centro, donde  $T_k=30$ K.

Hemos realizado el cálculo de la densidad proyectada de  $^{13}\text{CO}$  para cada una de las posiciones observadas, para ello se ha ajustado una gaussiana a cada una de las líneas que pueden aparecer en una dirección dada. Hemos tomado como  $T_b(^{13}\text{CO})$  la altura de la gaussiana, y como  $\Delta V$  la anchura a media altura de la misma. Podemos obtener, la cantidad de materia que está emitiendo a cada velocidad, y la cantidad total en la dirección dada. Suponer un perfil gaussiano está justificado a la vista de las opacidades que obtenemos, y que alcanzan un valor máximo de 0.5. El error que se comete al no tener en cuenta las alas de alta velocidad que se observan se comprueba que, en nuestro caso, es menor de un 7%.



$N(^{13}\text{CO})$  alcanza el valor máximo en la posición central, que coincide, aproximadamente, con la posición de las fuentes IR. Su valor es de unos  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Y el valor promedio a toda la región observada es de  $1.19 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Por supuesto, la variación espacial coincide con la observada en el mapa de área integrada (figura 3.5b), que muestra la cantidad total de gas que está emitiendo en cada punto.

La principal utilidad de la densidad proyectada de  $^{13}\text{CO}$  (o en su caso de  $\text{C}^{18}\text{O}$ ) es la posibilidad de determinar la masa de la región emisora, gracias a las correlaciones que se han establecido entre esta cantidad y la densidad del hidrógeno molecular, principal constituyente de las nubes moleculares,

$$\begin{aligned} N(^{13}\text{CO}) &= 2.5 \cdot 10^{15} (A_V - 1) = 2.5 \cdot 10^{15} (10^{-21} N(\text{H}_2) - 1) = \\ &= 2.5 \cdot 10^{-6} N(\text{H}_2) \end{aligned} \quad 3.6$$

(Dickman, 1978; Bachiller y Cernicharo, 1986).

A partir de la primera de las relaciones anteriores, se determina, para el punto central, una extinción visual promediada dentro del haz de  $4'$ , de unas 20 magnitudes. Este valor está de acuerdo con otras estimaciones de la extinción (Simon et al., 1983; Beckwith et al., 1976), por tanto, este resultado apoya la validez de (3.6) para nuestro estudio.

Puesto que la cantidad de moléculas distintas a  $H_2$  es muy pequeña frente a la de ésta, podemos considerar que la nube está compuesta únicamente por hidrógeno molecular, y, con la relación (3.6) determinar su densidad proyectada en cada dirección. Para esta cantidad obtenemos los siguientes valores:

$N(H_2) = 2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , promedio en la zona central de radio  $2'$ .

$N(H_2) = 3.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , promedio dentro de un círculo de radio  $4'$ .

$N(H_2) = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , promedio dentro de un círculo de radio  $8'$ .

Que son los valores típicos para el tipo de nubes que estamos considerando.

Tomando el peso molecular medio  $\mu = 4.6 \cdot 10^{-24}$  gramos, donde hemos incluido una corrección del 30% para tener en cuenta la contribución del He, e integrando a toda la superficie cartografiada la masa de la región emisora viene dada por

$$\text{Masa (Mo)} = 2.58 \cdot 10^{-25} \Delta\phi^2 (") \cdot d^2 (\text{pc}) \sum_i N_i ({}^{13}\text{CO}) \quad 3.7$$

donde  $\Delta\phi (")$  es tamaño del enrejado del mapa en segundos de arco y  $d(\text{pc})$  es la distancia de la nube al Sol, en parsecs. En nuestro caso  $\Delta\phi$  es igual a la anchura del haz a media altura,  $4'$ , y  $d=900\text{pc}$ .

Con estos valores obtenemos para toda la región cartografiada una masa de unas 3500 Mo. De ellas, unas 500 Mo corresponden a una región central de unos 2' de radio.

Los errores que podemos haber cometido en esta estimación son:

1.- Que no sea apropiada la aproximación ETL, es decir, que  $T_{ex}(^{13}\text{CO}) < T_k$ . En este caso, la densidad proyectada y por tanto la masa estarían sobrestimadas. Sin embargo, con las transiciones  $J=2-1$  y  $J=1-0$  de  $^{13}\text{CO}$  obtenidas por (Loren et al, 1981), hemos realizado los cálculos empleando un modelo LVG, y obtenemos :

$$T_k = 30 \text{ K}$$

$$N(^{13}\text{CO}) = 4.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$$

$$n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

$$\tau(1-0) = 0.4$$

$T_{ex}(1-0) = 32.7 \text{ K}$ . Por tanto, consistentes con los determinados a partir de ETL con una sólo transición.

2.- Que  $^{13}\text{CO}$  sea ópticamente espeso, en cuyo caso, nuestra determinación de la masa sería un límite inferior. Sin embargo, tanto empleando ETL como la aproximación LVG, obtenemos para la transición 1-0 una opacidad máxima de 0.5.

3.- Que la temperatura cinética estimada no sea la correcta, pero, se comprueba que la masa determinada por este método no depende de  $T_k$  en más de un 30%, es mucho mayor el error cometido en la medida de la distancia y por tanto, en el tamaño de la nube.

### Cinemática

Para llevar a cabo un estudio más detallado de la cinemática del gas de densidad moderada hemos representado (figura 3.6) los mapas de emisión integrada en intervalos de velocidad de 1 km/s. Estos mapas están en buen acuerdo con los realizados por Loren (1977) en  $^{12}\text{CO}$  y  $^{13}\text{CO}$  con menor resolución espectral. Dado que en nuestros espectros son perfectamente visibles las alas de alta velocidad (en valor absoluto), hemos extendido nuestro análisis a  $\pm 4$  km/s de la velocidad central de la nube (10.5 km/s) y hemos obtenido lo siguiente:

1.- En las figuras 3.6a y 3.6i es posible observar la distribución espacial del gas a alta velocidad: el gas desplazado hacia el azul es observable en 6-7 km/s y el desplazado hacia el rojo en 14-15 km/s. El primero es más intenso y extenso que el segundo, la emisión en el azul es un 25% mayor que en el rojo. Tiene una estructura bipolar perfectamente determinada que ocupa  $16'$  de longitud total, que a la distancia considerada supone una extensión del flujo molecular de unos 4pc. Esta particular distribución del gas de alta velocidad ya fue observada por Loren (1977) en la transición de  $^{12}\text{CO}$ , no fue visible en cambio esta estructura en los mismos mapas de  $^{13}\text{CO}$ , posiblemente debido a la falta de sensibilidad en sus mapas.

Comparando las fig.3.6a (6-7km/s) con 3.6b (7-8km/s) y 3.6h (13-14 km/s) con 3.6i (14-15 km/s) se observa que la región que emite a una velocidad más alta (en valor absoluto) está más concentrada a lo largo de la dirección del flujo que aquella de menor velocidad, la razón debe ser el frenado del

gas a alta velocidad cuando "roza" con el gas de la nube ambiente.

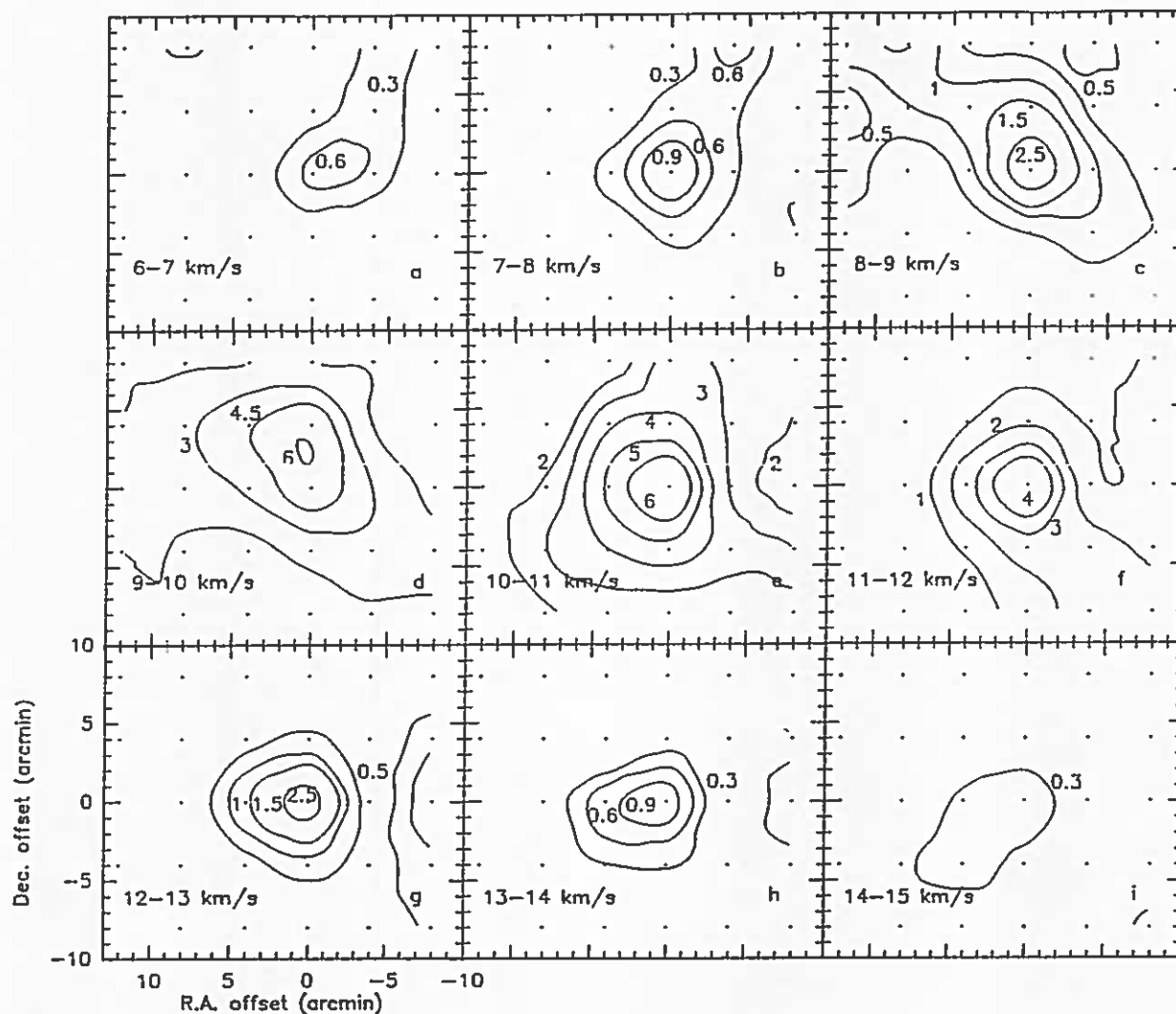


Fig. 3.6 Mapas de la emisión de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  integrada en diferentes intervalos de 1 Km/s de anchura. Las unidades son K.km/s. Las posiciones observadas están indicadas mediante puntos.

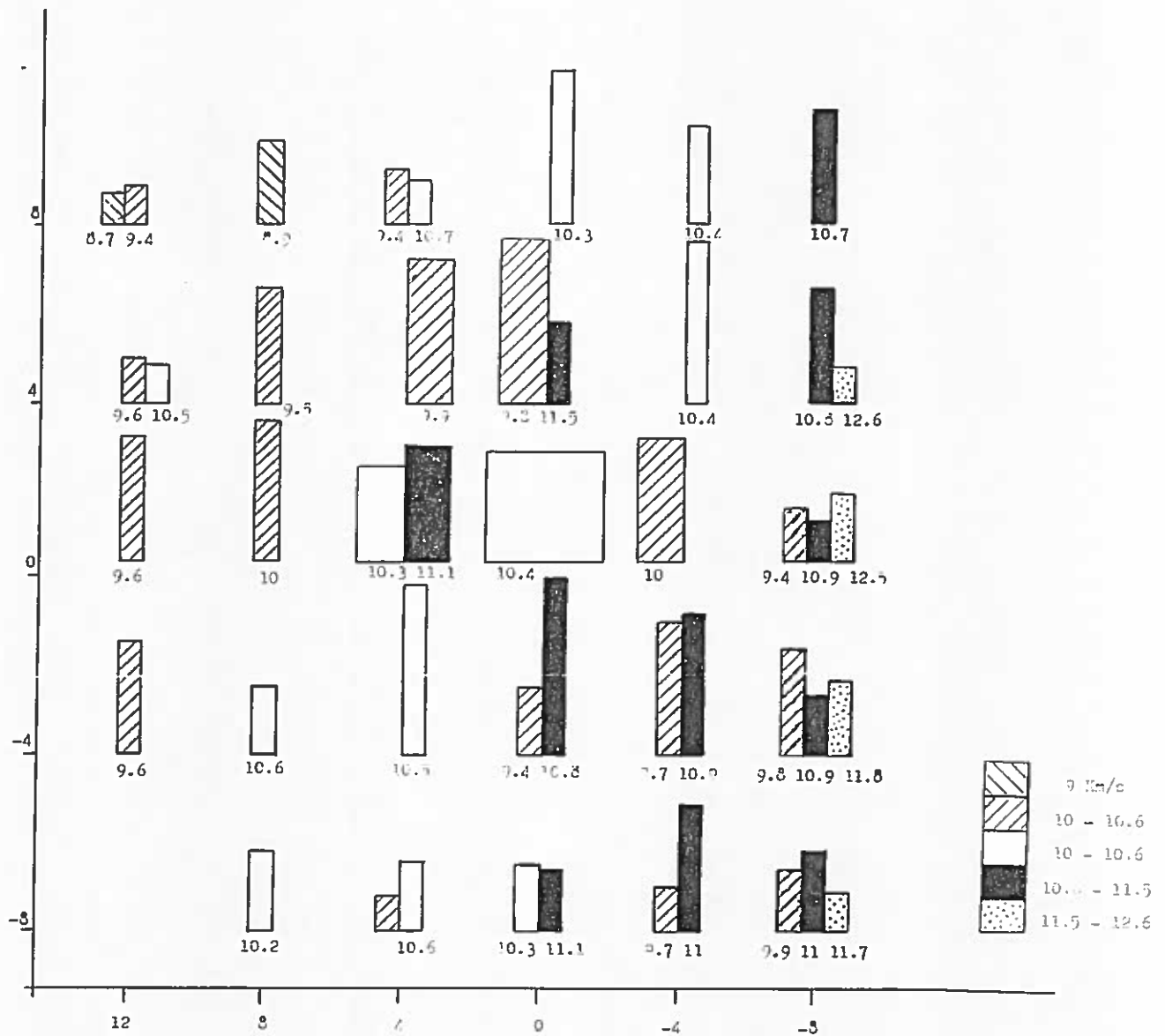


Fig. 3.7 Los espectros obtenidos en cada una de las posiciones observadas presentan emisiones a diferentes velocidades. El área encerrada por los histogramas es proporcional al área de las gaussianas que se han podido ajustar a las diversas componentes. La velocidad central de estas emisiones figura en la parte inferior del histograma.

