

**Estudio de la distribución del material
interestelar en la región galáctica
 $110^\circ \leq l \leq 130^\circ$, $0^\circ \leq b \leq 25^\circ$**

Ingrid Meschin

Director: Dr. Carlos Olano

Co-Director: Dra. Virpi Niemela

Práctica de la Especialidad

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Universidad Nacional de La Plata

Noviembre de 2000

A mis Padres

Resumen

En este trabajo se analizan los perfiles de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro pertenecientes a la región galáctica $110^\circ \leq l \leq 130^\circ$, $0^\circ \leq b \leq 25^\circ$, en la zona de Cefeo, con el fin de determinar la distribución y características cinemáticas del HI y su relación con el anillo de gas y polvo del Cinturón de Gould.

El estudio se hace en base a los datos del Atlas de Hidrógeno Neutro Galáctico del reciente relevamiento de HI de Leiden/Dwingeloo. A partir de estos datos fue posible detectar la presencia de una estructura expansiva centrada en las coordenadas galácticas $l = 120^\circ$, $b = 9^\circ.5$. Suponiendo que se encuentra a una distancia de 300 pc, sus dimensiones resultarían ser de 62×52 pc, presentando una velocidad de expansión de 15 km/s. Se sugiere que esta cáscara expansiva es el resultado de la explosión de una supernova.

Indice

1	Introducción	1
1.1	Objetivo.	1
1.2	Trabajos previos en la zona.	2
1.3	Características generales de la zona	3
2	Tratamiento de los datos	8
2.1	Las observaciones.	8
2.2	Análisis de la zona	8
2.3	Análisis detallado de los perfiles.	21
2.3.1	Modelos del Medio Interestelar.	23
2.3.2	Descomposición gaussiana	23
3	Resultados	25
3.1	Análisis gaussiano de los perfiles de HI	25
3.2	Adopción de distancias	28
3.3	Cáscara de HI en expansión.	30
4	Conclusiones	45

Apéndice	48
1 Temperatura de brillo	48
2 Densidad de columna	49
3 Cálculo de masas	50
Bibliografía	52
Agradecimientos	55

1 Introducción

1.1 Objetivo

El hidrógeno atómico (HI) es un importante constituyente del material interestelar de nuestra galaxia. El estudio de su distribución y características dinámicas puede realizarse a través de la observación de la línea de 21 cm (1420 MHz). Esta radiación fue detectada por primera vez en el año 1951 por Ewen y Purcell y, desde entonces se vienen efectuando observaciones con el propósito de comprender la estructura del gas neutro del medio interestelar (MIE).

El MIE dista mucho de ser estático, muy por el contrario, es un medio en permanente cambio. Las estrellas O y B durante su evolución alteran notablemente al gas que las rodea a través de 3 procesos físicos: los campos de radiación, los vientos estelares y las explosiones de supernovas (SN). El **campo radiativo** es el responsable de calentar e ionizar al gas circundante, creando una región HII. Se genera una diferencia de presiones muy grande entre la región ionizada y su entorno, originando una onda de choque que “barre” al material circundante. Dentro de este medio ionizado comienza a manifestarse la acción de los **vientos estelares**, producto de la pérdida de masa que sufren las estrellas, esto es más notable en las estrellas de clasificación espectral O, alcanzando a 10^{-6} M_{\odot} /año (Howarth & Prinja, 1989; Blomme, 1990) mientras que las estrellas B pierden entre 10^{-9} y 10^{-7} M_{\odot} /año (Snow, 1982). La pérdida de materia que se produce a velocidades supersónicas (1000 a 2000 km/s) crea un frente de choque que se expande rápidamente y barre al MIE que rodea a la estrella, formando una zona de baja densidad denominada burbuja interestelar y a su alrededor

una cáscara del material barrido, delgada y densa. Por último, las estrellas masivas terminan sus días explotando como una **supernova** liberando hacia el medio interestelar una energía del orden de 10^{49} - 10^{51} erg, esta energía mecánica contribuye a la expansión de las estructuras ya existentes acelerando y elevando la magnitud de sus parámetros físicos.

Cuando se trata de una asociación OB, la fotoionización y los vientos estelares de cada una de las estrellas miembro actúan en forma conjunta originando estructuras gaseosas de dimensiones mayores, se crea así una gran cavidad con gas ionizado y caliente rodeada por una supercáscara de material neutro y comprimido. Luego (10^6 a 10^7 años después) comienzan a explotar las estrellas más tempranas de la asociación, modificando una vez más al medio interestelar.

El objetivo del presente trabajo es esencialmente el estudio de la distribución del gas atómico neutro, mediante la observación de la emisión del HI en $\lambda = 21$ cm, en la región galáctica $110^\circ \leq l \leq 130^\circ$, $0^\circ \leq b \leq 25^\circ$, que comprende la zona del Cepheus Flare (Hubble, 1934) y varias asociaciones de estrellas OB (Humphreys, 1978). Las asociaciones OB al ser objetos jóvenes están asociados con densas nubes de gas y polvo interestelar. Por lo tanto, el estudio de la cinemática y de la distribución del hidrógeno neutro, permite conocer las condiciones físicas del gas neutro de la región en la cual se formaron las estrellas y la interacción de ellas con el gas circundante.

1.2 Trabajos previos en la zona

Lo que se conoce actualmente de la distribución del HI en la región del Cepheus Flare se debe principalmente al estudio de Heiles (1967), según el cual existe un sistema en expansión o en colisión a una distancia de 300/500 pc. Hasta la fecha no se han realizado nuevos estudios de la distribución y cinemática del HI en esta región, por lo tanto se considera oportuno hacer un análisis de la zona en base a los nuevos datos obtenidos en Dwingeloo (Holanda) por Hartmann & Burton y publicados en 1997 en el Atlas de Hidrógeno Neutro Galáctico.

Los primeros trabajos que estudiaron a gran escala la distribución y cinemática del HI fueron

realizados por Lindblad (1967) en la región del anti-centro galáctico y por Heiles (1967) en la zona conocida como Cepheus Flare. Los mismos identificaron las características más importantes de los brazos espirales, revelando la existencia de dos componentes locales de HI asociadas al brazo espiral Local ($v \sim -12$ km/s) y al objeto A de Lindblad ($v \sim 0$ km/s). Según interpretó Lindblad, el objeto A es una cáscara de gas frío en expansión que podría estar vinculado con el Cinturón de Gould, distribución de las estrellas OB más cercanas, asociadas con gas y polvo, que está inclinado unos 18° con respecto al plano galáctico (ver por ejemplo Pöppel, 1997).

Trabajos posteriores con observaciones tanto en el continuo de radio como en la línea de 21 cm del HI muestran que el medio interestelar en esta región posee movimientos causados por procesos muy energéticos. ¿Cuál es el origen de tales perturbaciones?. Berkhuijsen (1973) encontró en el continuo de radio (820 MHz) una región gigante, Loop III, centrada en $l = 124^\circ \pm 2^\circ$, $b = 15^\circ.5 \pm 3^\circ$ y con un radio de $32^\circ \pm 2^\circ$, sugirió que se originó como resultado de múltiples explosiones de SN. Simonson & van Someren Greve (1976) encontraron un cascarón de HI centrado en $l = 110^\circ$, $b \sim 2^\circ$, cuyo radio es de 20 pc. Hu (1981) observó un shell de HI en $l = 105^\circ$, $b = 17^\circ.5$ con un radio de 26 pc y ubicado a ~ 560 pc del Sol. Otra cáscara en $l = 130^\circ$, $b = 22^\circ.5$ a ~ 450 pc y con un radio de 24 pc fue descubierta por Velden & Hirth (1982). La edad estimada de esta estructura al igual que en los dos casos anteriores, es de unos pocos millones de años. Grenier et al. (1989) estudiando en CO la distribución de nubes moleculares encontraron evidencias de una burbuja de plasma caliente ($T \sim 10^5$ K) con una fuerte emisión de radiación X, situada entre las nubes moleculares de Cefeo ($100^\circ \leq l \leq 117$, $13^\circ \leq b \leq 22^\circ$) y Casiopea ($115^\circ \leq l \leq 140$, $2^\circ \leq b \leq 16^\circ$) y estimó su edad en sólo 4×10^4 años.

1.3 Características generales de la zona

Los objetos ópticos presentes en la región son: 3 regiones HII (S155, S161 y S171) catalogadas por Sharpless (1959), 2 nebulosas de reflexión: DG2 y DG177 (Dorschner & Gürtler, 1964), 72 nubes oscuras (Lynds, 1962; Taylor et al. , 1987; Clemens & Barvainis, 1988), 15 estrellas T-Tauri

(Harbing & Bell, 1988) y 7 asociaciones OB: Cep OB3, Cep OB4, Cas OB2, Cas OB4, Cas OB5, Cas OB7 y Cas OB14 (Humphreys, 1978). Los objetos ópticos se muestran en la figura 1, como así también las asociaciones OB, superpuestos sobre los contornos de la distribución del HI.

De todas las asociaciones OB mencionadas, Cas OB2, Cas OB4, Cas OB5 y Cas OB7 son las de mayor contenido estelar, todas poseen gran cantidad de estrellas B supergigantes y gigantes y algunas estrellas O: Cas OB7 sólo una, Cas OB2 dos, y 5 estrellas O las demás asociaciones. Cep OB3 contiene 6 estrellas tempranas, de las cuales 3 son O, Cep OB4 sólo 2 pero ambas del tipo O (O7 y O9) y Cas OB14 sólo tiene 3 estrellas B: 2 gigantes y una supergigante B1 (Humphreys, 1978).

Otro de los complejos probablemente asociados con la región en estudio es el Cinturón de Gould, un sistema de estrellas de Población I cercanas que incluye asociaciones OB, gas y polvo, distribuidas sobre una elipse. Posee una cinemática particular que parece indicar movimientos expansivos. El Sol se encuentra dentro de este sistema, ocupando una posición excéntrica como muestra la figura 2 (Una descripción general del Cinturón de Gould puede encontrarse en Pöppel, 1997).

Los sistemas gaseosos asociados al Cinturón de Gould han sido estudiados a través de la línea de 21 cm del HI y de la línea molecular de monóxido de carbono (CO). En efecto, Lindblad (1967,1974) fue uno de los primeros en analizar los datos de HI, asociando al Cinturón de Gould una componente muy extensa en latitud galáctica y con baja velocidad de dispersión a la cual denominó objeto A. Basándose en este material observacional propuso un modelo teórico de anillo expandiéndose a 3.6 km/s, con una edad estimada de 60×10^6 años, cuyo centro está ubicado a ~ 140 pc del Sol en la dirección $l = 150^\circ$. Las dimensiones de los semiejes de la elipse calculadas por Lindblad son 326 y 157 pc, concluyendo que el objeto A es un anillo de HI en expansión y que se encuentra ubicado en la misma zona ocupada por las estrellas del Cinturón de Gould.