2.- Que en la nube molecular de Monoceros existía una cierta fragmentación y que cada uno de estos fragmentos tenía una velocidad característica diferente a la de la nube central se puede apreciar en los mapas de  $^{12}\text{CO}$  de Loren (1977). Nosotros hemos observado también este fenómeno en nuestros espectros de la línea 1-0 de  $^{13}\text{CO}$ , y hemos separado, en lo posible, las distintas componentes (figura 3.7). Se puede apreciar que existen cuatro velocidades características, que son, aproximadamente, 9.5, 10.5, 11, y 12.5 km/s. Las primeras están distribuidas prácticamente por toda la nube, las segunda preferentemente a lo largo de la diagonal y las que representan una velocidad mayor que la velocidad central de la nube coexisten con la primera en el W. Aunque sería recomendable una mayor resolución angular y tal vez una mayor sensibilidad para conseguir una separación más precisa de las diversas nubes que contribuyen a la emisión, nuestra interpretación está apoyada por los perfiles que presentan las líneas en la región SE, que claramente corresponden a la emisión de una sola nube dada su pequeña anchura. Además, en los mapas de 12-13 km/s y 13-14 km/s (figuras 3.6g y 3.6h) aparece en la zona W, extendiéndose de +4' a -8' de declinación un fragmento claramente separado de la nube central. Loren (1977) observó en  $^{12}\text{CO}$  este fragmento de nube que se extiende más hacia el W. Hemos determinado su tamaño tomando como contorno de esta nube aquél cuya  $T_a(^{12}\text{CO})$  es la misma que en la zona en que nosotros detectamos  $^{13}\text{CO}$ , y con el mismo procedimiento que describimos antes hemos obtenido una masa aproximada para esta nubecilla de unas 400  $M_\odot$ . Nótese que este fragmento de nube se mueve, en la zona próxima a la nube central, con una velocidad superior a la de ésta. El cambio en la velocidad desde la posición central (10.5 km/s) a las posiciones con offset en ascensión recta -8' no sucede de manera continua sino de forma brusca, e indica la existencia de dos nubes diferentes.

3.- A la velocidad central (10-11 km/s) la emisión cubre toda nube y se extiende algo hacia el N. Y para velocidades por encima y por debajo de la velocidad central, el gas se distribuye de forma alargada en la dirección más o menos perpendicular al flujo bipolar. Esta imagen hizo suponer a Loren la existencia de una estructura de disco visto de canto que rotaba alrededor del eje del flujo, pues el gas a velocidad por debajo de la central aparece localizado preferentemente hacia el NE y el de velocidad mayor que 10.5 km/s hacia el SW. Por otra parte, nosotros hemos representado la emisión a distinta velocidad a lo largo de las direcciones  $-45^\circ$  y N-S (figuras 3.8 y 3.9). Observamos en la primera que puede, en efecto, existir un gradiente de velocidades a lo largo de esta dirección, que tiene un valor de unos 0.4 Km/s pc, y que se extiende a toda la región observada. Sin embargo, nosotros creemos que el aparente gradiente de velocidades no se debe a una rotación de la nube central, sino que es un efecto debido a la superposición en el SW de varias componentes, entre ellas, la de 12.5 km/s (ver también fig.3.7). Posiblemente las observaciones de 1977 no contasen con suficiente sensibilidad para distinguir este efecto, y la apariencia resultante fuese la de una línea desplazada hacia el rojo. En cualquier caso, aunque por el momento no podamos excluir completamente la posibilidad de rotación del gas de densidad moderada nos parece bastante plausible que el gradiente de velocidades de las figuras 3.8 y 3.9 sea un resultado de la existencia de varias condensaciones a velocidades próximas en la región central de Mon R2.



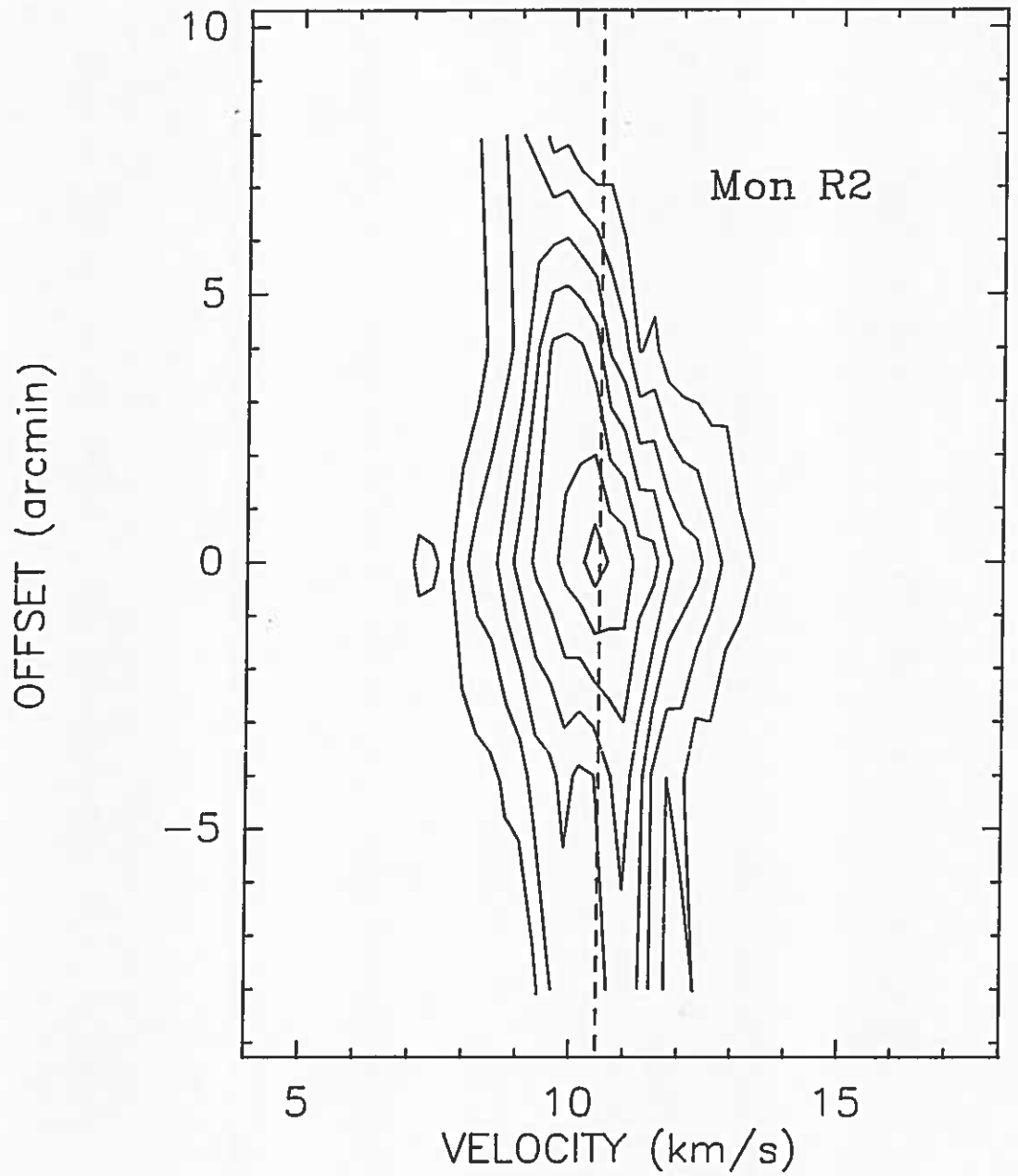


Fig. 3.8 Diagrama posición-velocidad de la emisión de  $^{13}\text{CO}$  a lo largo de la dirección  $45^\circ$  al noreste. La línea de puntos indica la velocidad central de la línea en el (0,0).

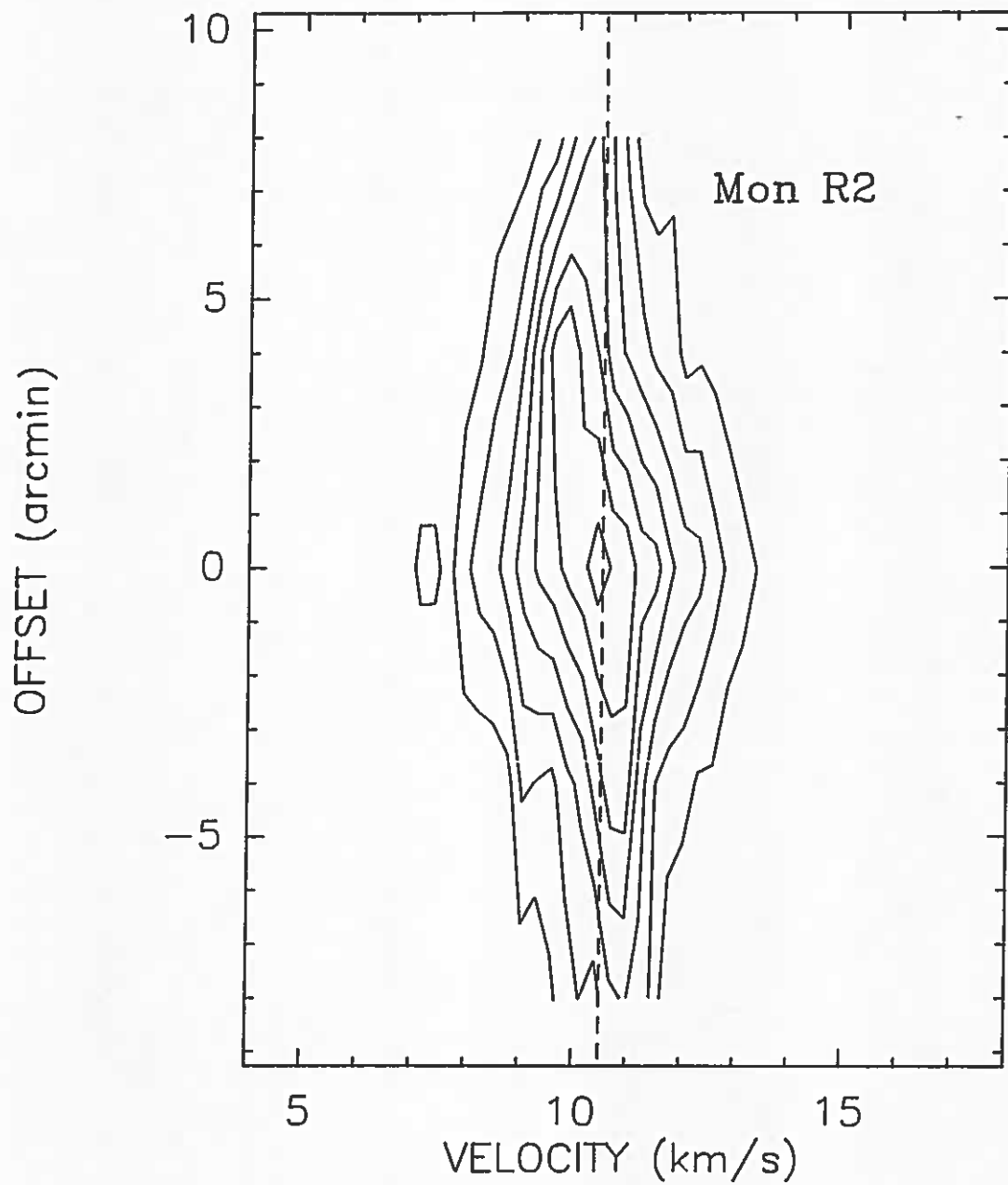


Fig. 3.9 Lo mismo que en la figura 3.8, a lo largo de la dirección N-S y ascensión recta cero.

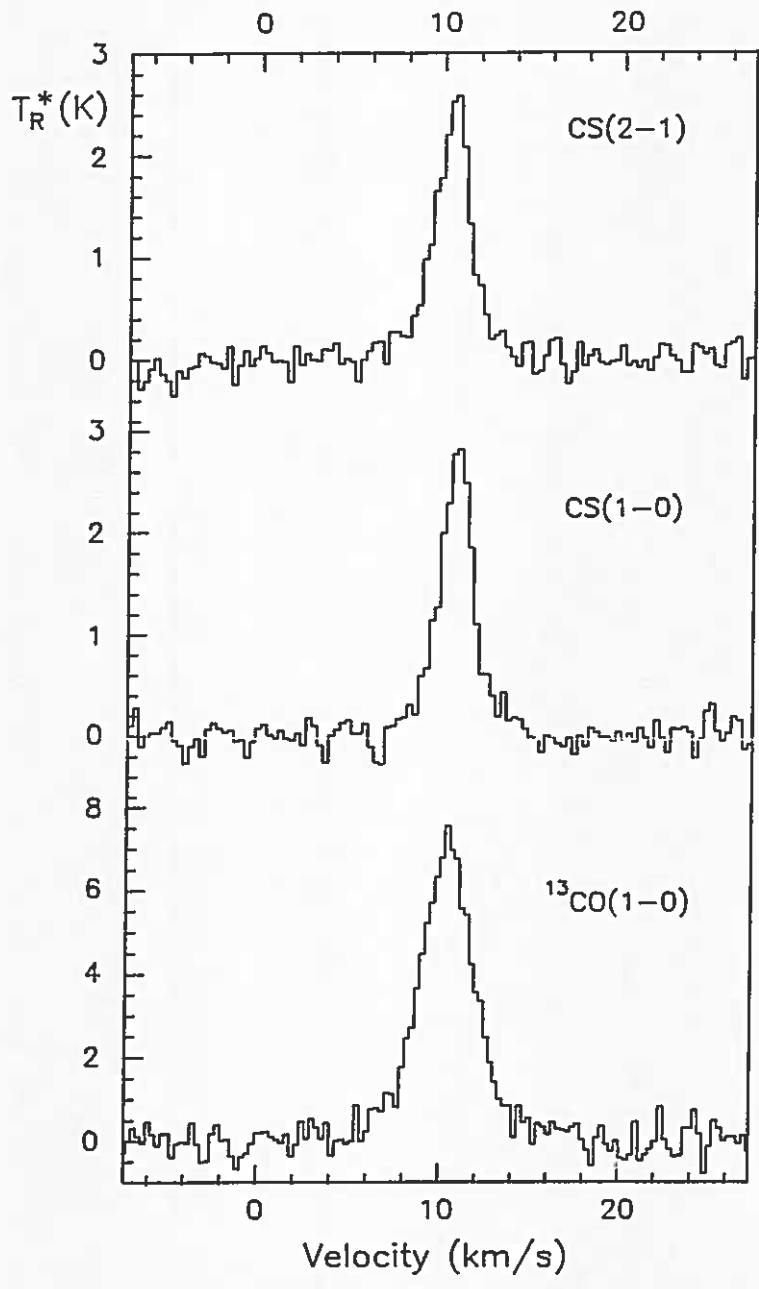


Fig. 3.10 Perfiles de las transiciones CS J=1-0, CS J=2-1 y  $^{13}\text{CO}$  J=1-0 observados en la posición (0,0) de Mon R2.

### 3.3.2. Observaciones y análisis de CS

Presentamos a continuación los resultados obtenidos a partir de las observaciones en las dos líneas rotacionales más bajas de CS, J=1-0 y J=2-1, que como sabemos son de gran utilidad en la trazado de regiones densas (debido al elevado momento dipolar de CS: 1.97 Debye). Esto, junto con determinaciones de densidad de hidrógeno, densidad proyectada de CS, abundancias relativas y masas serán nuestros objetivos en esta sección.

Hemos cartografiado, en las transiciones J=1-0 y J=2-1 de CS, una región de extensión comparable a la de  $^{13}\text{CO}$ , alrededor del punto ( $(1950)=6^{\text{h}}5^{\text{m}}14^{\text{s}}$ ,  $(1950)=-6^{\circ}23'00''$ ), con un espaciado de 2' y 4' respectivamente, y con un enrejado aproximadamente del mismo tamaño que el haz.

Los espectros obtenidos para estas transiciones, la J=1-0 y la J=2-1 de CS, alcanzan una intensidad máxima, en unidades de  $T_{\text{R}}^*$ , de unos 2.7 K para un haz de 2', y de 2.4 K en un haz de 5', respectivamente. Existe una cierta similitud entre la distribución espacial de las anchuras de las líneas de  $^{13}\text{CO}$  y las de CS (ambas transiciones): son máximas en la zona central (2.2 km/s) y disminuyen hacia los bordes. Además, en la posición central, tanto en CS(2-1) como en CS(1-0) (figura 3.10), también existen alas de alta velocidad, es decir, que incluso el gas denso puede presentar una gran dispersión de velocidades en la zona cercana al origen del flujo. A pesar de estas semejanzas, no se observan, sin embargo, perfiles con varias componentes como ocurría en el caso de  $^{13}\text{CO}$ .

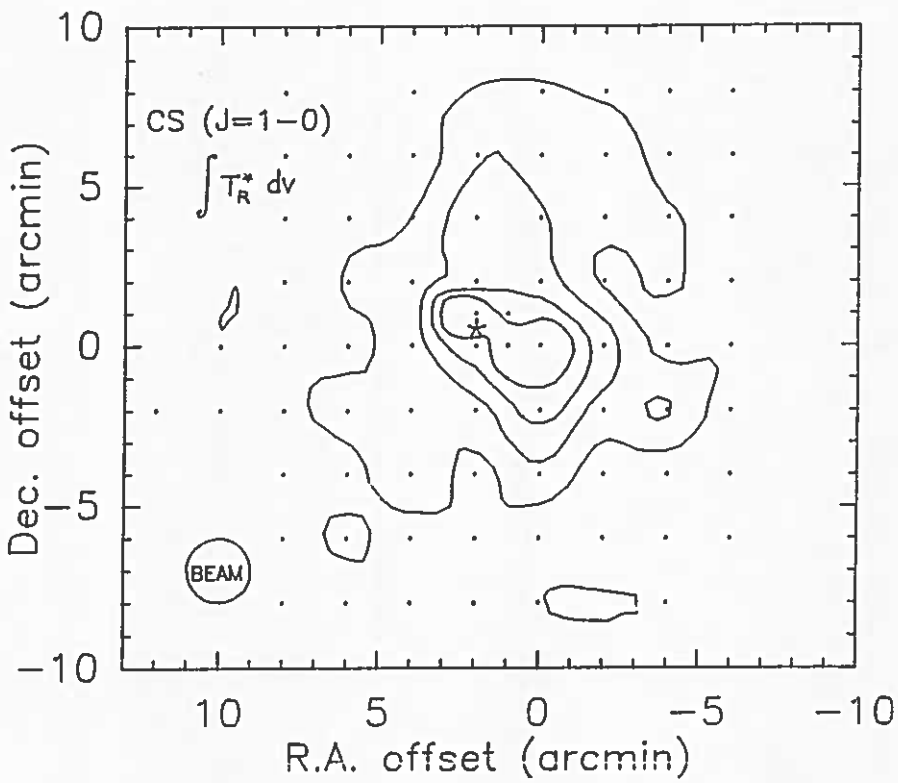


Fig. 3.11 Mapa de contornos de la emisión de CS (J=1-0) integrados en todo el rango de velocidades en Mon R2. Los niveles van desde 1.2 K.km/s a 2.4 K.km/s. Los puntos indican las posiciones observadas. El asterisco marca la posición del cúmulo de fuentes infrarrojas. El círculo representa el tamaño del haz utilizado en las observaciones (2').

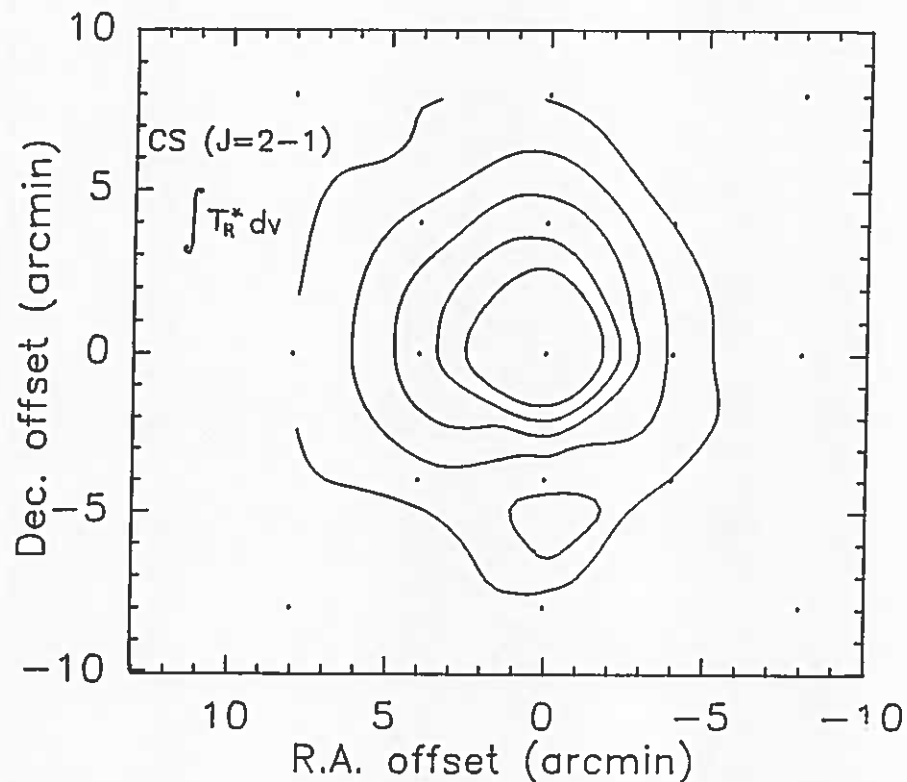


Fig. 3.12 Lo mismo que en la figura 3.11, para la transición CS J=2-1. El nivel más bajo representado corresponde a 0.7 K.km/s, y el espaciado es de 2 K.km/s.

En las figuras 3.11 y 3.12 se muestran los mapas de área integrada correspondientes a las líneas CS(1-0) y CS(2-1), respectivamente. Salvo las diferencias debidas a las diferentes resoluciones empleadas, ambos presentan una morfología similar, y parecida a la de la emisión de  $^{13}\text{CO}$ , aunque la emisión de CS es menos extensa. Las características más destacables son, primero, el contorno a mitad de intensidad para la línea J=1-0 se extiende preferentemente en la dirección N-S, a lo largo de unos  $10'$ . Segundo, la zona de mayor emisión presenta forma alargada que va desde la región de las fuentes IR (representadas en la figura 3.11 por una estrella), hasta  $2'$  al SW de éstas, nuestro punto central.

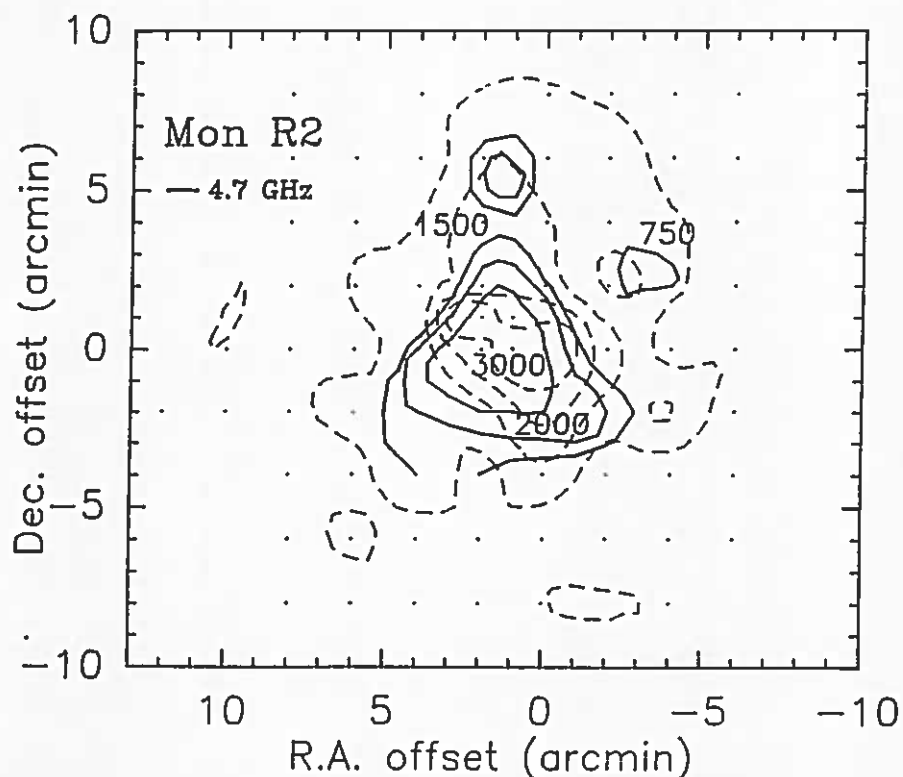


Fig. 3.13 Los contornos gruesos representan la emisión a 4750 MHz debida a la componente difusa de la región HII de Mon R2 (Gilmore, 1980). Las unidades de los niveles son mJy. Los contornos punteados muestran la emisión de CS(1-0).

Esta distribución alargada también se ha observado en otras moléculas trazadoras de gas denso ( $\text{HCO}^+$ , Loren 1977; y  $\text{NH}_3$ , Willson and Folch-Pi 1981) y se empieza a intuir en los mapas de CS(2-1) de Heyer et al. (1986), sin embargo, la extensión cartografiada por estos últimos autores no es suficiente para delimitar esta zona de alta excitación. En nuestro mapa de CS(2-1) la resolución (5') no es suficiente para observar con precisión la forma alargada de esta región. Tercero, se observa en ambos mapas que el gradiente de emisión es mucho más abrupto hacia el S que hacia el N. Cuarto, con ninguna de las dos resoluciones es posible observar distintas condensaciones de gas denso. Y por último, no sólo su aspecto no es muy distinto del obtenido con otras moléculas, como amoniaco (Willson y Folch-Pi, 1981; Torrelles, 1983), y  $^{13}\text{CO}$ , sino que incluso el mapa en radio continuo (5 GHz) de la emisión de la componente difusa de la región III (Gilmore, 1980) tipo blister situada detrás de la nube, tiene la misma forma (en la figura 3.13 presentamos también el mapa a 5 GHz superpuesto a la emisión molecular del gas denso). Más adelante intentaremos analizar e interpretar esta semejanza, en principio sorprendente.

Determinación de la densidad y abundancia de CS

A continuación analizamos las intensidades de las líneas para determinar las densidades de hidrógeno y la abundancia relativa de CS. Recordemos que un método directo para determinar la densidad espacial es la medida de intensidades relativas de dos o más transiciones que no están termalizadas. En este caso, la población de los niveles y por tanto la intensidad emitida en el caso ópticamente delgado son funciones de la probabilidad de colisión. Se necesita un mínimo de dos transiciones, pues la densidad proyectada total de la especie que observamos también debe determinarse. La densidad se obtiene ajustando las intensidades de las dos líneas al resultado de un cálculo de equilibrio estadístico.

Al aplicar este método de comparación de varias líneas estamos suponiendo que las dos se están produciendo en la misma región. Sin embargo, existen algunas situaciones en que esta suposición no es válida:

1.- Las observaciones de las diferentes transiciones se han realizado con haces distintos.

La intensidad observada en cualquier posición  $X_0$  es la convolución del diagrama de antena (ver apéndice I), que suponemos gaussiano, con la distribución de brillo de la fuente, y del banco de filtros con la distribución de velocidades de la fuente. Para tener escalas de intensidad comparables para ambas líneas generamos, a partir de los espectros obtenidos en Yebes (HPBW= $\phi_y=2'$ ), aquéllos que habrían resultado si hubiésemos utilizado para la observación una antena con un haz del tamaño del de Burdeos (HPBW= $\phi_b=5'$ ). Para suavizar la distribución espacial de la  $J=1-0$  la convolucionamos con otra gaussiana de  $HPBW \sim (\phi_b^2 - \phi_y^2)^{1/2}$ .



$$(T_a)_b = \frac{\sum_x (T_a)_y \exp\left[4 \ln 2 \cdot \left(\frac{x^2 - x_0^2}{\phi_b^2 - \phi_y^2}\right)\right]}{\sum_x \exp\left[4 \ln 2 \cdot \left(\frac{x^2 - x_0^2}{\phi_b^2 - \phi_y^2}\right)\right]} \quad 3.7$$

Donde los subíndices b e y se refieren a las cantidades correspondientes a los haces mayor y menor respectivamente (en nuestro caso el de Burdeos y el de Yeves). El sumatorio está extendido a todos los espectros de posiciones X. (Puesto que las resoluciones en velocidades son aproximadamente iguales en ambos bancos de filtros, no tenemos que convolucionar también para tener en cuenta este efecto, en caso contrario deberíamos hacerlo).

2.-Cada transición es sensible a un rango limitado de densidades, determinado por la relación entre los coeficientes de desexcitación espontánea y colisional, en la tabla 3.3 presentamos las densidades características ( $n^*$ ) a  $T_k=30$  para cada una de las transiciones rotacionales de CS (Snell et al., 1984).