Hughes & Routledge (1972) proponen una geometría cilíndrica con lo cual deducen que la masa de HI es $3 \times 10^6 M_\odot$ y la energía cinética involucrada $E > 10^{51}$ erg. También señalan como probable una temperatura T comprendida entre 20 y 55 K, esta fue obtenida a través de estudios de perfiles

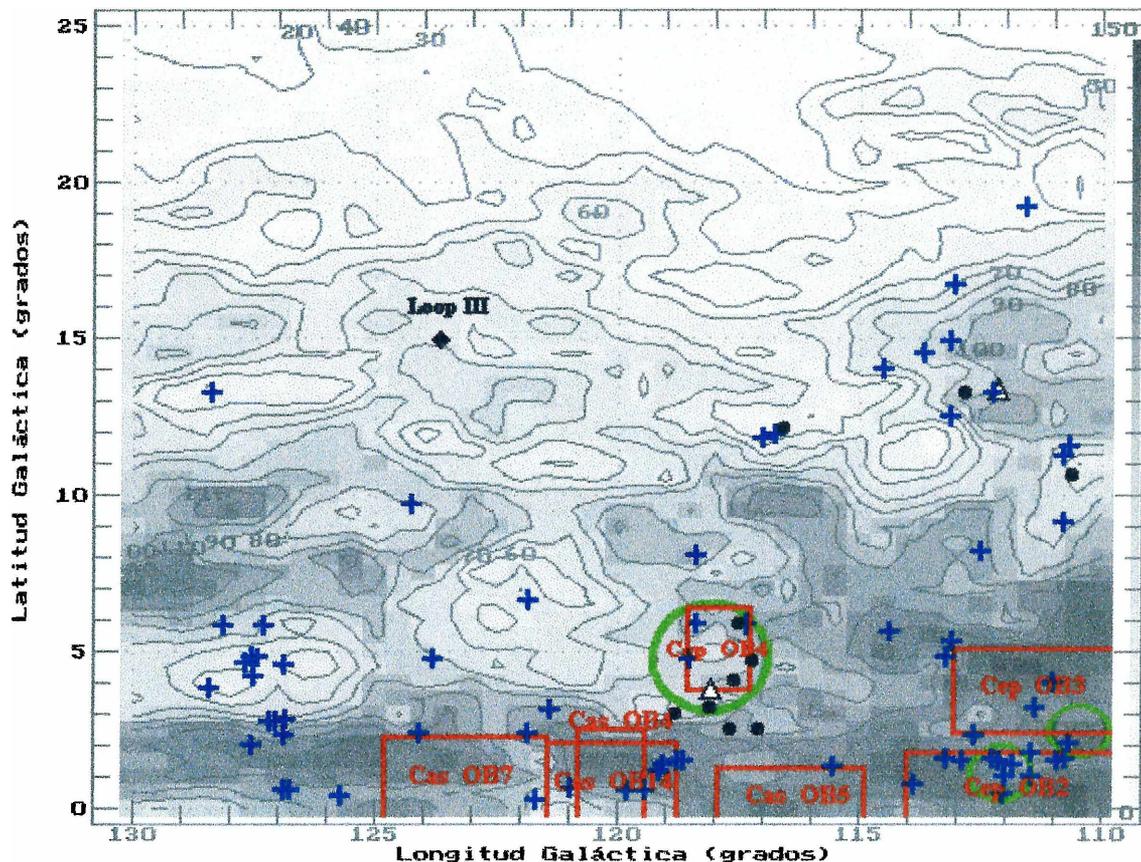


Fig. 1 Principales objetos ópticos en la región. Se indican con círculos las regiones HII, con triángulos las nebulosas de reflexión, con cruces las nebulosas oscuras y con puntos las estrellas T-Tauri. También se muestra al Loop III y con recuadros a las regiones ocupadas por las asociaciones OB, todo ello superpuesto sobre el mapa de emisión del HI integrado en el rango de velocidades -30 a 20 km/s (contorno mas bajo es 10 K km/s y están espaciados cada 10 K km/s).

de línea del HI en absorción y en emisión: encontraron un máximo en el perfil de absorción coincidente con un delgado mínimo en el perfil de emisión, hecho que indica que la absorción se debe a una nube fría.

El modelo de Lindblad fue mejorado por varios autores (Weaver, 1974; Grape, 1975; Olano, 1982). Olano tiene en cuenta a fuerzas de frenado en la velocidad de expansión y obtuvo los siguientes resultados: elipse de semiejes 364 y 211 pc, centrada en la dirección $l = 131^\circ$ a 166 pc del Sol, $t = 3.2 \times 10^7$ años, $M = 1.2 \times 10^6 M_\odot$, $E \sim 10^{51}$ erg.

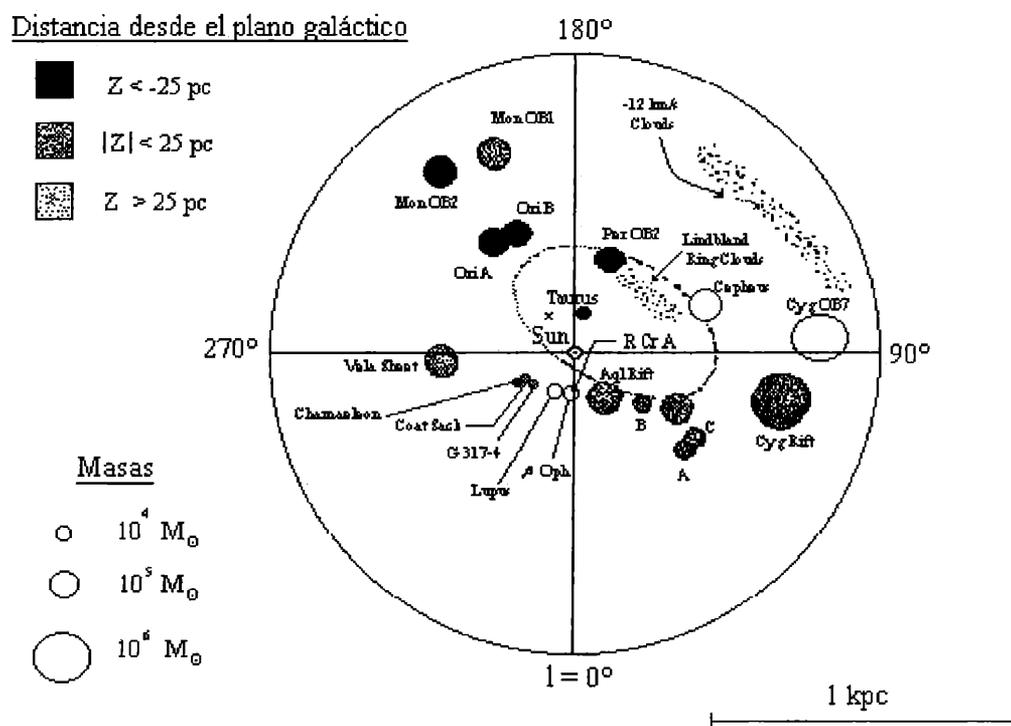


Fig. 2 Posición de Cinturón de Gould, anillo de nubes de Lindblad y componente de -12 km/s junto a la distribución en el plano galáctico de las nubes moleculares dentro de 1 kpc desde el Sol. (De Pöppel, 1997)

Dame et al. (1987) en su relevamiento de toda la Galaxia en la frecuencia de emisión del monóxido de carbono CO, encuentran para $100^{\circ} \leq l \leq 160^{\circ}$ una extensa radiación filamentosa en dos intervalos de velocidad: uno entre 0 y -10 km/s y el otro entre -40 y -60 km/s que corresponden al brazo espiral Local y al brazo de Perseo, respectivamente. Estos autores asocian nubes de CO, vinculadas espacialmente con nebulosas oscuras, con el objeto A del modelo de Lindblad de $v \sim 0$ km/s y las llaman “anillo de nubes de Lindblad”. También detectan una concentración de nubes en $v = -12$ km/s. Como se ve en la figura 2, el anillo de nubes de Lindblad se encuentra muy cercano al Cinturón de Gould. En la zona comprendida por las latitudes galácticas bajo estudio ($100^{\circ} \leq l \leq 130^{\circ}$), la velocidad de este anillo de nubes ($v \sim 0$ km/s, Dame et al, 1987) es muy similar a la del objeto A ($0 \leq v \leq 1$ km/s, Olano, 1982) vinculado al Cinturón de Gould (Lindblad, 1967). Es entonces lógico suponer que ambas estructuras gaseosas (CO y HI,

respectivamente) se encuentren vinculadas al Cinturón de Gould

En un trabajo posterior, Grenier et al. (1989) estudiando en detalle la distribución de CO en la zona del Cepheus Flare, confirman la existencia de estas 2 componentes en velocidad de las nubes moleculares y las asocian a las estructuras en forma de láminas (“sheets”) de HI encontradas por Heiles en 1967.

2 Tratamiento de los datos

2.1 Las observaciones

Los datos observacionales usados en este trabajo fueron extraídos de la versión digital del Atlas de Hidrógeno Neutro Galáctico, publicado en CD-ROM por la Universidad de Cambridge (1997). Las observaciones de este Atlas han sido realizadas con el radiotelescopio de 25 metros de Dwingeloo y forman parte del relevamiento de HI de Leiden/Dwingeloo, que cubre todo el cielo hasta $\delta \geq -30^\circ$, y fueron llevadas a cabo con un haz de $36'$. La muestra ha sido tomada cada 0.5° en ambas coordenadas galácticas, sobre un rango de velocidades referidas al LSR comprendidas entre -450 y 400 km/s siendo la resolución en velocidad de 1.25 km/s, la temperatura de sistema ≥ 35 K y el límite de sensibilidad ~ 0.07 K. Los datos fueron corregidos por la contribución de radiación espúrea (“stray radiation”), esto es radiación que se recibe por los lóbulos secundarios del diagrama de antena (Hartmann et al., 1996).

Para el presente trabajo se extrajeron los perfiles de la línea de 21 cm del HI pertenecientes a la región $110^\circ \leq l \leq 130^\circ$ y $0^\circ \leq b \leq 25^\circ$ espaciados cada 0.5° en latitud y longitud galáctica y con ellos se confeccionan los mapas básicos. Luego se procede a hacer un análisis gaussiano con los datos separados ahora cada 1° ($\Delta l = \Delta b = 1^\circ$), lo que hace un total de 546 perfiles a ser analizados.

2.2 Análisis de la zona

Las observaciones radioastronómicas de líneas espectrales en una cierta región del cielo suelen ser analizadas basándose en dos tipos de diagramas o mapas:

- 1) los **mapas posición-posición**: en ellos se gráfica la distribución de la temperatura de brillo en el plano del cielo, en función de dos coordenadas cualesquiera, correspondientes a un cierto valor de la velocidad radial de la línea. Otro parámetro interesante para graficar es la densidad de columna (ver apéndice de este trabajo), para ello se integran los perfiles de la línea en un cierto rango de velocidades. Esto da una medida de la masa del hidrógeno en términos de la distancia siempre y cuando la línea sea ópticamente delgada (toda la radiación que emite el HI emerge sin ser absorbida).
- 2) Los **mapas posición-velocidad**: en ellos se fija una coordenada celeste y se representa a la temperatura de brillo en función de la otra coordenada y de la velocidad radial.

En una primera aproximación, y para tener un panorama general de la distribución del hidrógeno neutro en la zona, se confeccionaron los mapas posición-velocidad para una región más amplia y para velocidades comprendidas entre -100 y 50 km/s. Estos mapas como así también todo el manejo de los datos observacionales se realizaron con el programa de análisis espectral DrawSpec, disponible en el IAR, escrito por Harvey Liszt en el National Radio Astronomy Observatory (NRAO).

Un examen global de los mapas de la distribución de HI de la región, revela detalles interesantes, como por ejemplo zonas de ausencia de gas o agujeros en la distribución del mismo, cinemática y espacialmente coincidentes con asociaciones OB. Ello sería un primer indicio de la existencia de cáscaras gaseosas resultantes de la interacción de las estrellas con el gas.

Se muestran, a modo de ejemplo, para visualizar la distribución del gas neutro, solo algunos de los mapas posición-velocidad obtenidos. En la figura 3: mapas de contorno latitud-velocidad ($b-v$) para valores fijos de la longitud en la zona estudiada, se puede apreciar un notable “ridge” (estructura semejante a una cordillera) cuya intensidad decrece a medida que b crece, corre paralela a las líneas de velocidad constante y está centrada en $v \sim 0$ km/s, se extiende desde el plano