Tabla 3.3: densidad característica de las regiones emisoras de CS.

línea	frecuencia	n*
J=1-0	48900.964 GHz	$7.6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ a)
J=2-1	97981.007 "	$5.7 \cdot 10^5$ "
J=3-2	146961.039 "	$1.5 \cdot 10^6$ "
J=5-4	244935.730 "	$7.2 \cdot 10^6$ "
J=6-5	293912.333 "	$1.2 \cdot 10^7$ "

a)Kutner y Tucker (1975)

Si la nube que observamos tiene una densidad constante la región que observamos es siempre la misma y obtenemos el mismo resultado independientemente del par de líneas escogido, sin embargo, si existen gradientes de densidad a lo largo de la visual, con cada transición observaremos la zona de densidad más cercana a la característica. En general, parece que a medida que aumenta  $n^*$  disminuye la extensión de la emisión (Evans, 1980; Linke y Goldsmith, 1980), por tanto, debe existir en realidad un gradiente de densidades que va, aproximadamente, como  $r^{-2}$ . En nuestro caso, las dos líneas elegidas parecen estar suficientemente próximas como para que el error cometido pueda considerarse despreciable.

Para determinar la densidad volúmica y la densidad proyectada de CS hemos empleado un modelo LVG esférico y homogéneo. Esto no implica que supongamos la existencia de grandes gradientes de velocidad en los núcleos densos de CS, parece demostrado que los cálculos de excitación son muy poco sensibles a los detalles del transporte radiativo (White, 1977; Snell, 1981; Linke y Goldsmith, 1980), de modo, que adoptamos el LVG por sencillez y rapidez del cálculo y porque tiene pocos parámetros libres. En nuestros cálculos hemos tomado como coeficientes de colisión los de Green y Chappman (1978) y tenemos en cuenta una corrección debida a las colisiones con He.

Puesto que sólo tenemos dos transiciones, y debemos determinar tres parámetros,  $n(\text{H}_2)$ ,  $N(\text{CS})$  y  $T_K$ , fijamos la temperatura cinética del gas a partir de observaciones anteriores de  $^{12}\text{CO}$  y tomamos una distribución igual que en el caso de  $^{13}\text{CO}$ , es decir, 30 K en el centro y 20 K en el resto.

Los resultados que obtengamos estarán afectados por las simplificaciones que supone nuestro modelo:

1.- Consideramos conocida la geometría de la nube y la distribución del campo de velocidades ( $\nabla V \times r$ ). Variaciones de estos parámetros pueden influir en el cálculo de  $n(\text{H}_2)$  y  $N(\text{CS})$  a través de  $\tau$  y por tanto, del atrapamiento radiativo. Hemos realizado un ajuste de nuestros datos similar al anterior, considerando geometría plano-paralela y obtenemos que la densidad es menor en un factor 3 y que la densidad proyectada aumenta en un factor 1.5 respecto a los resultados que se obtienen con geometría esférica.

2.- Hemos adoptado una temperatura homogénea, sin gradientes, cuando sabemos que existen fuentes IR embebidas en la nube. Puesto que la excitación de CS aumenta si lo hacen  $T_K$  o  $n(H_2)$ , el considerar  $T_K$  uniforme cuando no lo es puede dar lugar a gradientes de densidad ficticios.

3.-Consideramos que el gas que llena nuestro haz tiene una densidad y temperaturas uniformes (factor de llenado igual a uno). Tanto si las inhomogeneidades son a través del haz como a lo largo de la visual, el efecto es una sobreestimación de la densidad de hidrógeno y una subestimación de la densidad proyectada de CS (ver Snell et al., 1984).

4.-No tenemos en cuenta el bombeo IR, es decir, la absorción de fotones en el infrarrojo que al ser emitidos de nuevo tienen el mismo efecto que la excitación colisional. Sin embargo, dado el pequeño ángulo subtendido por las fuentes infrarrojas comparado con nuestro haz, el efecto debe ser poco importante.

Los resultados de nuestro ajuste para el punto central son:

$$T_k = 30 \text{ K}$$

$$n(H_2) = 6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

$$N(CS) = 2.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$$

$$V = 2 \text{ km/s}$$

$$T_{ex}(1-0) = 45 \text{ K}$$

$$\tau(1-0) = 0.04$$

$$T_{ex}(2-1) = 7 \text{ K} \quad \tau(2-1) = 0.86$$

Obsérvese que estos valores corresponden a los valores promediados a una región de un tamaño angular de 5', aproximadamente. Linke y Goldsmith (1980) obtuvieron, dentro de un haz de 2.6 una densidad, también a partir de estas dos transiciones, de  $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . En los resultados se observan como características interesantes, primero, que las líneas son, según este modelo, ópticamente delgadas y que la 1-0 presenta una excitación supertérmica, este efecto se explica por el elevado valor de los coeficientes colisionales con incremento de J igual a dos (Goldsmith, 1972).

Para el resto de los puntos observados tomamos una temperatura igual a 20 K. En cuanto a la variación espacial de las densidades de hidrógeno y proyectada de CS, se observa en las figuras 3.14 y 3.15 que, la densidad proyectada de CS varía en menos de un factor 1.5 cuando pasamos de la posición central a los alrededores. En cambio, la densidad volúmica varía en más de un factor tres.

Con la densidad proyectada calculada para CS podemos hacer una estimación de la abundancia relativa de CS. Para hacerlo usamos la densidad proyectada de  $^{13}\text{CO}$  determinada en el apartado anterior y la abundancia relativa de  $^{13}\text{CO}$

$$X(\text{CS}) = \frac{N(\text{CS})}{N(\text{H}_2)} = \frac{N(\text{CS})}{N(^{13}\text{CO})} \frac{N(^{13}\text{CO})}{N(\text{H}_2)} = \frac{N(\text{CS})}{N(^{13}\text{CO})} X(^{13}\text{CO})$$

Esta expresión toma el valor  $X(\text{CS}) \sim 1.2 \cdot 10^{-9}$ . Este resultado concuerda con los valores determinados mediante modelos de química interestelar (Graedel et al., 1982). Linke

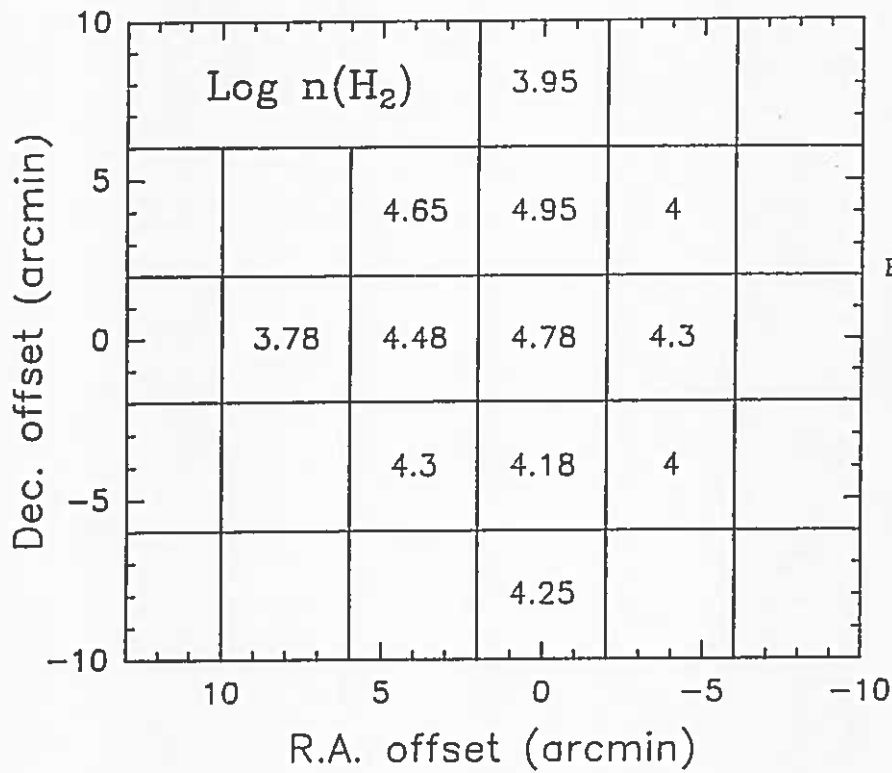


Fig. 3.14 Densidad derivada para cada una de las posiciones en que se han detectado las dos transiciones de CS. Las unidades de la densidad son  $\text{cm}^{-3}$ .

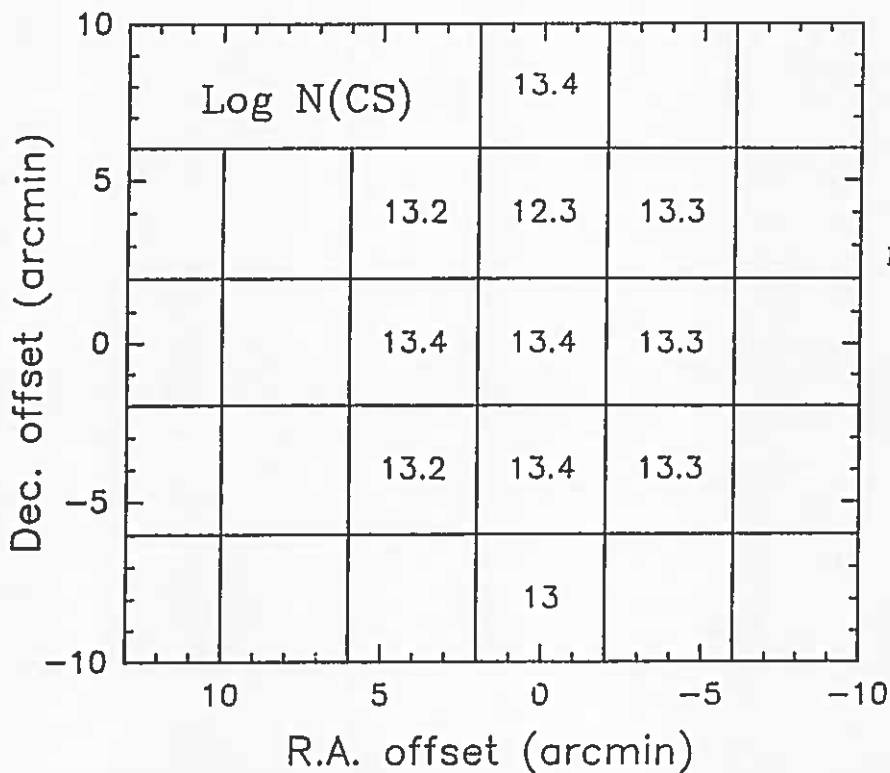


Fig. 3.15 Densidad proyectada para cada una de las posiciones en que han detectado las dos transiciones de CS. Las unidades de la densidad proyectada son  $\text{cm}^{-2}$ .

y Goldsmith (1980) obtienen para Mon R2 una abundancia de CS de  $8 \cdot 10^{-10}$ .

### Determinación de la masa del núcleo denso

Si tomamos la densidad volúmica estimada para el punto central,  $n(\text{H}_2) = 6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , e integramos a un volumen esférico de diámetro la anchura del haz (5') obtenemos una masa

$$M(M_{\odot}) = 5.615 \cdot 10^{-3} R^3(\text{arcmin}) n(\text{H}_2)$$

que para las densidades consideradas toma un valor de unas 4000  $M_{\odot}$ . Resulta ser unas diez veces la masa determinada para la misma región a partir de  $N(^{13}\text{CO})!$ .

Otra posibilidad es estimar la masa a partir de  $N(\text{CS})$  admitiendo un valor de la abundancia relativa. Si tomamos el valor de  $X(\text{CS})$  determinado por los modelos de química interestelar de Graedel et al. (1982) obtenemos para la región centro una masa de unas 500  $M_{\odot}$ , que es similar a la determinada con  $^{13}\text{CO}$ , lo cual no es sorprendente, pues la abundancia utilizada y la determinada por nosotros usando las medidas de  $^{13}\text{CO}$  son muy similares. Sin embargo, es importante señalar que las abundancias relativas son cantidades que son conocidas con una incertidumbre de hasta un orden de magnitud.

Por último, calculamos la masa de esta región suponiendo que es válida la aplicación del teorema del virial para una esfera de radio R

$$M_{\text{vir}} = \frac{5 R}{G} \left\{ \frac{(\Delta V_{\text{fwhm}})^2}{8 \ln 2} + \frac{1}{5} w^2 R^2 \right\}$$

donde  $w$  es la velocidad angular de rotación,  $\Delta V_{\text{fwhm}}$  la anchura a media altura de la línea y  $G$  la constante de gravitación universal.

$$M_{\text{vir}}(M_{\odot}) = 0.34 d(\text{pc}) R(') \left\{ 0.18 \Delta V_{\text{fwhm}}^2 (\text{km/s}) + 1.6 \cdot 10^{19} d^2(\text{pc}) w^2 (\text{s}^{-1}) R^2(') \right\}$$

Considerando, al contrario de Kutner y Tucker (1975), que no existe rotación, es decir,  $w=0$ , obtenemos una masa del virial correspondiente a la posición central de unas 500  $M_{\odot}$ . Aceptando la velocidad angular propuesta por Kutner y Tucker (1975) ( $w=7.4 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ ) toma un valor de unas 750  $M_{\odot}$ . Si en lugar de tomar sólo la región central consideramos toda la nube densa ( $R=5.6$ )  $M_{\text{vir}}=1700 M_{\odot}$ , sin rotación y 5000  $M_{\odot}$  con rotación. Por tanto, si las nubes moleculares se encuentran cerca de la virialización (Larson, 1981) nosotros nos vemos obligados a concluir que las densidades  $n(\text{H}_2)$  determinadas a partir de CS, junto con la suposición de geometría esférica, conducen a un valor de la masa excesivamente alto.



## Discusión

### a. Estructura del gas denso

La discrepancia entre las masas determinadas a partir de la densidad volúmica y la densidad proyectada de  $^{13}\text{CO}$  se debe a que tenemos simultáneamente densidades volúmicas altas y densidades proyectadas bajas. Esta situación resulta sorprendente, por tanto, examinaremos la posibilidad de algunas fuentes de error. Una de las posibilidades es que la emisión de  $^{13}\text{CO}$  sea ópticamente espesa y que la densidad proyectada esté subestimada por problemas de saturación. Sin embargo, estimamos que la opacidad de  $^{13}\text{CO}$ , promediada en nuestro haz central de  $4''.4$ , es alrededor de 0.4, y, como consecuencia, los problemas de saturación no pueden afectar a los cálculos de densidad proyectada.

Otra posibilidad es que las densidades de volumen fueran sobreestimadas debido a que la temperatura cinética supuesta en los cálculos LVG fuese un límite inferior. Esto podría ocurrir si la temperatura calculada a partir de CO fuese sólo apropiada para las capas exteriores de la nube y el gas denso estuviese más caliente. Parece pues, que el amoníaco sería un termómetro más adecuado. En efecto, mapas de CS y  $\text{NH}_3$  en otras nubes muestran que, en general, estas líneas tienen una extensión similar y por tanto, parece que las líneas de CS y  $\text{NH}_3$  se forman en regiones próximas. Takano (1986) observó amoníaco en Mon R2 y determinó una temperatura de 55 K para la región central de  $40''$ . Si asumimos la ley de variación de la temperatura descrita por Takano

$$T_d = 70 \left[ \frac{2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2/5}}{r} \right] \left[ \frac{L}{10 L_0} \right]^{1/5}$$

y promediamos a nuestro haz, obtenemos una temperatura cinética de unos 30 K, de acuerdo con las estimaciones de CO. En cualquier caso, es interesante notar que una variación en  $T_K$  desde 30 K a 50 K sólo modifica las densidades calculadas con el LVG en un 10%. Como consecuencia, parece que los errores en la determinación de la temperatura cinética no tienen mucha influencia en la estimación de la densidad de volumen.

A partir de esta discusión concluimos que no existen sesgos importantes en la determinación de la densidad de volumen y la densidad proyectada. Por tanto, para conciliar el alto valor de la densidad de volumen con las moderadas densidades proyectadas, examinamos dos posibilidades.

1.- Es posible que el gas denso esté distribuido formando pequeños condensaciones que no llenan totalmente el haz. Si este efecto ("clumping") es importante, la densidad determinada a partir del modelo LVG es próxima a la densidad de las condensaciones que emiten en CS y distará de la media dentro de nuestro haz tanto más cuanto menor sea el factor de llenado ( $f$ ). Si suponemos que las condensaciones (con densidad  $6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) están inmersas en un medio de densidad  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , estimamos que el factor de llenado de volumen necesario para reconciliar los valores de las masas calculados por uno y otro camino, tiene un valor de 0.1. Observaciones con alta resolución podrían ayudar a dilucidar si existe o no mucha estructura a pequeña escala. Heyer et al. (1986) han observado la parte central de Mon R2 con una resolución de  $22''$  ( $\sim 0.1 \text{ pc}$ ) en la línea J=5-4 de CS. Sin

embargo, aunque esta resolución sería bastante para detectar pequeñas condensaciones como aquéllas observadas en nubes moleculares cercanas (por ejemplo, TMC1), las observaciones de Heyer et al. (1986) sólo cubren una región de 1'x1' mientras nuestro haz tiene un diámetro angular de unos 5'. Por tanto, observaciones con mayor resolución y de un área mayor son necesarias para concluir acerca de la existencia del clumping.

2.- Una posibilidad interesante es asumir que la región que presenta emisión intensa en CS(J=1-0) es una capa densa y delgada que está orientada casi perpendicularmente a la visual. La existencia de tal capa densa es predicha en los modelos de interacción entre una región HII y la nube molecular. En el caso particular de Mon R2 la presencia de tal capa es sugerida por la existencia de una región HII detrás de la nube molecular (Gilmore, 1980) y por otras razones que discutimos a continuación. En primer lugar, ésta es la geometría más natural para conciliar los altos valores de densidad de  $H_2$  con los valores moderados de densidad proyectada de  $H_2$  (además, a partir de estos valores, nosotros podemos estimar el espesor de la capa:  $L \sim N(H_2)/n(H_2) \sim 0.1$  pc. Por otra parte, parece que la morfología de la región que emite en CS(J=1-0) se iguala muy bien a la forma de la región HII observada en emisión del radiocontinuo. La correlación entre nuestro mapa de CS (J=1-0) y el de 4.7 GHz es mostrada en la figura 3.13.

En resumen, el "clumping" y/o la geometría de la capa densa pueden explicar nuestros resultados observacionales acerca de Mon R2: estas hipótesis podrían proporcionar simultáneamente altos valores de  $n(H_2)$  con valores moderados de  $N(H_2)$ . Además, la intensidad relativamente alta de  $C^{34}S$  J=1-0 podría ser explicada en un modelo con tales inhomogeneidades y con una relación isotópica terrestre de  $S/^{34}S$ , debido a que el efecto del clumping sobre la

emisión de  $C^{34}$  es despreciable frente al que produce en la de CS (Mundy et al., 1986).

Para intentar discernir entre el clumping y una geometría de capa, o una combinación de ambas, hemos examinado los modelos standard de propagación de frentes de ionización en nubes moleculares, así como observaciones moleculares de otras nubes con características similares a las de Mon R2.

Los cálculos teóricos de Bodenheimer et al. (1979) sobre la propagación de ondas de choque en una nube molecular, predicen la formación de una capa densa cuya densidad es alrededor de 1000 veces más grande que la del gas de la nube no perturbado, el espesor de esta capa sería menor que 0.3 pc (ver Fig. 3 de Bedjind y Tenorio-Tagle, 1981). Obviamente una capa de estas características sufriría fuertes inestabilidades gravitacionales y se rompería en pequeños clumps (ver Elmegreen y Lada, 1977).

Observaciones de alta resolución (15") en las líneas CS  $J=1-0$  y  $J=2-1$  en Orión (Hasegawa, 1987) han revelado la existencia de una capa densa de gas alrededor de la nebulosa ionizada trazada por la emisión en radiocontinuo. El espesor de esta capa es alrededor de 0.1 pc, el mismo valor que el predicho para la capa densa de Mon R2. Además, se ha encontrado que la capa de Orión presenta "clumping" (Hasegawa, 1987). Una situación análoga se ha observado cerca del frente de ionización de M17, donde observaciones recientes de  $NH_3$  con el VLA (Massi et al., 1988) revelan claramente la existencia de una estructura rica en clumping.

Otras observaciones en CS de nubes que presentan frentes de ionización con diferentes orientaciones respecto de la línea de mirada (Snell et al., 1984), indican que los espesores característicos de posibles capas densas son a veces

poco razonables (0.02 para NGC 2024, 0.04 para S140 y 0.1 para M17). En efecto, existe una diferencia importante entre unos casos y otros: mientras en S140 es posible reconciliar las dimensiones y las relaciones isotópicas si asumimos un factor de llenado igual a 0.5, para NGC 2024 esto no es posible. Parece, por tanto, que en NGC 2024 existe una capa delgada y densa, mientras que en S140 no es preciso postular su existencia.

A partir de esta discusión concluimos que el modelo más plausible que permite la interpretación de nuestros datos es que el gas molecular en Mon R2 está concentrado en una capa densa ( $n(\text{H}_2) > 6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), delgada (espesor  $\sim 0.1 \text{ pc}$ ), probablemente inhomogénea, que es casi perpendicular a la línea de mirada.

#### b. Cinemática del gas denso

Es también interesante estudiar la cinemática del gas denso. Nuestras observaciones de CS J=1-0 revelan una tendencia sistemática en la velocidad radial que es ilustrada en la figura 3.16. En esta figura es posible ver que la parte norte de la nube se está moviendo a velocidad radial de unos 10 km/s, desplazado hacia el azul respecto a la región central, 11 km/s. Este comportamiento puede entenderse fácilmente en el marco de nuestro modelo, debido a que las densidades de volumen y proyectada en la parte norte tienen valores más bajos que hacia el centro y, como consecuencia, nosotros esperamos que esta región sea empujada a velocidades más grandes por la región HII cercana, es decir, debe presentar una velocidad radial más azul, como hemos normalmente observado.

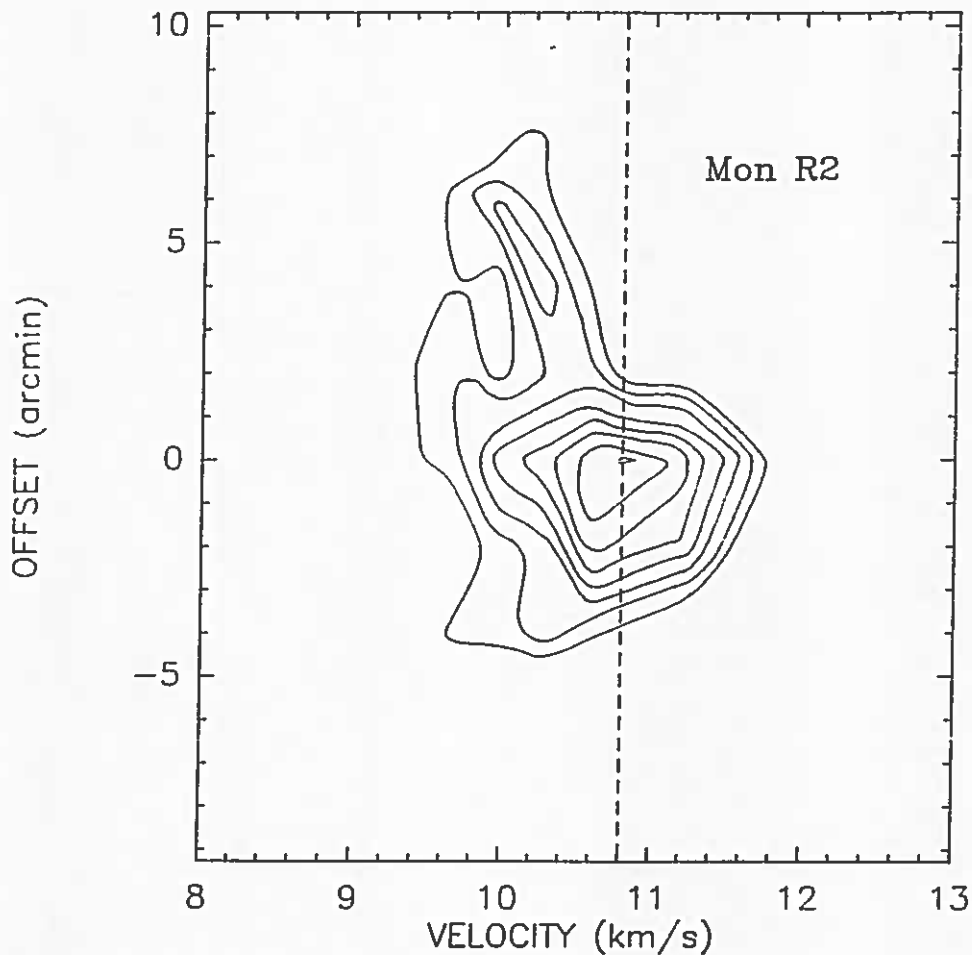


Fig. 3.16 Diagrama ángulo-velocidad de la emisión de CS(1-0) a lo largo de la dirección N-S y ascensión recta cero.

Beđjin y Tenorio-Tagle (1981) estimaron que en la interacción entre la región HII y una nube molecular, el gas denso se movería con velocidades de hasta 18 km/s con respecto al gas no perturbado, mientras que el gas ionizado, se mueve en sentido opuesto como consecuencia de las diferencias de presión. Así, si el gas denso en la región norte de Mon R2 es empujado por la región HII, se aproximará a nosotros (desplazado hacia el azul) mientras el gas ionizado se espera

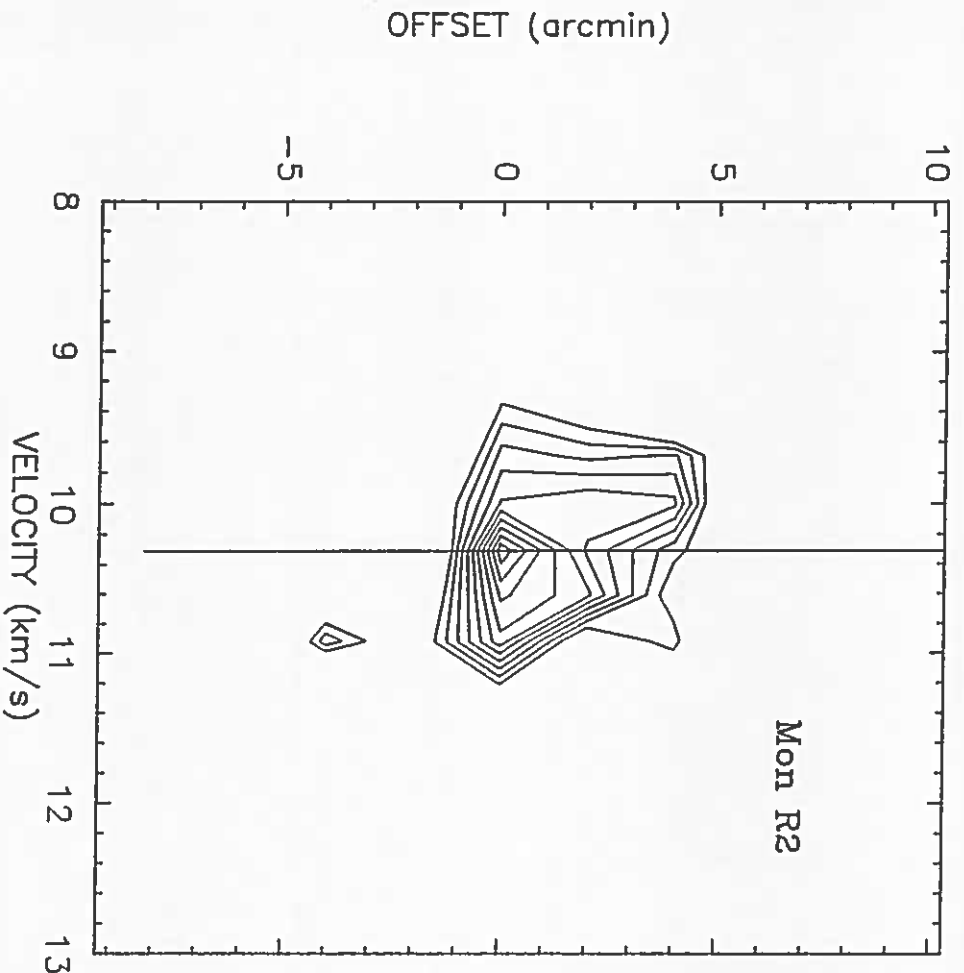


Fig. 3.17 Lo mismo que en la 3.16, con ascensión recta 2'.