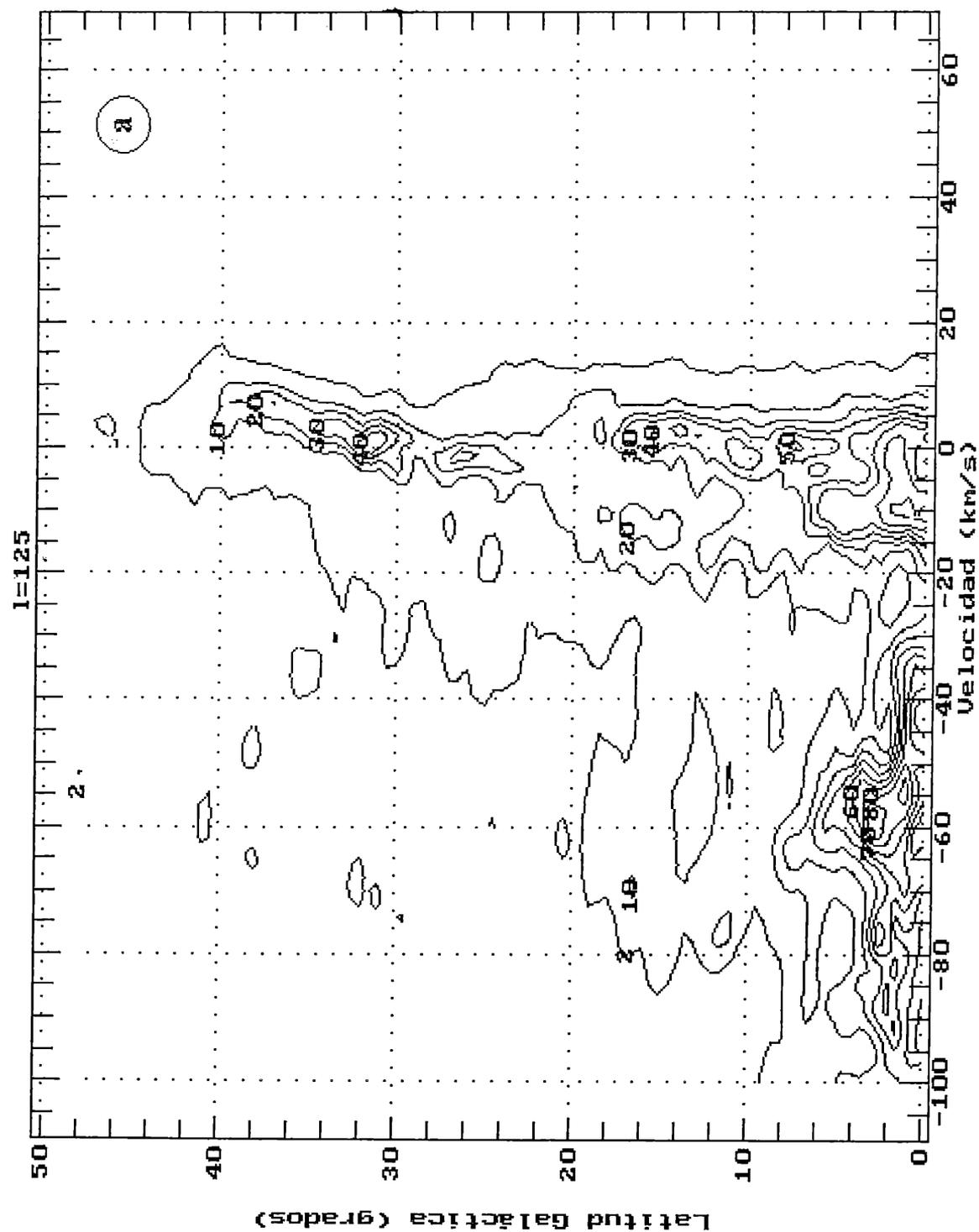


Fig. 3 Mapas latitud-velocidad de la emisión de HI, el contorno más bajo corresponde a T_b 2 K, le sigue 10 K y luego están espaciados cada 10 K. 3a: Estructura "ridge" en su máxima extensión 3b-3c-3d: zonas donde la velocidad es anómala.

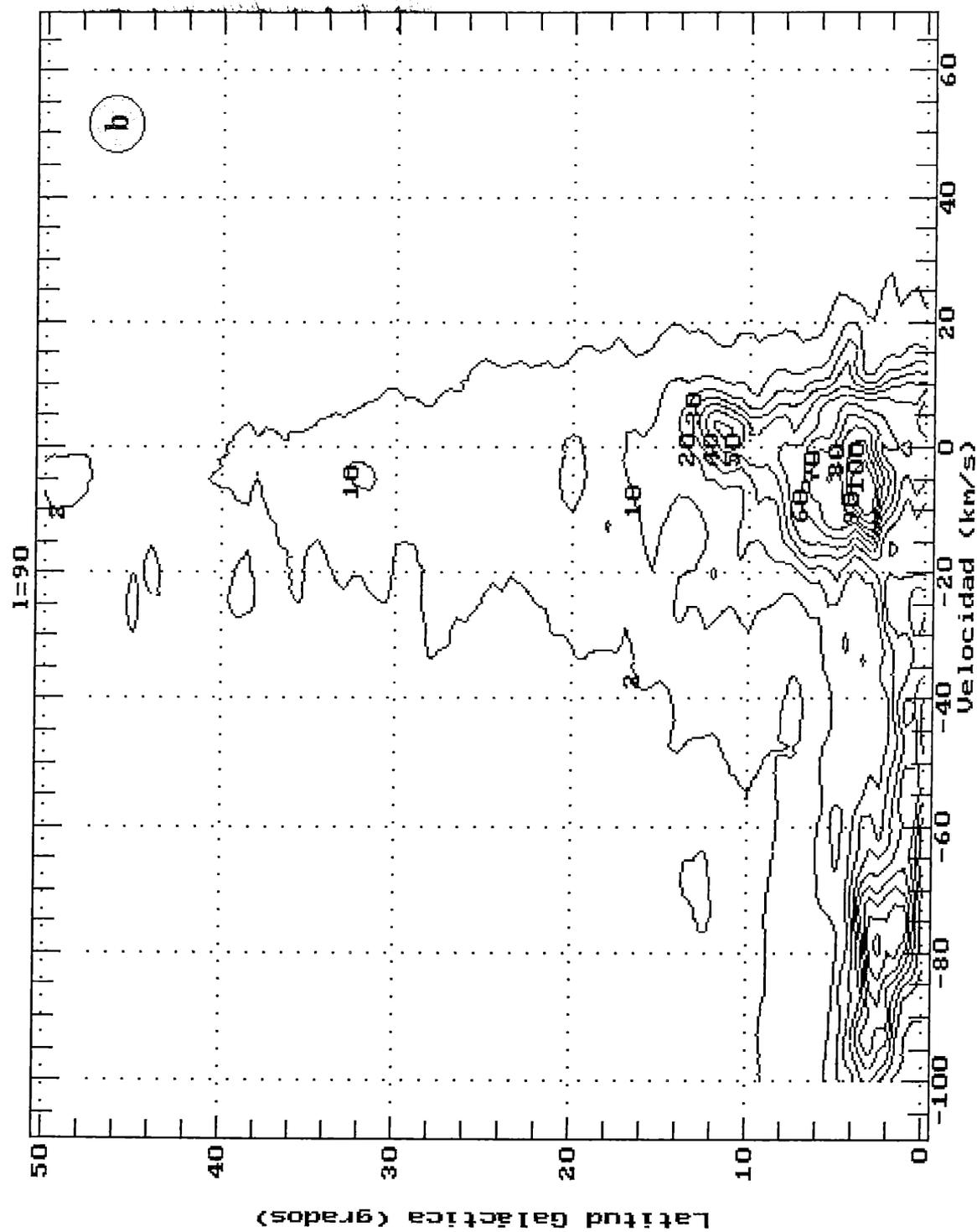


Fig. 3 Continuación

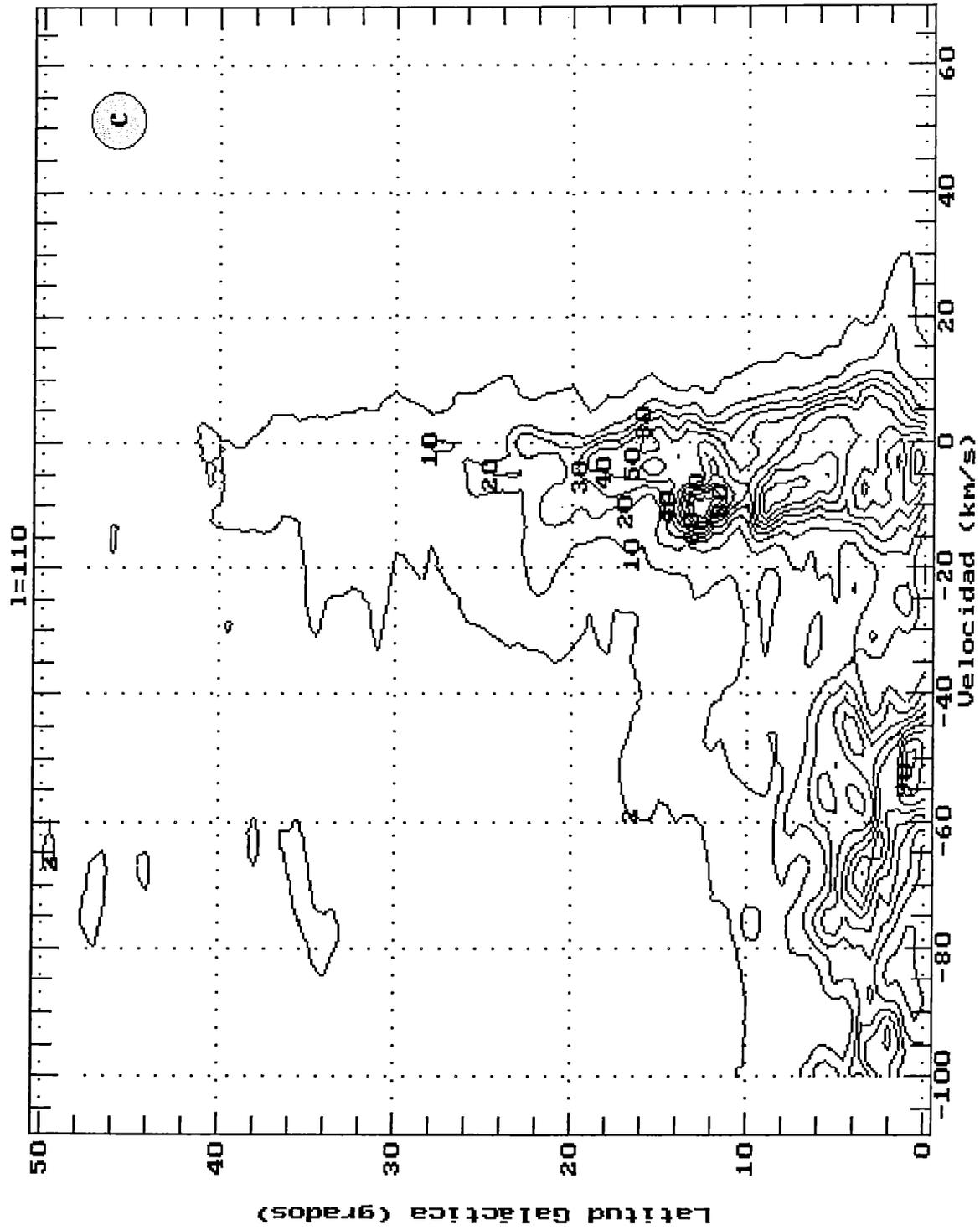


Fig. 3 Continuación

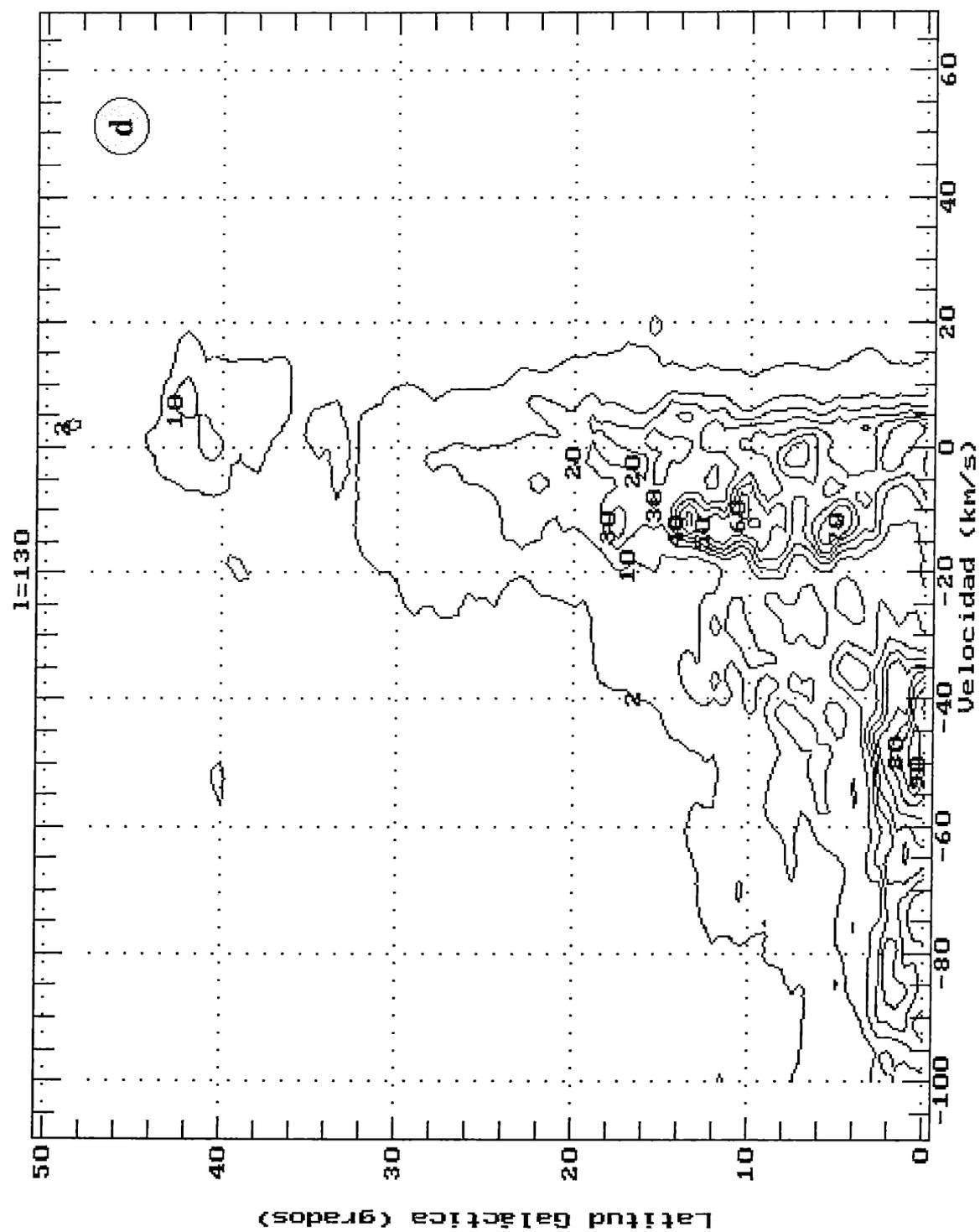


Fig. 3 Continuación

galáctico hasta alcanzar su máximo desarrollo ($b \sim 40^\circ$) en $l \sim 125^\circ$, como puede verse en la fig. 3a.