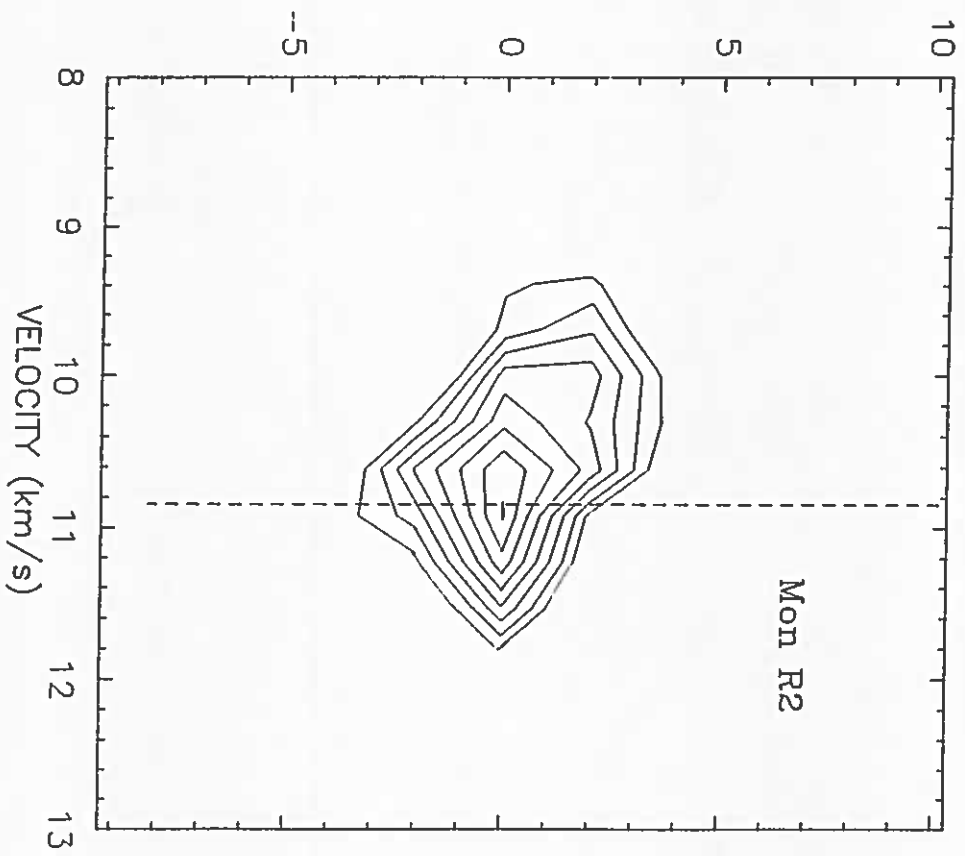


Fig. 3.18 Lo mismo que en la 3.8, para la línea CS J=1-0.

que esté desplazado hacia el rojo respecto al gas no perturbado. Tal situación ha sido directamente observada por Downes et al. (1975). Además un efecto similar ha sido visto en Orión, donde mapas de alta resolución (Omodaka et al., 1984; Hasegawa, 1987) en diferentes líneas moleculares indican que esos movimientos del gas molecular son probablemente debidos también a la interacción con la región ionizada.

Por otra parte, conviene mencionar que esta interpretación del campo de velocidades es energéticamente posible. La energía cinética del gas (neutro más ionizado) que está en las proximidades de la región HII estimamos que es del orden de  $10^{44-45}$  erg. Como la estrella ionizante es una O9.5 V, su luminosidad es  $L=2.6 \cdot 10^{38}$  erg/s (Panagia, 1973) y la edad de la región HII es de unos  $10^5$  años (Massi et al., 1985), la energía total producida por la estrella durante este período de tiempo es del orden de  $10^{50}$  erg, un valor suficientemente alto como para explicar la energía del gas circundante.

Estudios anteriores del gas denso de Mon R2, en amoniaco (Willson and Folch-Pi, 1981; Torrelles et al., 1983) y en CS (Kutner y Tucker, 1975) han indicado la existencia de gradientes de velocidad que se han interpretado como rotaciones alrededor de diferentes ejes, E-W (Kutner and Tucker, 1975), a  $100^\circ$  al E del N (Willson and Folch-Pi, 1981) y en la dirección del flujo, es decir, unos  $45^\circ$ , (Torrelles et al., 1983). Nosotros hemos analizado estas posibilidades. Para ello representamos diagramas velocidad-posición, a lo largo de la dirección N-S con r.a.=0 (figura 3.16) y r.a.=2' (a través de la posición de las fuentes IRAS, figura 3.17), y en la dirección  $225^\circ$  (figura 3.18). Es difícil concluir que no existe el gradiente de velocidades simétrico respecto a la velocidad central que sería de esperar en un movimiento de rotación: en el Norte se observa un desplazamiento hacia el



azul, mientras en el Sur el gas denso presenta una velocidad casi constante. Además, en la figura 3.19 hemos superpuesto la emisión de CS  $J=1-0$  desplazada hacia el rojo y el azul respecto a la velocidad central y los tres ejes propuestos en las referencias anteriores. La emisión azulada está más extendida hacia el Norte que la roja hacia el Sur, y los máximos de ambas prácticamente coinciden. Lo que si parece evidente y concuerda con lo que señalamos anteriormente, es que la región central está fuertemente perturbada.

Nosotros por tanto, concluimos que la distribución del campo de velocidades del gas en Mon R2 es coherentemente explicado como una consecuencia de la interacción entre la región HII tipo blister con el gas denso de la nube molecular situada delante.

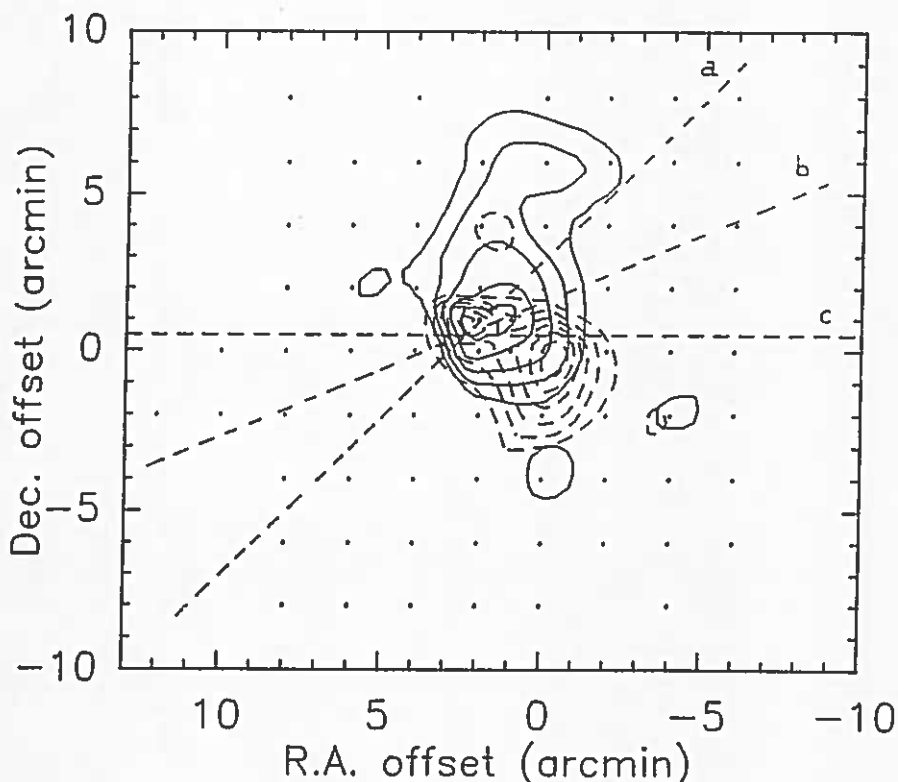


Fig. 3.19 Los contornos sólidos corresponden a la emisión de CS(1-0) desplazada hacia el azul, y los punteados a la desplazada hacia el rojo. Los ejes a, b y c representan los ejes de rotación propuestos por Torrelles et al. (1983), Willson y Folch-Pi (1981) y Willson et al. (1975).

La de mayor utilidad para fuentes extensas es  $T_R^*$  porque suele ser muy próxima a  $T_R$  ( $\eta_c \sim 1$  en muchos casos), y porque es una cantidad relativamente independiente del radiotelescopio.

### 5.- Aplicación a las observaciones en SSB

Hasta ahora hemos considerado el caso general de un receptor en milimétricas con ganancias y opacidades distintas para cada una de las bandas, a continuación vamos a ver algunas situaciones simplificadas.

a) Caso  $G_1=0$ ,  $G_s=1$ .

En este caso las ecuaciones (28) y (29) adoptan la forma siguiente:

$$T_{cal} = T_{cc} - (1 - \eta_1) T_{amb} - \eta_1 T_{atm} + \eta_1 T_{atm} \exp(-\tau A) \quad (40)$$

$$T_{cal}^* = [(T_{cc} - T_{amb}) / \eta_1 + (T_{amb} - T_{atm})] \exp(\tau A) + T_{atm} \quad (41)$$

En el caso de SSB pueden presentarse situaciones que simplifiquen aún más el problema:

a.1) Cuando la temperatura del calibrador es igual a la temperatura ambiente.

$T_{cc} = T_{amb}$ , y se comprueba fácilmente que

$$T_{cal} = \eta_1 (T_{amb} - T_{atm}) + \eta_1 T_{atm} \exp(-\tau A) \quad (42)$$

y

$$T_{cal}^* = (T_{amb} - T_{atm}) \exp(\tau A) + T_{atm}. \quad (43)$$

En estas condiciones ideales el método del chopper-wheel nos permite definir una temperatura de calibración que no depende de la eficiencia de la antena ( $\eta_1$ ).

a.2) Si se puede controlar la temperatura de la carga caliente de forma que

$$(T_{cc} - T_{amb}) / \eta_1 + (T_{amb} - T_{atm}) = 0 \quad (44)$$

(esto supone que la carga caliente se encuentra unos 10 o 20 grados por debajo de la temperatura ambiente), entonces

$$T_{cal\_*} = T_{atm} \quad (45)$$

y si  $T_{atm} \sim T_{amb}$

$$T_{cal\_*} \sim T_{amb} \quad (46)$$

que define una escala de intensidades independiente de la eficiencia de la antena y de la opacidad.

b) Caso  $\tau_i = \infty$ .

Un caso particularmente interesante es aquél en el cual  $\tau_i = \infty$ , esto puede suceder cuando a la frecuencia de la banda imagen se encuentra una línea atmosférica del oxígeno. En tal caso, la ecuación (29) se reduce a

$$\begin{aligned} T_{cal\_*}(DB) &= \\ &= T_{atm} + 2 \frac{\exp(\tau_s A)}{\eta_1} [(T_{cc} - T_{amb}) + \eta_1(T_{amb} - T_{atm})] \end{aligned} \quad (47)$$

Así se trabaja con las ventajas de SSB.

c) Caso  $G_i = G_s = 1/2$ .

Si el receptor está ajustado de forma que  $G_i = G_s = 1/2$  y si la frecuencia intermedia es pequeña ( $\tau \sim 0$ ), (29) queda como sigue:

$$T_{cal\_*} = [T_{cc} - (1 - \eta_1)T_{amb} - \eta_1 T_{atm}] \frac{2 \exp(\tau_s A)}{\eta_1} + 2 T_{atm} \quad (48)$$

Si comparamos con (41), vemos que la temperatura de calibración en DSB es el doble de la de SSB.

$$T_{cal\_*}(DSB) = 2 T_{cal\_*}(SSB) \quad (49)$$

Podemos por tanto, realizar los cálculos para un sistema que trabaja en SSB y después simplemente multiplicar por dos.

### 6.- Emisividad de la atmósfera en longitudes de onda milimétricas

En longitudes de onda milimétricas los contribuyentes más importantes a la emisividad ( y opacidad) de la atmósfera son el Oxígeno y el vapor de agua (w). Es posible construir un modelo de dos capas:

-una capa de oxígeno bien repartido por toda la atmósfera (con una escala de altura de 8 Km), y

-una capa de vapor de agua, cerca del suelo (2 Km).

y se consideran por separado sus contribuciones. La ecuación equivalente a la (23) será

$$T_{\text{cielo}} = T_o(1-\exp(-\tau_o A)) + (T_w - T_o)(1-\exp(-\tau_w A)) \quad (50)$$

$\tau_o = \tau_{o_0} + \tau_{o_w}$  es la opacidad total y  $T_w$  la temperatura del vapor de agua de la atmósfera,  $T_w = T_{\text{amb}} - \Delta$ , con  $\Delta = 10 \text{ K}$  (Kutner y Ulich, 1981).  $T_o$  es la temperatura del oxígeno:

$$T_o = (0.90 + 0.02 \tau_{o_0} A) T_{\text{amb}}$$

Kutner (1978) ha encontrado que el factor  $0.02 \tau_{o_0}$  es despreciable a nivel del mar, por tanto,

$$T_o = 0.90 T_{\text{amb}}$$

$\tau_{o_0}$  y  $\tau_{o_w}$  son las opacidades del oxígeno y del vapor de agua respectivamente. La primera es prácticamente constante durante todo el año. En cambio,  $\tau_{o_w}$  puede variar de forma importante en cuestión de horas. Aún así, para las frecuencias usadas en Yebes  $\tau_{o_w}$  es siempre menor (unas cuatro veces) que  $\tau_{o_0}$  (Martín-Pintado y Fernández, 1986).

$$T_{\text{atm}} = T_o + (T_w - T_o) \frac{\tau_w}{\tau_w + \tau_o}$$

sustituyendo  $T_o$  y  $T_w$  por las expresiones anteriores

$$T_{\text{atm}} = (0.90 T_{\text{amb}}) + (0.10 T_{\text{amb}} - 10) \frac{\tau_w}{\tau_w + \tau_o} \quad (51)$$

Para la  $T_{amb}$  y la cantidad de agua precipitable en Yebes, a frecuencias entorno a 45GHz el segundo término es del orden de unos 4 K, mucho menor que el primero. En días despejados, se mantiene por debajo de los 10 K, luego podemos pensar que

$$\frac{T_{atm}}{T_{amb}} = \rho = \text{constante}$$

(52)

será una buena aproximación.

Parte 2Calibración de espectros  
observados con el radiotelescopio de Yebes1.- Efecto de un radomo sobre la calibración

Centrémonos en el caso particular del radiotelescopio del Centro Astronómico de Yebes. Nuestra banda de frecuencias es 41-49 GHz. El modo de trabajo es DSB y  $G_1 = G_s = 1/2$ . Por tanto, estamos en el caso c) del punto 5 de la Parte 1. Además  $T_{cc} = T_{amb}$ , de modo que  $T_{cal}$  y  $T_{cal}^*$  son las dadas por las expresiones (42) y (43) respectivamente.

Ahora bien, en Yebes la antena está cubierta por un radomo que actúa como un dispersor de la radiación, con un factor de transmisión  $\eta_R$ , de modo que la  $T_{atm}$  que se "ve" cuando se apunta al cielo vacío no es realmente la temperatura de radiación de la atmósfera, sino  $\eta_R T_{atm}$ . Por tanto, las expresiones (40) y (41) se transforman en

$$T_{cal}^* = (T_{amb} - \eta_R T_{atm}) \exp(\tau A) + \eta_R T_{atm} \quad (53)$$

$$T_{cal} = (T_{amb} - \eta_R T_{atm}) \eta_l + \eta_l \eta_R T_{atm} \exp(-\tau A) \quad (54)$$

De modo que para determinar  $T_{a^*}$  es necesario conocer  $T_{atm}$ ,  $\tau$ ,  $\eta_l$  y  $\eta_R$ .