Si el material participa de la rotación diferencial galáctica, a los objetos de la región bajo estudio, por encontrarse en el II cuadrante galáctico, les corresponden velocidades radiales negativas. Sin embargo, en las fig.3b, 3c y 3d se destacan zonas donde se viola este modelo de rotación circular:

- En la fig. 3b las isofotas correspondientes a $l = 90^\circ$ muestran una velocidad próxima a 25 km/s en $b \sim 4^\circ$. Según estudios realizados por Simonson III y van Someren Greve (1976) allí se encuentra el remanente de supernova HB21. En esta región también se encuentra la asociación Cyg OB7 ($84^\circ \leq l \leq 96^\circ$, $-4.9^\circ \leq b \leq 9^\circ$) que podría ser la causante de la perturbación del gas.
- En la fig. 3c, las isofotas para $l = 110^\circ$ presentan velocidades de hasta 30 km/s para latitudes cerca de plano galáctico ($0^\circ < b < 4^\circ$). En esta zona del cielo se ubica la asociación Cep OB3 donde los autores recién citados encontraron un cascarón de HI en expansión.
- Para las isofotas (no incluidas en la fig. 3) comprendidas entre las longitudes 95° y 105° se observan velocidades positivas en $1^\circ < b < 16^\circ$, región donde Simonson y van Someren Greve encontraron que la materia allí existente se encuentra en un estado dinámico de expansión y está asociado a Cep OB2.

En los mapas posición-velocidad de la emisión de HI para longitudes pertenecientes al intervalo ($125^\circ, 145^\circ$) se destaca, en la dirección $b \sim 40^\circ$, una concentración de hidrogeno neutro cuya velocidad promedio es ~ 5 km/s alcanzando una temperatura de brillo $T_b = 10K$ en $l = 130$, ilustrado en la fig. 3d.

Las estructuras que se observan en todas las isofotas en latitudes $b > 30^\circ$ pueden ser el resultado de colisiones de nubes de alta velocidad (NAV) con el disco galáctico (Comeron & Torra, 1992 y 1994; Meyerdierks, 1991), aunque también podría tratarse de objetos cercanos visibles a altas latitudes debido a su gran tamaño. Tenorio-Tagle (1986 y 1987) analizó la física de las colisiones de pequeñas nubes de HI con el disco galáctico. Mostró que nubes con radio comprendidos entre

10 y 100 pc y que se encuentran viajando a velocidades de 100 a 300 km/s convierten de 10^{50} a 10^{54} erg en energía térmica del gas. El impacto genera una expansión supersónica y luego se forma una gran cavidad de gas caliente a baja densidad circundada por un anillo gaseoso expansivo.

En latitudes intermedias, $20^\circ \leq b \leq 50^\circ$, se encuentran nubes de velocidad intermedia (NVI) ($30 \text{ km/s} \leq |v| \leq 80 \text{ km/s}$), con un predominio absoluto de $v < 0$, sus T_b no exceden los 10 K (fig. 4). Las NVI en la mayoría de los casos están correlacionadas con agujeros de HI a bajas velocidades. Oort (1966) fue el primero en sugerir que estas NVI son material neutro (HI) expelido durante la explosión de una supernova hacia regiones de baja densidad.

Los mapas posición-velocidad de la emisión de HI de las figuras 3a, 3c, 3d y 4 señalan también la posible presencia de una cáscara de material neutro. Las perturbaciones producidas por esta estructura son apreciables en la región de Cepheus Flare, objeto particular del presente estudio. Se las puede ver en los mapas latitud-velocidad correspondiente a longitudes galácticas entre los 110° y 130° y para latitudes comprendidas entre los 5° y 25° .

Con el motivo de estudiar esta cáscara de HI entonces se reconstruyeron los mapas en esa zona del cielo, tratando de ver la variación de la T_b con mayor detalle. Los nuevos mapas están hechos para velocidades, referidas siempre al LSR, entre -30 y 20 km/s. Estudiando las características mostradas en estos mapas de contorno : latitud-velocidad ($b-v$) y longitud-velocidad ($l-v$) se puede apreciar, principalmente en las isofotas para b constante, que aparecen 2 “sheets” : denominación dada a las estructuras gaseosas en forma de laminas, paralelos entre si, en $v \sim 0$ km/s y en $v \sim -10$ km/s.

Cada uno de estos “sheets” tiene una disminución en su temperatura de brillo que varía según la latitud, por ejemplo el “sheet” cercano a velocidad 0 km/s presenta esa disminución en $l \sim 115^\circ, 122^\circ$ y 117° como puede verse en las isofotas a, c, y d de la figura 5, mientras que al otro “sheet” le ocurre lo mismo pero en $l \sim 123^\circ, 125^\circ, 124^\circ$ y 123° (fig. 5a, 5b, 5c y 5d); en promedio puede decirse que esta disminución de T_b se da en $l \sim 118^\circ$ y en $l \sim 123^\circ$ respectivamente. En las otras isofotas (para l constante) se observa que la temperatura de brillo decrece, como ya se dijo, a

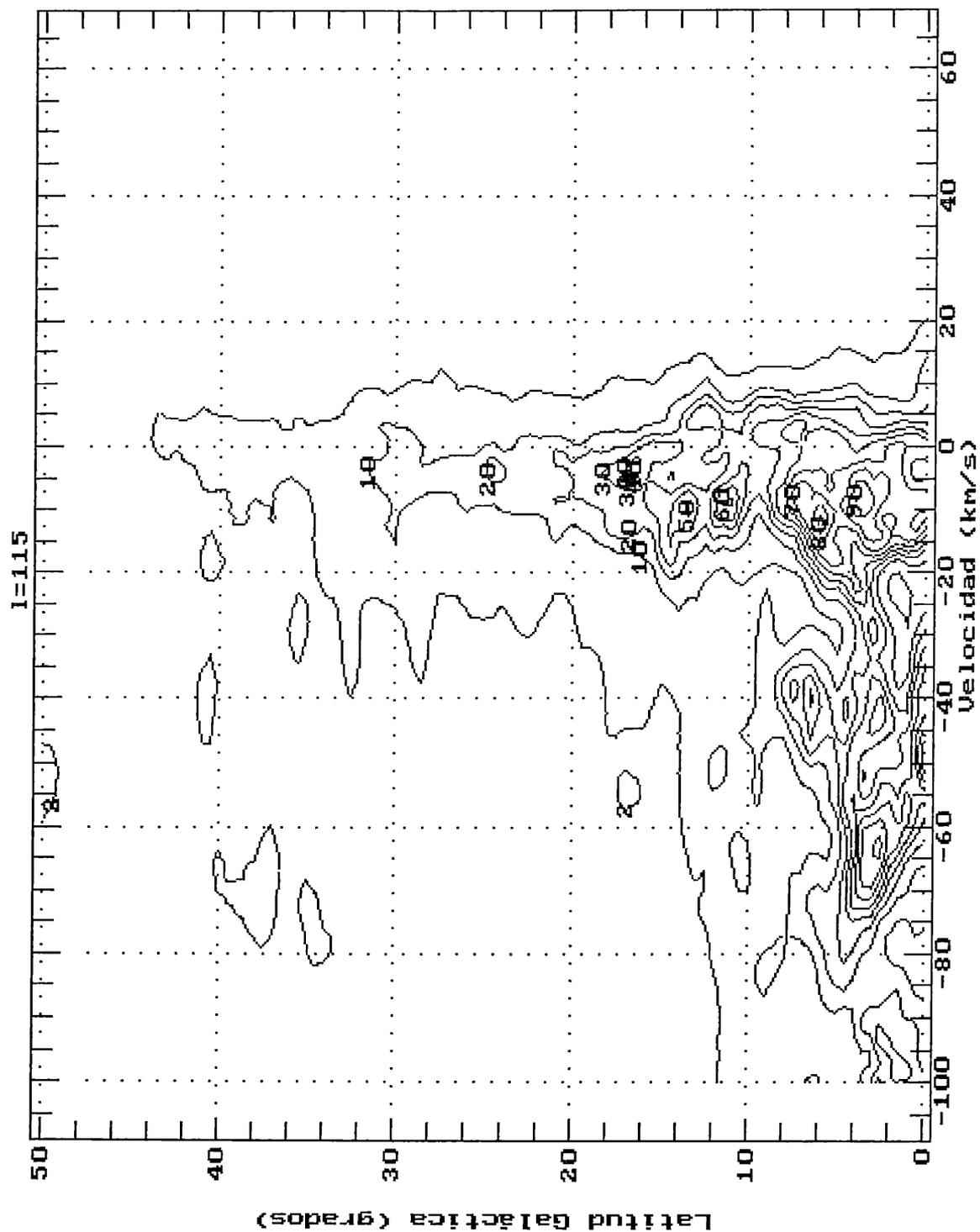


Fig. 4 Nubes de velocidad intermedia. Este mapa longitud-velocidad tiene los mismos contornos que la Fig.3.

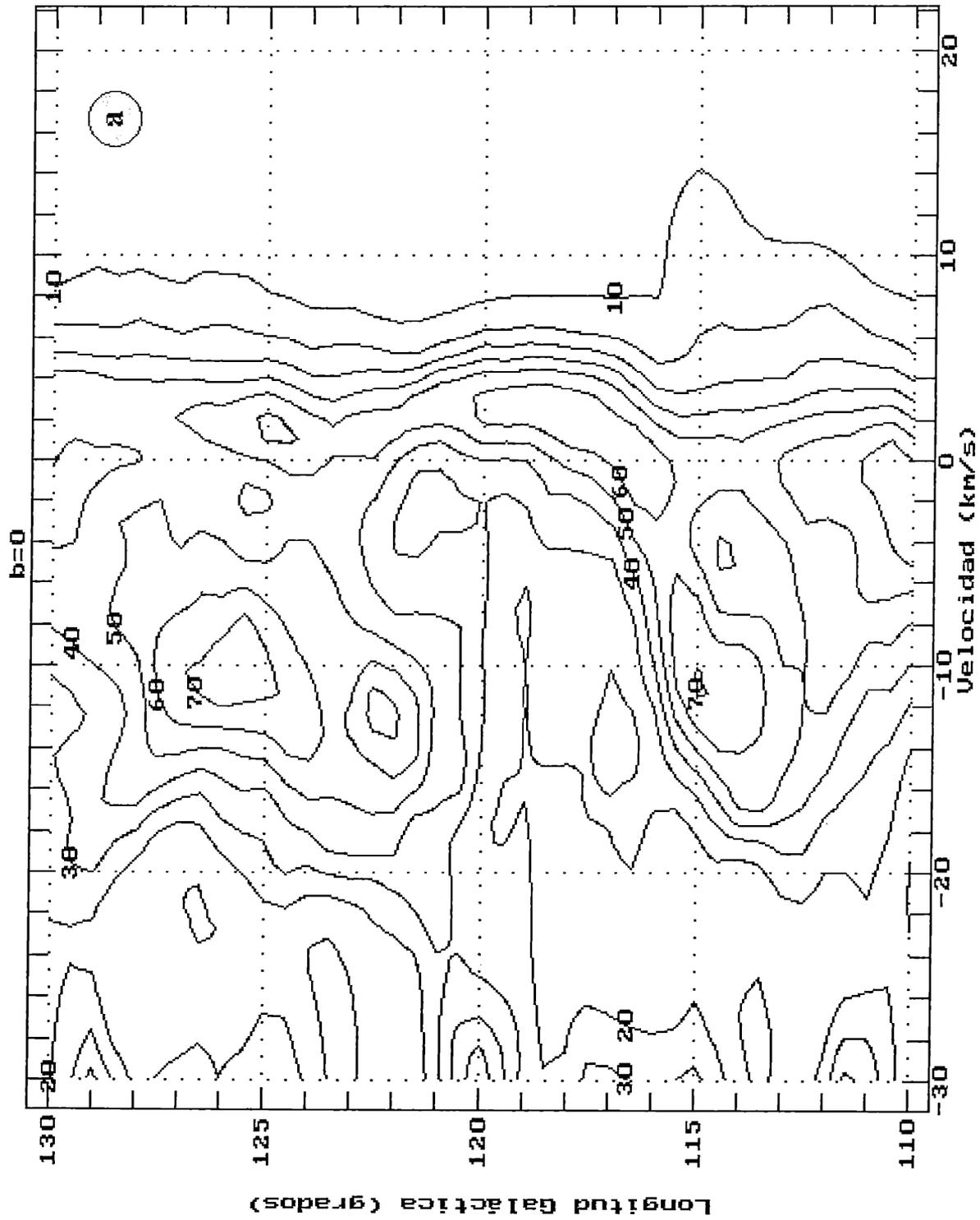


Fig. 5 Mapas de contorno de T_b para $-30 < V(\text{km/s}) < 20$ en las latitudes a) $b = 0^\circ$, b) $b = 5^\circ$, c) $b = 10^\circ$ y d) $b = 15^\circ$