2.- Determinación de los parámetros tau, eta l, rho y eta R

Recordaremos aquí, en forma breve, las medidas de Martín-Pintado y Fernández (1986) encaminadas a determinar diferentes parámetros del radiotelescopio. Sus medidas fueron de tres tipos :

1º.- Radiosondeos:

Martín-Pintado y Fernández determinaron las opacidades ( $\tau(i)$ ) y coeficientes de absorción ( $K(i)$ ) del oxígeno y el agua a diferentes alturas a partir de los valores de temperatura ( $T(i)$ ), presión atmosférica y humedad relativa medidos por radiosondeos en la estación meteorológica de Barajas (sita a 40 Km de Yebes). Estos autores obtuvieron los valores de  $\tau_w$  y  $\tau_o$  para diferentes días y en el rango de frecuencias 30-110 GHz y encontraron una correlación lineal entre el contenido en vapor de agua precipitable ( $w$ ) y  $\tau_w$ :

$$\tau_w = A w + B$$

Además intentaron establecer una relación entre  $w$  y parámetros meteorológicos superficiales, pero sólo consiguieron una correlación para días claros:

$$w = 0.4 t(^{\circ} C) + 1.0$$

Según esto, sería posible determinar la opacidad a partir de las correlaciones entre  $\tau_w$ ,  $w$  y  $t$ .

La temperatura de la atmósfera puede obtenerse integrando la ecuación de transporte radiativo

$$T_{\text{cielo}} = \int_0^5 T_{\text{R}}(\nu, s') \exp(-\tau(s', s'')) K(\nu, s') ds' \quad (55)$$

Al adoptar una temperatura de radiación media uniforme  $T_{\text{atm}}(\nu)$ , obtenemos (23), y comparando ambas

$$T_{\text{atm}}(\nu) = \frac{\int_c^5 T_{\text{R}}(\nu, s') \exp(-\tau(s', s'')) K(\nu, s') ds'}{1 - \exp(-\tau)}$$

Integrando se calcula  $T_{\text{atm}}$ , y comparando con la temperatura ambiente se encuentra que efectivamente existe una correlación del tipo (52). El valor de  $\rho$  para las frecuencias 41-49 GHz es

$$\rho = 0.92$$

## 2º.-Método directo:

Consiste en alternar medidas del cielo con medidas del Sol ( $V_0$ ) a diferentes elevaciones. Restando ambas

$$V_0 - V_{\text{off}} = K \exp(-\tau A)$$

representando  $\log(V_0 - V_{\text{off}})$  frente a  $A$  y ajustando una recta por mínimos cuadrados obtenemos  $\tau$ . Este valor en realidad es una media de las opacidades atmosféricas a frecuencias  $\pm 1.3$  GHz de la frecuencia del oscilador local (FOL).

Los valores obtenidos por este método fueron prácticamente iguales a los calculados mediante radiosondeos.

### 3ª.- Sky tipping:

Es el método más generalizado y consiste en realizar medidas de la emisividad de la atmósfera a diferentes elevaciones. Alternando ésta con observaciones del calibrador y haciendo la diferencia entre las dos señales,  $V_{off}$  y  $V_{cc}$ , obtenemos de nuevo la ecuación (54), que podemos expresar de esta forma

$$T_{cal} = T_0 + T_1 \exp(-\tau A)$$

(56)

$$\text{con } T_0 = (T_{amb} - \eta_R T_{atm}) \eta_1$$

$$\text{y } T_1 = \eta_1 \eta_R T_{atm}$$

realizando un ajuste por mínimos cuadrados no lineal obtenemos  $T_0$ ,  $T_1$  y  $\tau$ . Las dos primeras nos permitirán determinar  $\eta_1$  y  $\eta_R$ .

En efecto,

$$\eta_1 = \frac{T_0 + T_1}{T_{amb}}$$

en Yeves, para la banda de frecuencias 41-49 GHz, se determinó un valor medio  $\eta_1 = 0.92$ .

Teniendo en cuenta que  $T_{atm} = \rho T_{amb}$

$$\eta_R \rho = \frac{T_1}{T_0 + T_1}$$

y aceptando como válido el valor de  $\rho$  determinado por el método de radiosondeos podemos determinar  $\eta_R$

$$\eta_R = \frac{T_1}{\rho(T_0 + T_1)}$$



Los valores de  $\eta_R$  calculados a partir de las medidas de Martín-Pintado y Fernández (1986) en el rango de frecuencias del oscilador local 44.4-47.7 GHz tienen una dispersión de un 7% y un valor medio

$$\eta_R = 0.80$$

Los valores de  $\tau$  determinados por este método son sistemáticamente mayores que los calculados por los procedimientos anteriores. Este exceso se explica si el coeficiente de acoplamiento  $\eta_1$  depende de una forma compleja de la elevación, de modo que para elevaciones pequeñas los haces delanteros interceptan el suelo, que está a una temperatura  $T_{amb}$  mayor que  $T_{atm}$ . Esta opacidad es también un valor medio de las opacidades en la banda que va de +1.3 a -1.3 GHz de la FOL.

### 3.- Escalas de intensidad en Yebes

El programa que realiza la calibración de los espectros emplea una  $T_{cal}^*$ (DSB) con la expresión general siguiente,

$$T_{cal}^* = T0_* \exp(\tau A) + T1_* \tag{57}$$

$T0_*$ ,  $T1_*$  y  $\tau$  toman distintos valores dependiendo de la FOL.

Los espectros finales están en unidades de  $Ta_*$ , o algo similar.

#### a) $T_{cal}^*$ para FOL=44.4 GHz (SiO).

El programa de calibración considera (de forma un tanto arbitraria) :

$$T0_* = 0$$

$$T1_* = 400$$

Sin embargo, para esta frecuencia se han realizado medidas de la emisividad de la atmósfera en diferentes días a lo largo de dos años y se ha podido establecer una correlación entre  $T_{cal}^*$  un día cualquiera y  $T_{cal}^*(0)$  en un día determinado:

$$T_{cal}^* = K(T) T_{cal}^*(0) \tag{58}$$

donde  $K(T)$  depende únicamente de la temperatura ambiente

$$K(T) = (0.005431 T - 0.502)$$

Se toma como  $T_{cal}^*(0)$  el correspondiente al 9/1/85

$$T_{cal}(0)(SSB) = 36 + 216 \exp(-0.141 A)$$

que corresponde a unos valores para la temperatura ambiente y para la opacidad :

$$T_{amb} = 5.7 \text{ C}$$

$$\tau = 0.141$$

y dado que

$$T_{cal\_}* = K(T) T_{cal}(0) \frac{\exp(\tau A)}{\eta_1}$$

si introducimos los valores medios de  $\tau$  a esta frecuencia obtenemos una expresión para  $T_{cal\_}^*$  que no depende de  $\tau$  en más de un 3%.

$$T_{cal\_}^*(SSB) = 1.76(T_{amb} - 295) + 290 \quad (59)$$

El programa supone una  $T_{amb}$  constante e igual a 295 K, en cuyo caso la expresión (59) tomaría el valor constante  $T_{cal}^* = 580$  K (en DSB). Sin embargo, por razones históricas, la  $T_{cal}^*$  utilizada por el programa de calibración es de 400 K. Por tanto, los espectros a esta frecuencia deben multiplicarse por un factor adicional  $580/400 = 1.45$

b)  $T_{cal}^*$  para FOL=47.7 GHz (CS(J=1-0)).

La calibración se realiza siguiendo los resultados empíricos de Martín- Pintado y Fernández:

$$T_{cal\_}^*(DSB) = 98.6 \exp(0.24 A) + 492 \quad (60)$$

$$T_{cal\_}^*(SSB) = 49.3 \exp(0.24 A) + 246 \quad (61)$$

comparando con (54), tenemos:

$\eta_R T_{atm} = 246 \text{ K}$   
 $T_{amb} = 295 \text{ K}$   
 $\tau = 0.24$   
 $\rho T_{amb} = 272 \text{ K} \quad (\rho = 0.92)$   
 $\eta_R = 0.90$

(62)

Veamos cómo afectan los errores de estos parámetros en el valor de  $T_{cal}^*$ .

$T_{amb} = 295 \text{ K}$  es el valor fijo que toma el programa de calibración. Sin embargo se sabe que la temperatura media anual es  $285 \text{ K}$ . Una variación de  $T_{amb}$  entre  $285$  y  $305$  supone una dispersión en  $T_{cal}^*$  de un  $7\%$ .

$\eta_R = 0.90$ . A  $47.7 \text{ GHz}$  los valores de este parámetro calculados a partir de las medidas de emisión de tres días distintos son  $0.89$  y  $0.88$ , para una temperatura ambiente de  $299 \text{ K}$  y  $0.80$  para una temperatura de  $306 \text{ K}$ . Esta variación entre  $0.9$  y  $0.8$  supone un  $4\%$  en  $T_{cal}^*$ .

La opacidad de la atmósfera (considerada  $\tau = 0.24$ ) es el parámetro que posee mayor incertidumbre. Admitiendo una variación entre  $0.19$  y  $0.29$  tenemos, para  $A=2$ , un error en  $T_{cal}^*$  de un  $5\%$ .

#### c) $T_{cal}^*$ para el resto de las frecuencias del OL

En este caso carecemos de medidas que nos permitan determinar los parámetros  $T_{0}^*$  y  $T_{1}^*$ , y el programa de calibración adopta sistemáticamente los valores correspondientes al caso a) ( $FOL = 44.4 \text{ GHz}$ ).

#### 4.- Temperatura del receptor de Yebes

La temperatura de receptor  $T_r$  se determina de forma periódica (aproximadamente una vez al mes) mediante la observación de dos cargas a temperaturas conocidas (el absorbente a temperatura ambiente y un recipiente con nitrógeno líquido). Introduciendo en (9) las aproximaciones que vimos arriba la expresión que nos da la temperatura del receptor es

$$T_r = \frac{V_{cf} T_{cc} - V_{cc} T_{cf}}{V_{cc} - V_{cf}}$$

(63)

$T_{cc}$  es la temperatura ambiente y  $T_{cf}$  la temperatura del  $N_2$

líquido (77 K).

Las medidas de la temperatura del receptor del radiotelescopio de Yebes que se llevaron a cabo en mayo de 1987 proporcionaron un valor para  $T_r$  de 220 K (en DSB).

$T_r$  es una cantidad fija si el receptor es estable y en tal caso, podemos comparar estas medidas de  $T_r$  con las calculadas al utilizar como carga fría la atmósfera ( $T_{a\_cielo}$ ) y hacer un chequeo de los parámetros introducidos en el cálculo de  $T_{a\_cielo}$  ( $T_{atm}$ ,  $\eta_{a\_1}$ ,  $\tau$ ).

#### 5.- Temperatura del sistema de Yebes

Vimos que en nuestro caso particular es posible considerar que trabajamos en SSB y determinar  $T_{cal\_*}$  simplemente multiplicando por dos la correspondiente a SSB, es pues evidente (a partir de (30)) que entonces también se cumple que

$$T_{sis}(DSB) = 2 T_{sis}(SSB)$$

Se ha estudiado, como para  $T_{cal\_*}$ , el efecto sobre  $T_{sis}$  de las incertidumbres en parámetros como  $\eta_{a\_R}$ ,  $T_{amb}$  y  $\tau$ .  $\eta_{a\_R}$  supone un 5%, y  $T_{amb}$  un 3%. En cambio, una variación de  $\tau$  entre 0.19 y 0.29 supone una dispersión de un 30% en  $T_{sis}$  (para  $A=2$ ).

La sensibilidad de una observación efectuada con el radiotelescopio de Yebes viene dada por la expresión (1) donde  $B$  es la anchura en frecuencias de cada canal ( $B = 50$  KHz),  $t$  es el tiempo de integración. En Yebes se sigue el procedimiento de conmutación en frecuencias y  $K$  entonces toma el valor  $(2)^{1/2}$ .

Recopilación de parámetros del radiotelescopio de Yebes

(41 - 49 GHz)

eta\_R = 0.80  
eta\_mb = 0.28  
eta\_l = 0.90  
eta\_moon = 0.43  
rho = T\_atm/T\_amb = 0.92

Para 44.4 GHz,

 $T_{cal}^* = 3.52 (T_{amb} - 295) + 580 \text{ K}$  (el programa supone 400 K)

Para 47.7 GHz,

 $T_{cal}^* = 98.6 \exp(0.24 A) + 492 \text{ K}$  (el programa lo supone así)

## APÉNDICE II

### REGIÓN HII TIPO BLISTER

Este modelo de región HII fue propuesto por Zuckerman (1973) para explicar las discrepancias entre las velocidades que predecían los modelos clásicos para las líneas moleculares y de recombinación, y las observadas en la dirección de la nebulosa de Orión. La traducción literal es "región HII tipo ampolla", refleja la geometría de una región ionizada por una estrella próxima a la frontera de la nube molecular; ésta frena la expansión de la región HII, mientras, en la dirección contraria, el gas ionizado se expande libremente en el medio internube (ICM). El aspecto de estas regiones HII se caracteriza por la presencia, en el radiocontinuo, de dos componentes de distinta intensidad y extensión, la primera, muy intensa con forma de arco o anillo, que está inmersa en una más extensa y débil. En 1978, Israel publicaba una extensa lista de regiones HII con estas características que indicaba que las regiones HII tendían a formarse en las proximidades de las fronteras de las nubes moleculares (Israel, 1978). A continuación, presentamos el modelo dinámico que intenta explicar las características mencionadas.

La evolución clásica de una región HII consta de las siguientes fases:

1.- Formación: un gran número de fotones produce un frente de ionización supersónico. Éste se ralentiza a medida que se aproxima al radio de Strömgren y eventualmente da lugar a una onda de choque que, a medida que se expande la región HII, se mueve delante de el frente de ionización en el gas de los alrededores.

2.- Expansión: en esta fase el frente de ionización (FI) es siempre tipo D, es decir, la densidad delante del frente de ionización es mayor que la densidad detrás de él (Spitzer, 1978). Al disminuir la densidad del material ionizado como consecuencia de la expansión, lo hace el número de recombinaciones en la región HII, y por tanto, el FI puede barrer nuevo material. Gran parte del gas barrido por el frente de choque que precede al de ionización permanece neutro y forma una capa densa y fría entre los dos frentes. Esta fase termina cuando se igualan las presiones del gas rarificado de la región HII y del gas no perturbado de los alrededores.

3.- Final: la estrella sale de la secuencia principal y la región se recombina y enfría.

Este es el modelo clásico de la evolución de una región HII en un medio uniforme. Sin embargo, las observaciones proporcionan resultados que no son del todo consistentes con este modelo. Por ejemplo: la velocidad radial observada a lo largo de una dirección a través del centro de la nube no muestra la distribución esperada. Se aprecia, mediante relaciones entre líneas, la existencia de grandes diferencias en grados de ionización, temperatura y densidades entre los distintos volúmenes de gas que contribuyen a la emisión. Y, además, existe discrepancia entre las edades calculadas para la estrella ionizadora, y para la región HII. Para intentar solventar estas contradicciones se introduce una nueva fase en

la evolución de éstos objetos:

Fase Champagne:

Una región HII formada dentro de una nube molecular densa experimenta esta fase de su evolución cuando el frente de ionización pasa de la nube, con densidad  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  y temperatura 10 K, al medio internube, con densidad  $1 \text{ cm}^{-3}$  y temperatura  $10^4 \text{ K}$ . Debido al bajón en la densidad, el frente de ionización se convierte en uno de tipo R (densidad delante del frente menor que detrás de él) que se desplaza supersónicamente en el ICM. El gradiente de presión que se establece entre el material ionizado de la nube molecular (densidad alta) y el del ICM (densidad baja) da lugar a un choque que se propaga dentro del ICM y a una onda de rarefacción (RW champagne) que se desplaza en la dirección de la estrella ionizante. El resultado es que el gas ionizado de la nube fluye supersónicamente detrás del choque y se extiende a toda la región ionizada, produciendo una nebulosa ionizada observable. La figura II.1 (Fig. 2 de Bodenheimer et al, 1979) nos proporciona una descripción detallada de este proceso:

Al principio, la frontera de la región HII es aproximadamente esférica dentro de la nube y cónica en el ICM (Fig. II.1.a, b y g) La velocidad de expansión de la parte esférica es de unos 4 km/s y el material ionizado que sale fuera de la nube (flujo champagne) lo hace con velocidad igual a 10 km/s.

A medida que evoluciona, el flujo champagne es impulsado en un cono más amplio de ICM ionizado. El gas que en un principio formaba parte de la nube molecular se mueve ahora detrás del choque en el ICM a una velocidad que va de 10, en



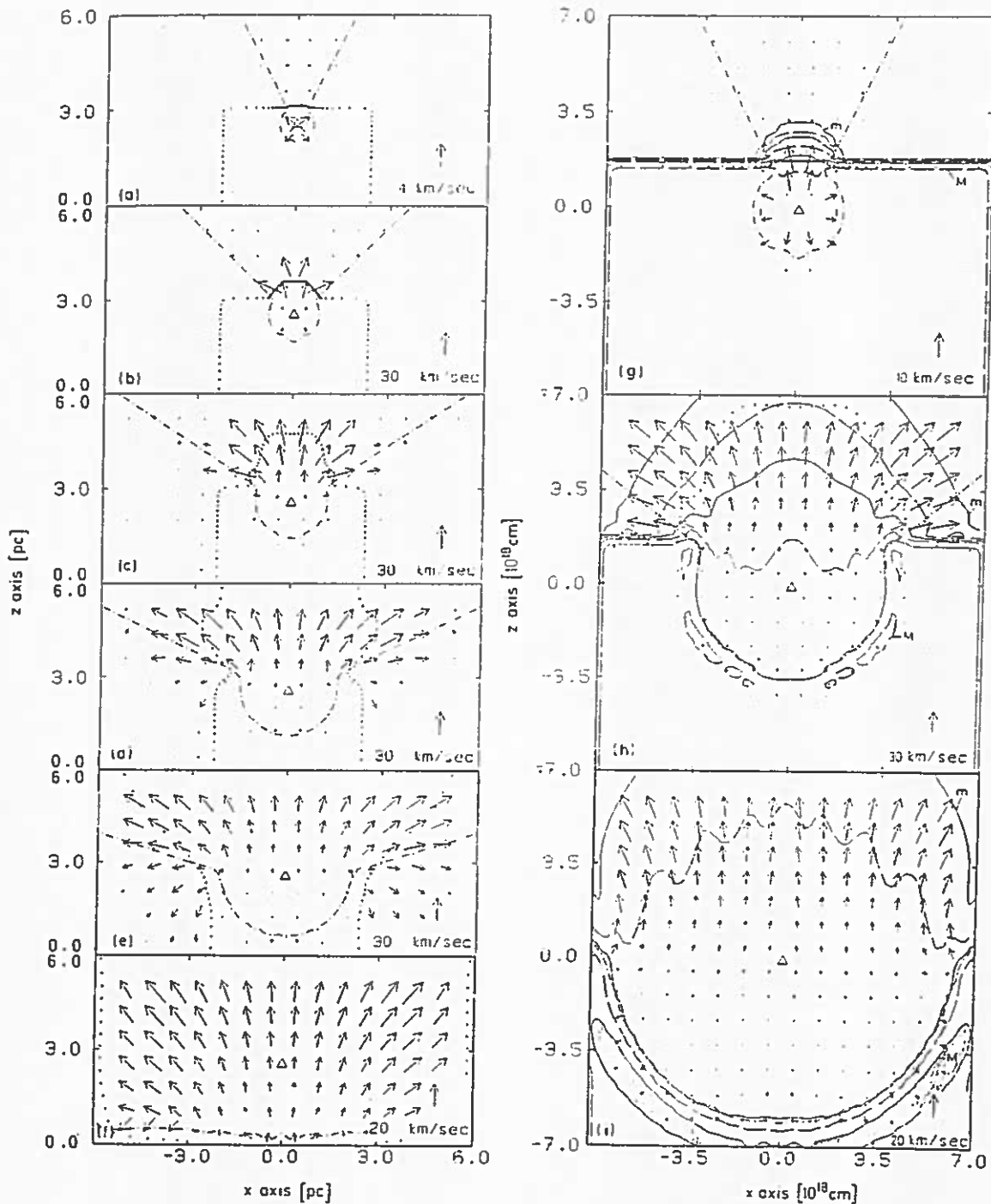


Fig. II.1 Evolución de la fase champagne: Las líneas punteadas representan la frontera de la región ionizada. Las cruces, la frontera del material que pertenecía originalmente a la nube molecular. Líneas sólidas alternando con punteadas, contornos equidistantes,  $m$  y  $M$  corresponden a contornos de densidad mínima y máxima respectivamente. El triángulo, la localización de la estrella excitadora. Flechas sólidas, vectores velocidad con longitud proporcional al valor de la misma. La escala para la velocidad está dada en la esquina inferior derecha de cada figura.

el borde de la nube, hasta 30 Km/s según nos alejamos (Fig. II.1.c y d).

Mientras tanto, el frente de ionización en la nube molecular (porción esférica del FI) apenas es consciente de lo que ocurre, y se evoluciona de acuerdo con la teoría clásica, es decir, un FI tipo D delante del cual el frente de choque ha formado una capa densa de gas neutro denso, se propaga dentro de la nube molecular y una onda de rarefacción (más débil que la RW champagne) se propaga hacia la estrella ionizadora (Fig. II.1.d y h). A medida que continúa la evolución, la expansión de la región HII empieza a afectar a los bordes de la nube (Fig. II.1.e); la RW champagne pasa de la frontera de la nube a un punto interior a la estrella de manera que el gas que acaba de ser ionizado por el frente tipo D, fluye rápidamente fuera de la frontera de la nube, y esta disminución en la densidad aumenta la velocidad de evaporación de la nube (Fig. II.1.f).

### consecuencias

1.-Distribución de la densidad. En las gráficas II.2 y II.3 (Fig. 2 de Bedjin y Tenorio-Tagle, 1981; y las Fig. 6 de Tenorio-Tagle, 1979) podemos observar cual es la distribución de la densidad en función de la distancia a la estrella, tanto del gas ionizado como del neutro.

En la primera figura podemos observar principalmente la variación de la densidad en la zona próxima a la nube, la densidad del gas neutro de la nube aumenta hasta 1000 la densidad del gas no perturbado ( $1000 \text{ cm}^{-3}$ ) a lo largo de una franja muy pequeña (el lugar entre los dos frentes, el de choque y el de ionización) cuyo espesor estimamos en 0.27 pc. En cuanto al gas ionizado, justo después de la subida

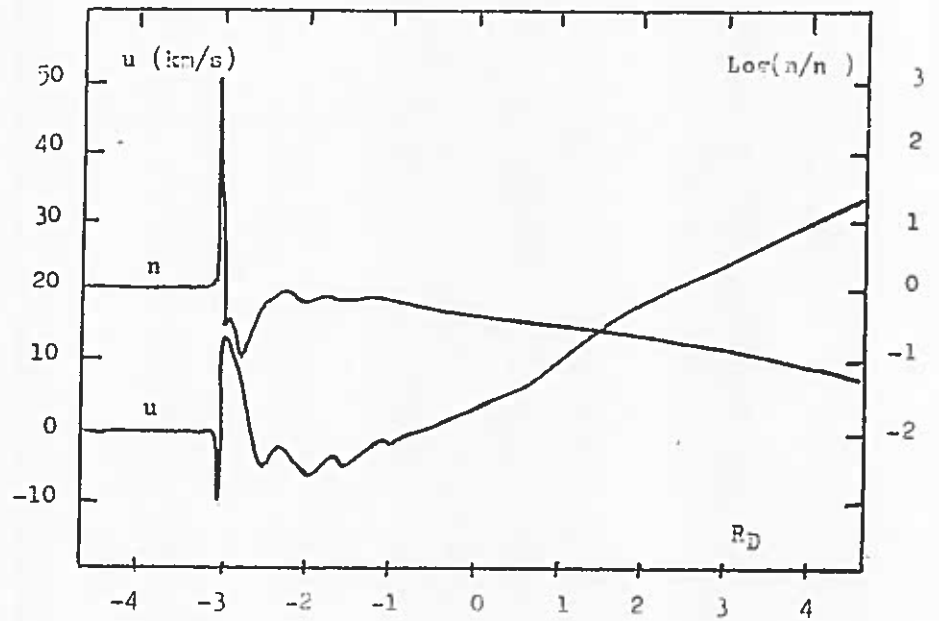


Fig. II.2 Densidad ( $n$ ) y velocidad ( $u$ ) en función de  $R_D$ , donde  $R_D$  es la distancia expresada en unidades de radios de Strömngren.

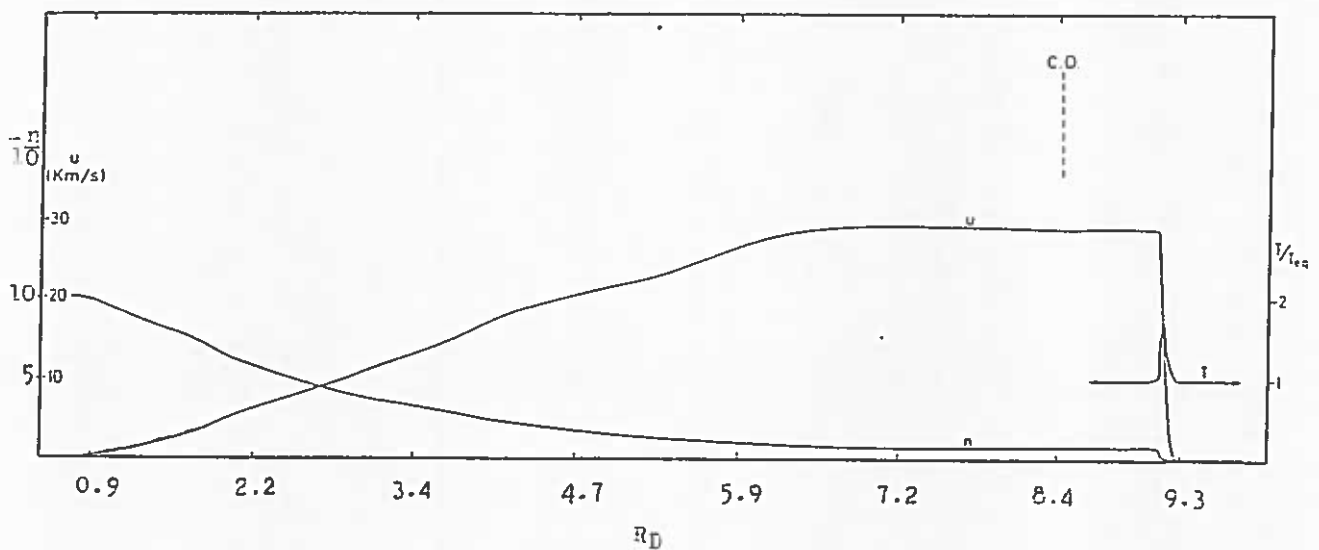


Fig. II.3 Formación de un región HII extensa.  $t=5 \cdot 10^5$  años y  $R_D$  como en Fig. II.2.

anterior, hay una disminución en la densidad, producida tal vez por las ondas de rarefacción, le sigue un aumento de la densidad hasta aproximadamente el valor de la densidad del gas neutro no perturbado, a partir de este momento la densidad del gas ionizado sigue una exponencial. Este es el efecto dinámico consecuencia de la acción de la RW champagne. Y está de acuerdo con las observaciones en el IR y radio de diferentes regiones III (Icke et al., 1980).

2.-Distribucion de la velocidad. Tomando como velocidad  $u=0$  la del gas neutro no perturbado, las velocidades del gas en las distintas partes de nuestro sistema sería:

i. Un bajón en la velocidad de hasta 10Km/s en la región del gas chocado . Seguido de un aumento de la velocidad también de unos 10km/s inmediatamente después del choque. Esta región corresponde a la disminución de la densidad del gas ionizado que ha sido acelerado hacia afuera por la onda de RW champagne que interpeña con el frente de choque.

ii. Una velocidad del gas ionizado con pequeñas oscilaciones debidas a las ondas de compresión que ocurren en los procesos oscilatorios de propagación del FI en la nube.

iii. Una subida gradual de la velocidad a medida que nos alejamos de la estrella, origen del flujo.

Estas dos distribuciones deben reflejarse en peculiaridades de las líneas tanto moleculares como de recombinación. Perfiles de  $H\alpha$  emitidos por las regiones de baja densidad son más anchos y/o azulados comparados con aquellas observados hacia las regiones densas. La figura 8 (Tenorio-Tagle, 1979) representa las líneas  $H\alpha$  y [OII] que se verían según este modelo para la nebulosa vista de frente. (No se ve el despazamiento observacional).Explica diferentes

velocidades a que son observados las distintas líneas de recombinación [OII], [OIII] y [FeII] para una fase dada de la evolución ya que cada una de ellas se origina en una zona u otra de la región ionizada y cada zona se mueve de forma diferente según hayan pasado o no las diferentes ondas de rarefacción. Los iones de bajo potencial de ionización se originan cerca de la frontera HII-HI, y [OIII] en las proximidades de la estrella.