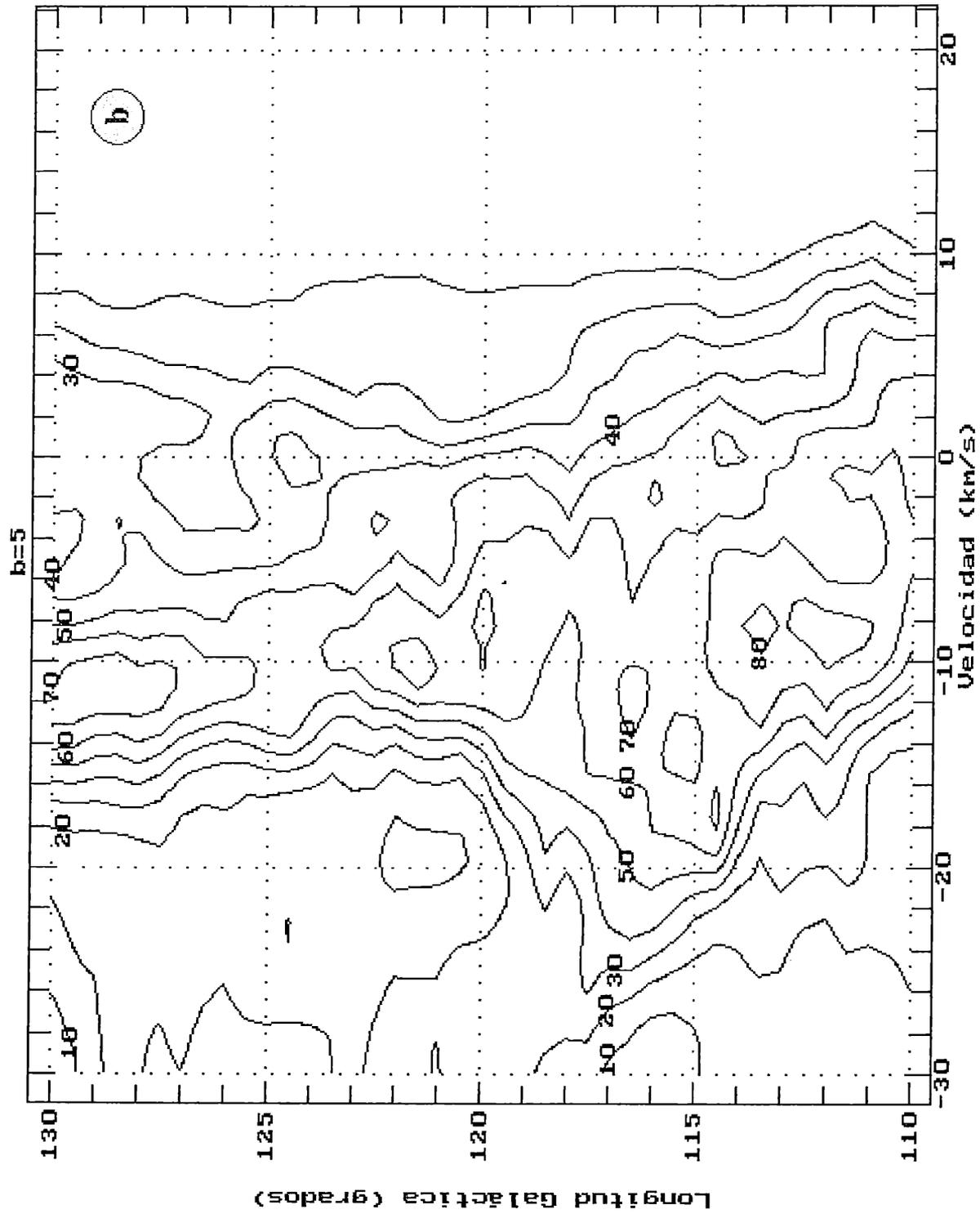


Fig. 5 Continuación

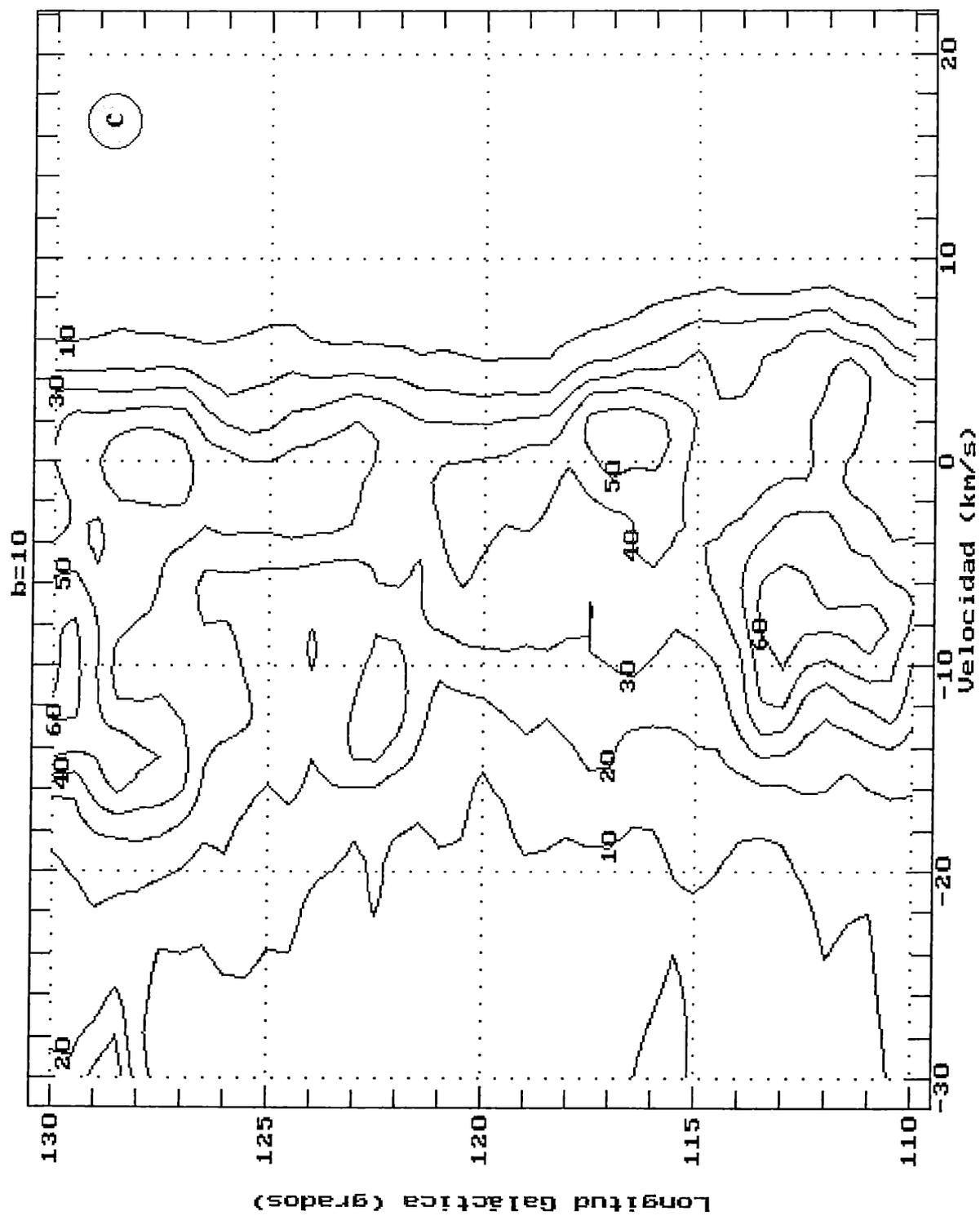


Fig. 5 Continuación

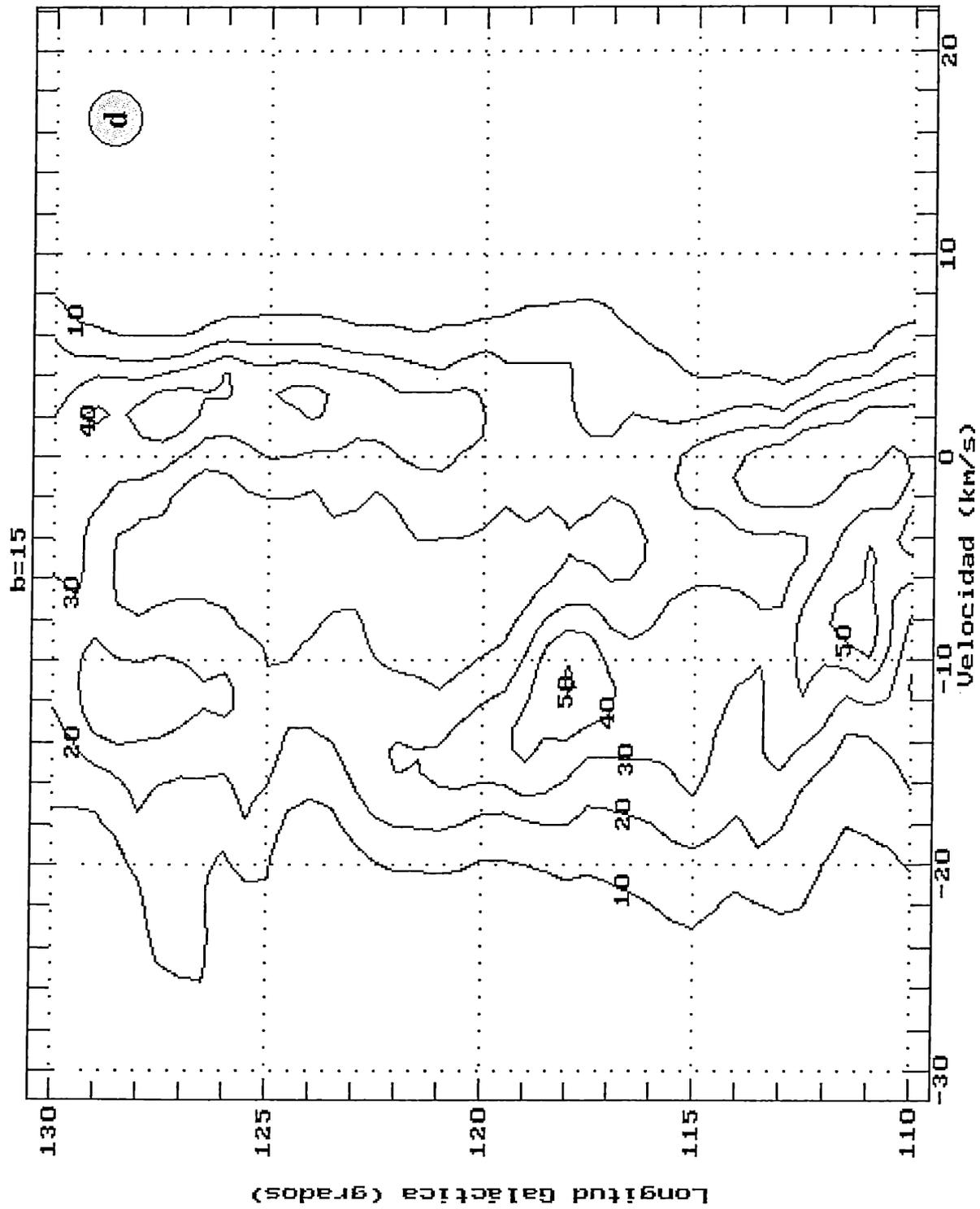


Fig. 5 Continuación

medida que aumenta la altura sobre el plano galáctico, el “ridge” tiene dispersión de velocidad pequeña (lo que indica que se trata de una componente fría), se puede tomar como promedio $v \sim -5$ km/s y $\Delta v \sim 3$ km/s .

En las proximidades de $l = 120^\circ$, $b = 13^\circ$, lugar donde una primera inspección revela una cáscara que se comportaría de manera similar a la cáscara de CO encontrado allí por Grenier et al. (ver fig. 6), se realizaron cortes posición-velocidad. Estos mapas se muestran en la figura 7.

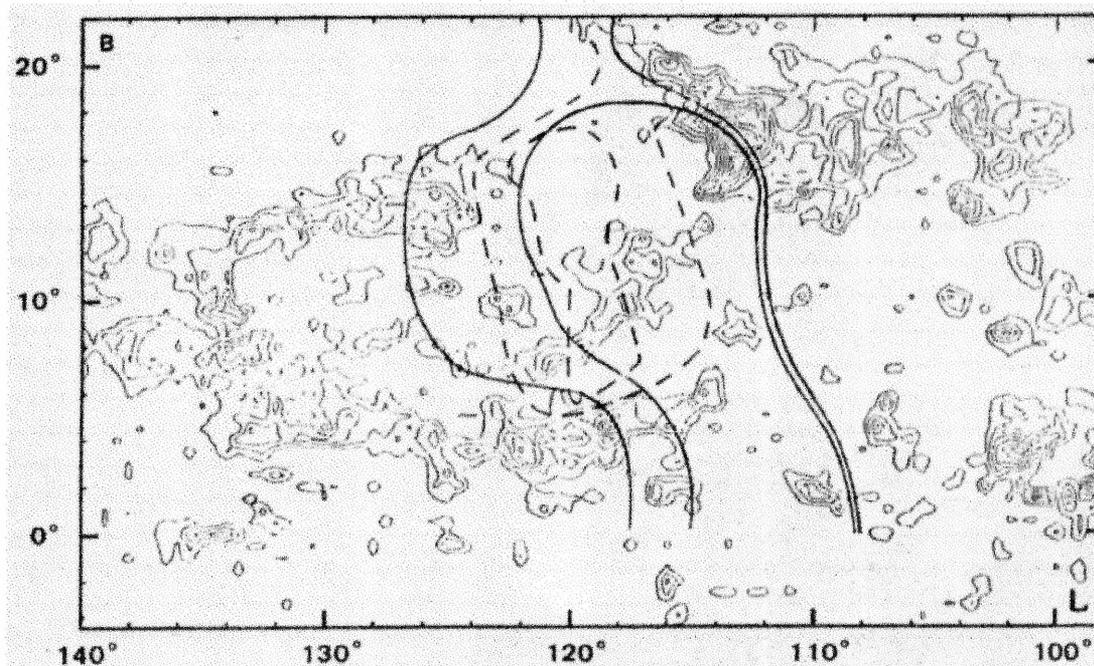


Fig. 6 Mapa de emisión de CO integrado en el rango de velocidades -8 a 8 km/s (contorno más bajo es 10 K km/s y están espaciados cada 10 K km/s). Se indican los 2 contornos de máxima emisión de radiación X en las bandas B (líneas continuas) y M1 (líneas de rayas). (De Grenier et al., 1989)

2.3 Análisis detallado de los perfiles

El perfil de la línea de 21 cm del HI tiene generalmente varias componentes en velocidad resultantes de “nubes” que se encuentran a lo largo de la línea de la visual.

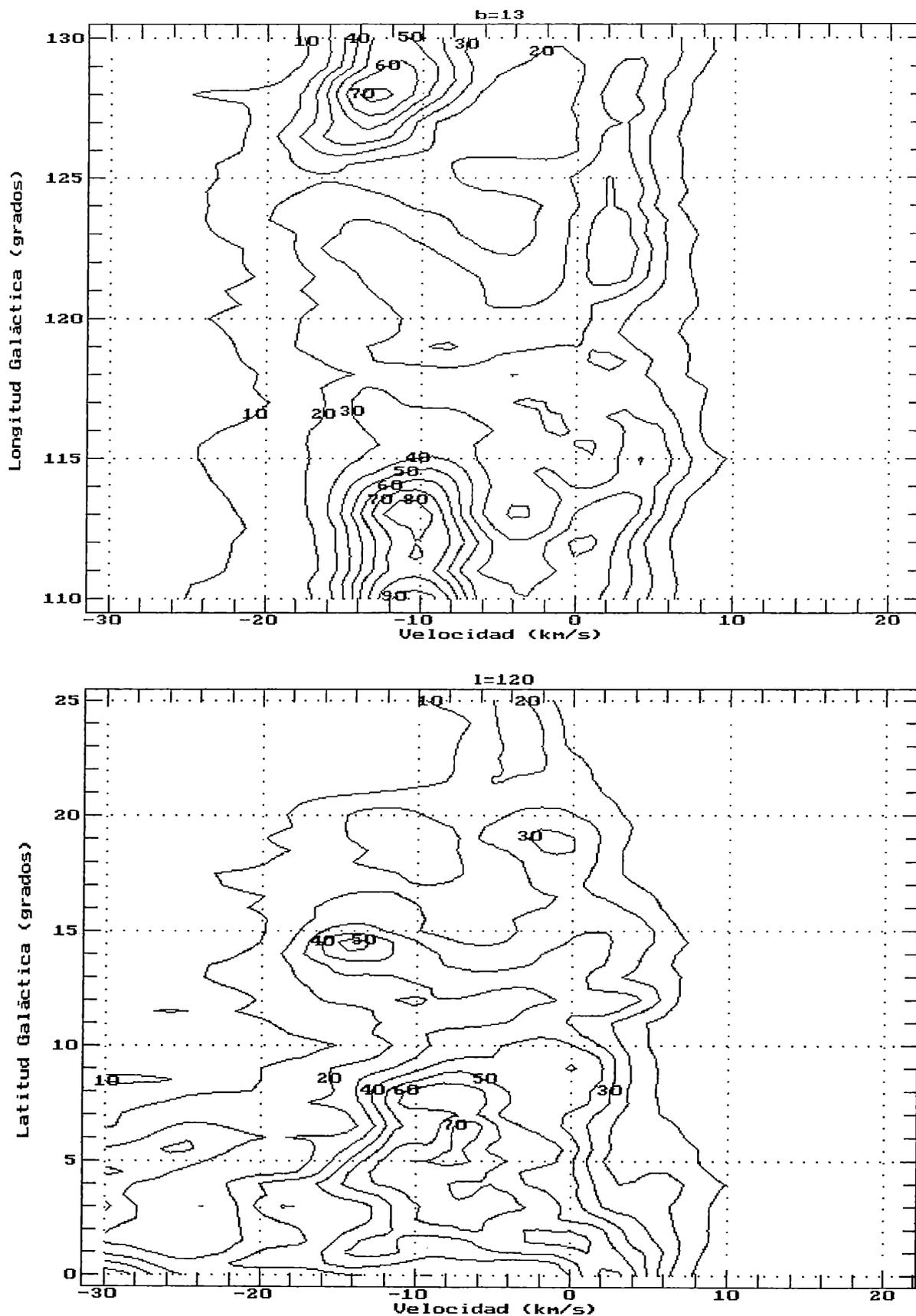


Fig. 7 Mapas posición-velocidad con contornos de T_b cada 10 K, mostrando cortes de la emisión de HI en la zona donde existe el shell de CO

A fin de interpretar los perfiles de la línea de 21 cm es necesario conocer las propiedades físicas generales del HI interestelar como así también la distribución de densidades y velocidades del gas en la Galaxia. Para ello se describirá en la sección siguiente los principales modelos del MIE.

2.3.1 Modelos del Medio Interestelar

El medio interestelar esta compuesto por átomos y moléculas libres, por pequeñas partículas sólidas (polvo) y por campos magnéticos, todo distribuido en forma más o menos irregular. La materia de este MIE tiende a acumularse en unas regiones más que en otras, formando las conocidas nubes de gas y polvo. El gas, constituido fundamentalmente por hidrógeno, se encuentra en su estado neutro o ionizado.

Existen varios modelos teóricos que tratan de explicar como se distribuye y comporta la parte gaseosa del medio interestelar. Según Field, Goldsmith y Habing (1969), se pueden distinguir 3 fases diferentes: gas frío y neutro (CNM), gas tibio y neutro (WNM) y gas tibio ionizado (WIM). Otro modelo (Mc Kee & Ostriker, 1977) agrega una cuarta fase: gas caliente ionizado (HIM). Los valores típicos de las diferentes fases se muestran en la tabla 1.

Tabla 1: Parámetros típicos de las fases de medio interestelar

	Densidad media (cm^{-3})	Temperatura (K)	Altura sobre el plano galáctico (pc)
CNM	1-50	$\sim 50\text{-}200$ K	100
WNM	0.1-1	5000-8000 K	250-450
WIM	0.025	> 6000 K	900
HIM	$1\text{-}4 \times 10^{-3}$	$(0.06\text{-}1) \times 10^6$ K	$1\text{-}5 \times 10^3$

La fase WNM, aparece en casi todas las direcciones como un sustrato de fondo que varia lentamente con la posición y se asocia al medio gaseoso que existe entre las nubes de HI, más densas y frías que constituyen el CNM.

2.3.2 Descomposición gaussiana

Las nubes frías se manifestarían en los perfiles como componentes gaussianas cuyos anchos se deben a movimientos térmicos y turbulentos, mientras que el medio tibio se manifiesta como una componente ancha (no necesariamente gaussiana). Esta componente sería aproximadamente una gaussiana a latitudes altas e intermedias.

Por lo tanto es natural que el análisis gaussiano de los perfiles nos proporcione un buen método para obtener los principales parámetros de las componentes del hidrógeno neutro.

3 Resultados

3.1 Análisis gaussiano de los perfiles de HI

En la sección anterior se dijo que al observar una posición en el cielo y recoger la información lo que se obtiene en el perfil es una serie de picos de T_b producto de la emisión de radiación de cada una de las nubes de HI en la dirección de la visual. También se vio que cada nube de HI puede ser representada por una gaussiana. Se puede entonces descomponer al perfil observado en sus gaussianas elementales:

$$T_b(v) = T_0(v) e^{-\frac{(v - v_0)^2}{2\sigma^2}} \quad [3.1]$$

donde $T_0(v)$ es la temperatura de brillo máxima, v_0 la velocidad correspondiente al máximo de T_b y σ es la dispersión de velocidades. Estos dos últimos parámetros (v_0 y σ) se expresan en km/s, mientras que la temperatura está dada en grados Kelvin (K).

Es bueno recordar que existe un fenómeno conocido como “velocity crowding” que produce la acumulación de velocidades por efectos de la rotación circular galáctica. Esto se traduce en un aumento de la intensidad de la línea observada en la región donde ocurre dicho fenómeno y puede causar la saturación del perfil. Entonces, el perfil observado en estas zonas (cerca del punto

tangente en los cuadrantes galácticos I y IV) es una combinación debida a contribuciones de nubes de HI en la dirección de la visual superpuesto al movimiento de rotación galáctico del gas (Burton, 1974). En particular, y en lo que concierne a este trabajo, por tratarse de una región del II cuadrante, los efectos de acumulación de velocidades no estas presentes.

El programa DrawSpec permite hacer la descomposición del perfil en gaussianas, para ello se le debe indicar el número de componentes que se desea ajustar y los parámetros iniciales para cada una de ellas: centro (v_0), temperatura pico (T_b) y dispersión (σ). Tras un proceso iterativo muestra las gaussianas que mejor reproducen al perfil dentro del rango de velocidades especificado y da un listado de los parámetros de cada una de ellas: centro, temperatura, dispersión y área bajo la curva.

La descomposición del perfil de la línea en gaussianas es un método subjetivo pues cualquier perfil puede ser aproximado por un número arbitrario de curvas de Gauss. Como recién se vio, se tiene que decidir la cantidad de componentes y los parámetros aproximados para comenzar. Estas cantidades deben tener un sentido físico y no sólo matemático del problema, pues dos o más conjuntos diferentes de soluciones pueden reproducir (con el mismo grado de exactitud) al perfil observado, siendo sólo uno de ellos representativos de las características físicas del MIE. Se ajustaron entonces a cada uno de los 546 perfiles de la línea del HI tres gaussianas: una ancha y dos angostas como se muestra en la figura 8, siendo la componente ancha (gran dispersión en velocidad) representativa de la fase WNM del medio interestelar, mientras que las angostas, con velocidades más acotadas, son productos de los movimientos del gas a temperaturas menores, esto es, lo que se conoce como la fase fría (CNM) del MIE. (Ver § 2.3.1).

Analizando los resultados del ajuste gaussiano puede verse que la componente ancha, cuya intensidad varia lentamente con la posición (disminuye desde el plano galáctico hacia altas latitudes) y tiene una gran dispersión de velocidad ($\sigma \sim 28$ km/s) puede considerarse como la componente de fondo. Las otras dos componentes mucho más angostas y conspicuas (componente 1 y componente 2) están presentes en todos los perfiles de la región. La intensidad de la componente 2 es mayor que la de la componente 1 excepto en las cercanías del plano galáctico donde la situación se revierte ($T_{b1} > T_{b2}$ en casi el doble de su valor), la dispersión de velocidades de ambas

componentes es bastante similar. En la tabla 2 se muestran los parámetros promedio de todas las componentes que contribuyen a formar el perfil observado de la línea de 21 cm del HI en la región estudiada. Cada uno de los parámetros está acompañado por el rango de variación.

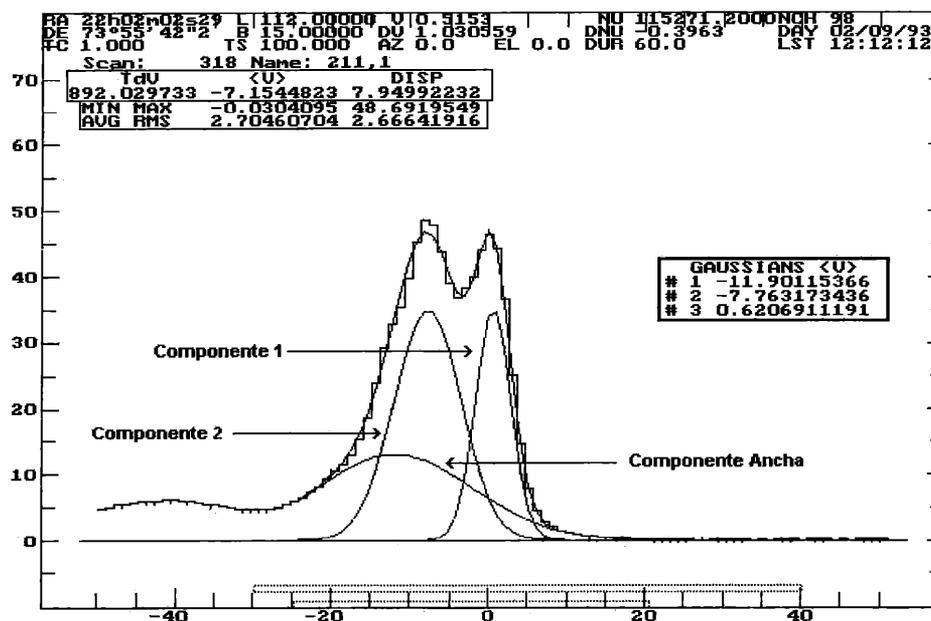


Fig. 8 Esquema de un perfil a ser analizado mostrando las 3 componentes

El objeto A de Lindblad tiene una velocidad referida al LSR de aproximadamente 0 - 1 km/s en el intervalo de longitud galáctica 110° a 130° (Olano, 1982). Como la velocidad de la componente 1 concuerda bastante bien con la del objeto A, se la puede identificar con ella. La componente 2, con velocidades comprendidas entre -18 y -3 km/s, será llamada de ahora en adelante: componente $v \sim -10$ km/s.

Tabla 2: Parámetros promedio de las 3 componentes gaussianas

Componente	v_0 (km/s)	T_b (K)	σ (km/s)	N_{HI} (cm^{-2})
De fondo	-11 ± 5	17 ± 11	14 ± 4	$(8.1 \pm 4.8) \times 10^{20}$
Objeto A	0.0 ± 2	21 ± 11	3 ± 1	$(2.6 \pm 1.9) \times 10^{20}$
$v \sim -10$ km/s	-10 ± 2	23 ± 16	3 ± 1	$(3.3 \pm 2.9) \times 10^{20}$

El cálculo de la densidad de columna N_{HI} se realiza según:

$$N_{\text{HI}} = 1.823 \times 10^{18} \int T_b(v) dv$$

(ver apéndice, ec. [2.2]), donde la T_b integrada en el rango de velocidades $(v_0 - \sigma, v_0 + \sigma)$, es decir el área bajo la curva, es un valor dado por el programa DrawSpec al hacer la aproximación gaussiana.

3.2 Adopción de distancias

Existen varias formas de determinar distancias a una concentración de hidrógeno neutro.

- El más inmediato es a través de las líneas de absorción interestelares (Ca II, Na I, CN), visibles en el rango óptico del espectro electromagnético.
- Otra forma es realizar estudios espectrofotométricos, generalmente en el rango óptico, de las estrellas asociadas a una nube de HI: la estrella excitatriz de una región HII o de una nebulosa de reflexión. Permite, a través del análisis del espectro estelar determinar su paralaje espectroscópica y por ende su distancia.
- Otro método consiste en medir el enrojecimiento de la luz en el rango óptico de una gran cantidad de estrellas de campo hacia la dirección donde se encuentra la nube, este también es un método fotométrico.
- Mediante el conteo estelar dentro y en los alrededores de nubes oscuras se puede obtener información de la distancia a la cual se encuentra dicha nube oscura asociada a la nube de HI (método empírico que vincula la cantidad de estrellas en uno y otro lado).
- Las distancias cinemáticas que tienen su fundamento en el modelo de rotación galáctico, suponiendo movimientos circulares, permiten obtener una distancia aproximada a la concentración gaseosa. Las distancias así obtenidas sólo sirven como indicador secundario, es decir para corroborar las distancias ópticas, cuyo error en la determinación (cercano al 30 %) es menor que el obtenido a través de la cinemática. Sin embargo no hay que desmerecer a esta forma de determinar distancias, pues en ciertas regiones es el único método capaz de dar una estimación de la distancia. En los alrededores del Sol ($r \leq 1$ kpc) vale la aproximación:

$$V_r \text{ (km/s)} = A r \text{ sen} (2 l) \quad [3.2]$$

donde A una de las constantes de Oort ($A = 14 \text{ km kpc}^{-1}\text{s}^{-1}$), l es la longitud galáctica, V_r la velocidad radial observada del objeto y r su distancia al Sol.

Una estimación de la distancia cinemática de la componente $v \sim -10 \text{ km/s}$ para las longitudes galácticas de interés ($110^\circ \leq l \leq 130^\circ$) indica distancias comprendidas entre 700 y 1100 pc. Las asociaciones OB presentes en la zona se encuentran entre 800 y 1000 pc del Sol (Humphreys, 1978). Estudios realizados en la línea de absorción del CN, hacia la región HII S171 (en la dirección de Cep OB4), arrojaron como resultado un frente de absorción a 900 pc (Münch, 1964).

La baja velocidad y la amplia distribución angular de emisión de HI correspondiente al objeto A de Lindblad lo ubican más cerca que la componente de $v \sim -10 \text{ km/s}$. Su distancia cinemática lo ubica entre 3 y 6 pc, es decir en una zona muy próxima al Sol donde las perturbaciones al modelo de rotación diferencial circular son considerables, por dicha razón se acepta que el objeto A es más cercano al Sol que la componente $v \sim -10 \text{ km/s}$, pero de ninguna manera se adopta la distancia cinemática. Racine et al. (1968) estudió las estrellas en nebulosas de reflexión, obteniendo una distancia de 250 pc para DG177 ($l = 112^\circ.1$, $b = 13^\circ.8$) y $400 \pm 80 \text{ pc}$ para Cep R2. Lindblad et al. (1973) estimaron que el anillo en expansión del II cuadrante se encuentra a 300 pc. En la tabla 2 se hace una sinopsis de las distancias obtenida a los objetos celestes recién mencionados como así también y a los que se nombran a continuación.

Cerca del plano galáctico, Lucke (1978) realizó mediciones de enrojecimiento detectando dos frentes de absorción a ~ 300 y $\sim 700 \text{ pc}$. Lo mismo encontraron Neckel & Klare (1980). Snell (1981) estudiando de la misma manera el enrojecimiento hacia la dirección de la nube oscura L1235 encontró el frente de absorción a 200pc. Kun & Prusti (1993) dan una distancia de $300 \pm 50 \text{ pc}$ para L1251.

Heiles (1967) determinó en 300 y 500 pc la distancia a sus dos "sheets", basándose en los estudios de Racine de las nebulosas de reflexión. Dame et al. (1987) adoptaron para su trabajo de

emisión de CO distancias de ~ 300 pc (objeto A) y 800 pc (componente $v \sim -12$ km/s). Grenier et al. (1989) adoptaron para sus nubes moleculares de CO distancias de 300 pc (componente asociada al anillo en expansión: objeto A) y 800 pc (componente vinculada al brazo Local).

Tabla 2

Objeto	d [pc]	Referencia
Asociaciones OB : Cep OB3		
Cep OB4		
Cas OB2		
Cas OB4	800 - 1000	Humphreys (1978)
Cas OB5		
Cas OB7		
Cas OB14		
Región HII S171	900	Münch (1964)
HI A de Lindblad	3 - 6	
$v \sim -10$	700 - 1100	Este trabajo
Nebulosa Reflexión DG177	250	
Cep R2	400 ± 80	Racine (1968)
DG178	500	
A de Lindblad	300	Lindblad (1973)
Frentes de absorción cercanos al plano galáctico	300	Lucke (1978)
	700	Neckel & Klane
Nube oscura L1235	200	Snell (1981)
Nube oscura L1251	300 ± 50	Kun & Prusti (1993)
Sheets de Heiles	300	
	500	Heiles (1967)
CO en emisión A de Lindblad	300	
$v \sim -10$	800	Dame (1987)
Nubes moleculares CO A de Lindblad	300	
Brazo Local	800	Grenier (1989)
Nebulosa Rac157	260	Racine (1968)

Por todos estos indicadores de distancias tomados de la literatura, se van a adoptar las siguientes distancias:

Objeto A de Lindblad: 300 pc

Componente $v \sim -10$ km/s: 800 pc

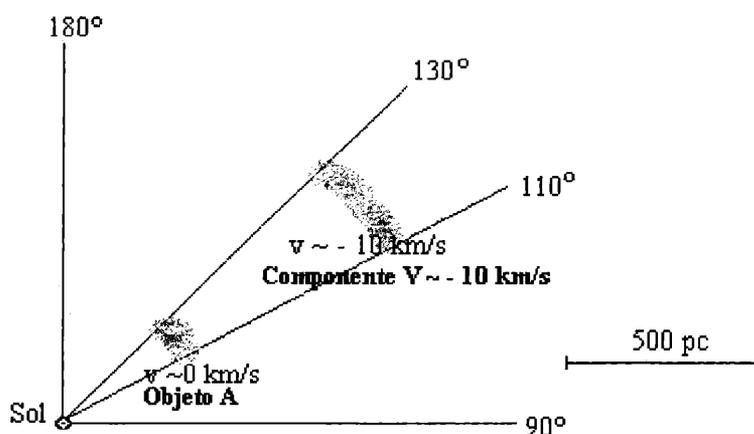


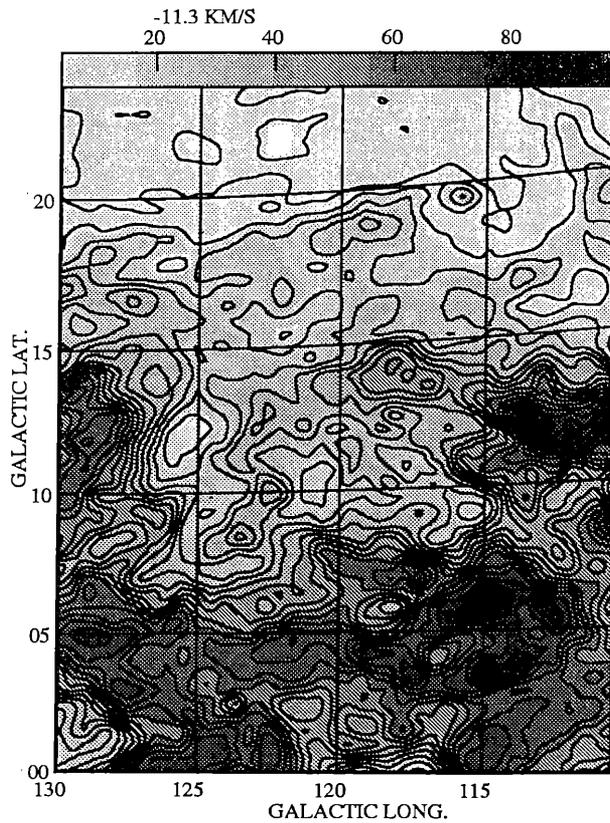
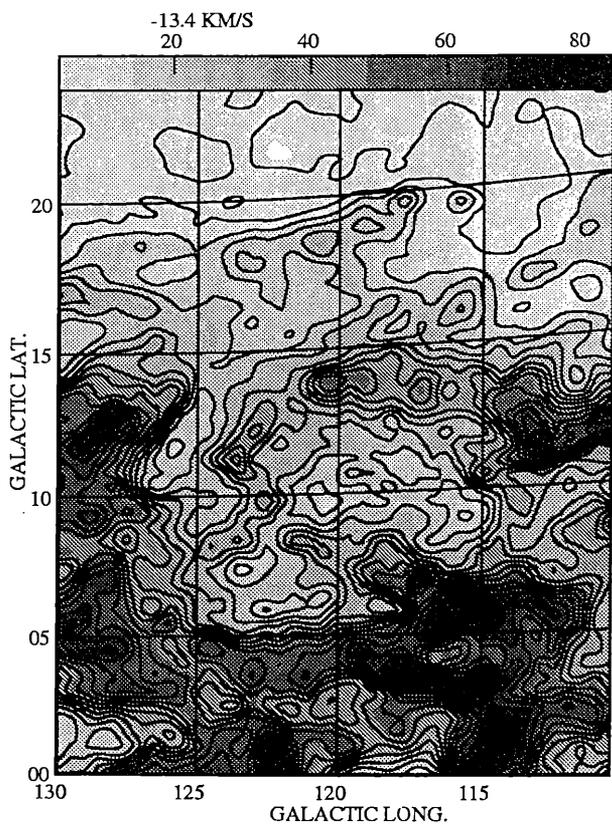
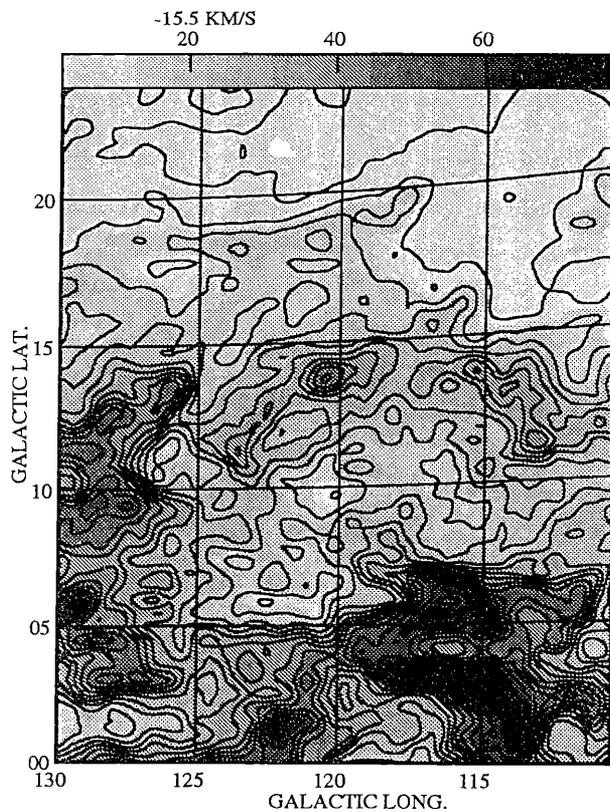
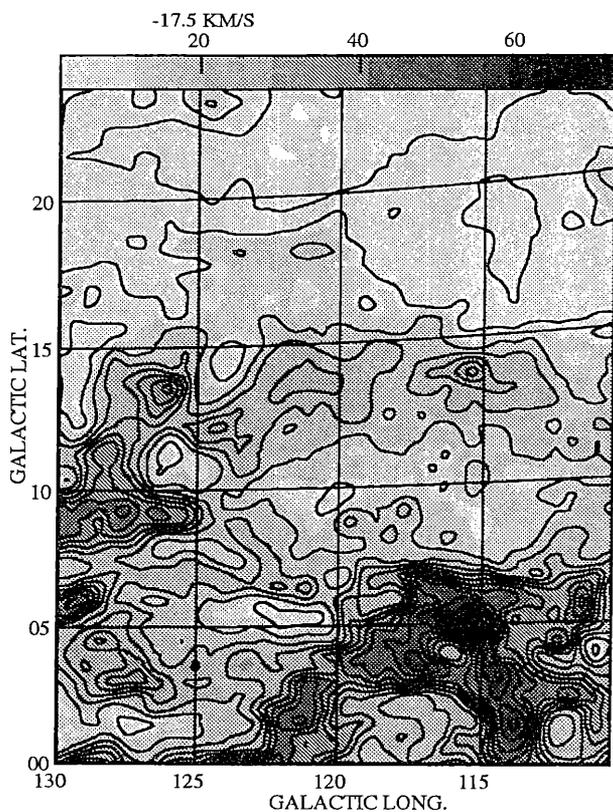
Fig. 9 Distribución espacial de las 2 componentes en velocidad del HI

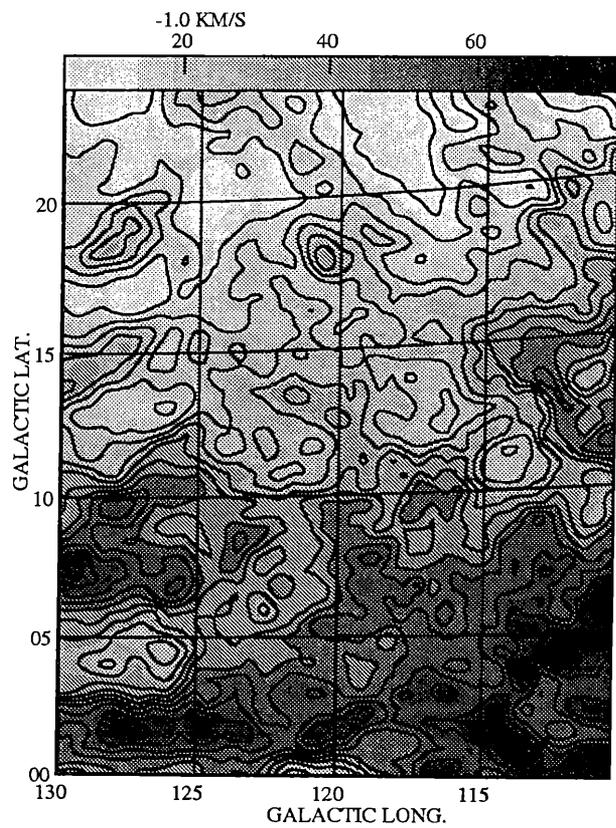
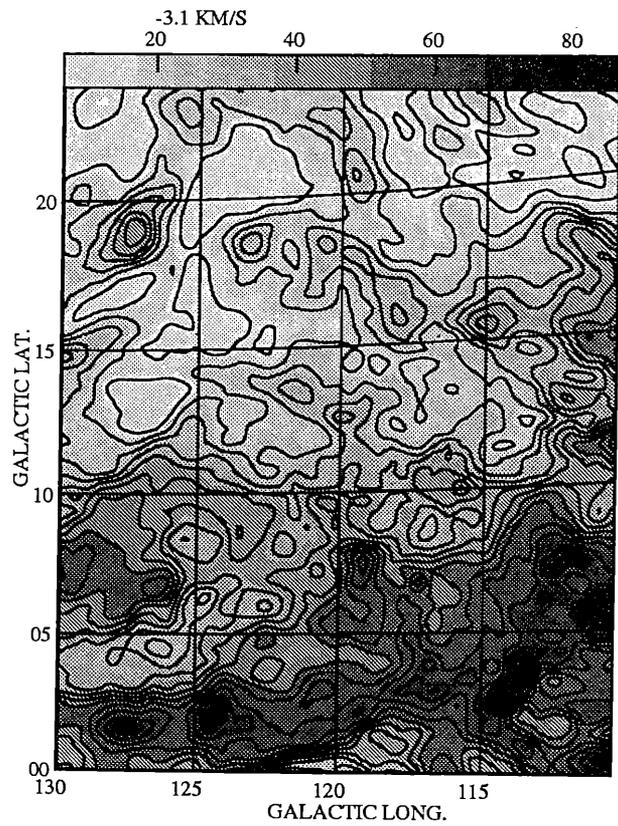
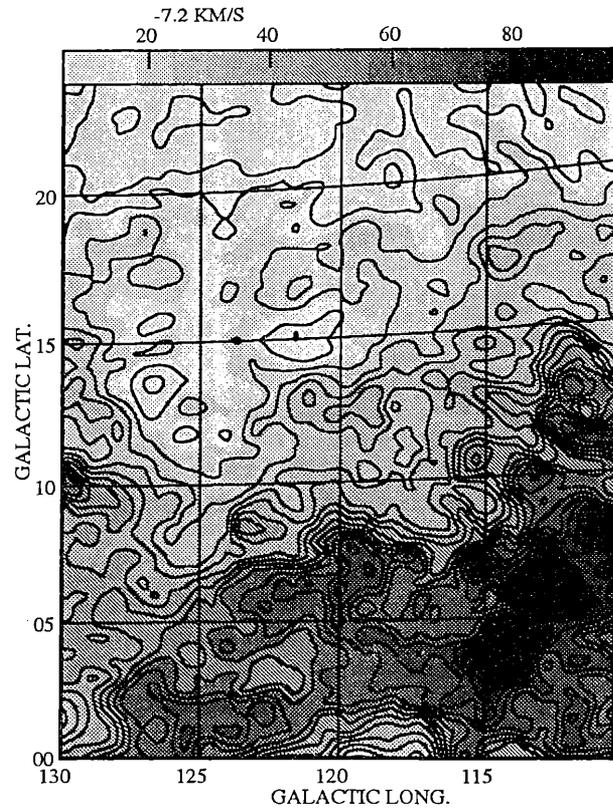
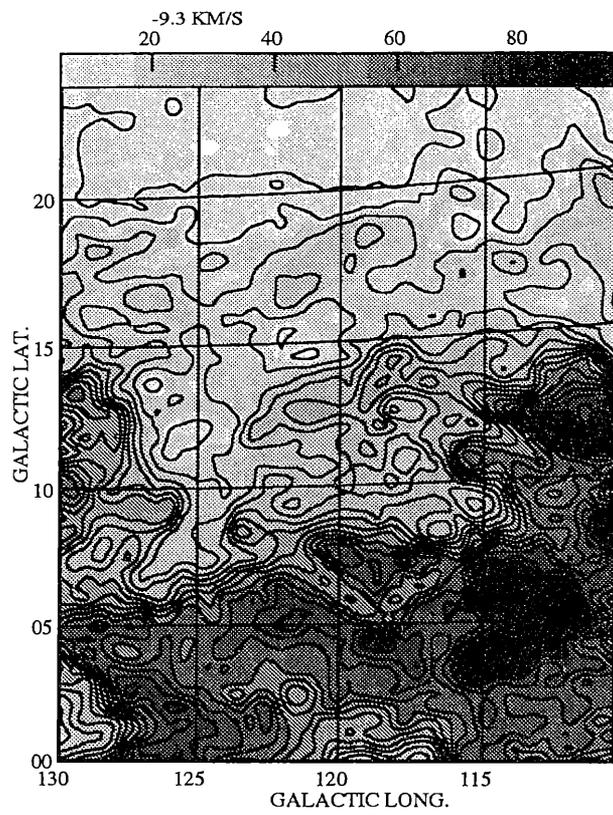
A partir del análisis gaussiano se pudieron obtener las densidades promedio para ambas componentes en velocidad: $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ y $3.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ para el objeto A de Lindblad y la componente $v \sim -10$ km/s respectivamente. Las masas que se obtienen resultan ser de $2.2 \times 10^4 M_{\odot}$ para el objeto A, y $2.8 \times 10^5 M_{\odot}$ para la acumulación de gas más alejada del Sol.

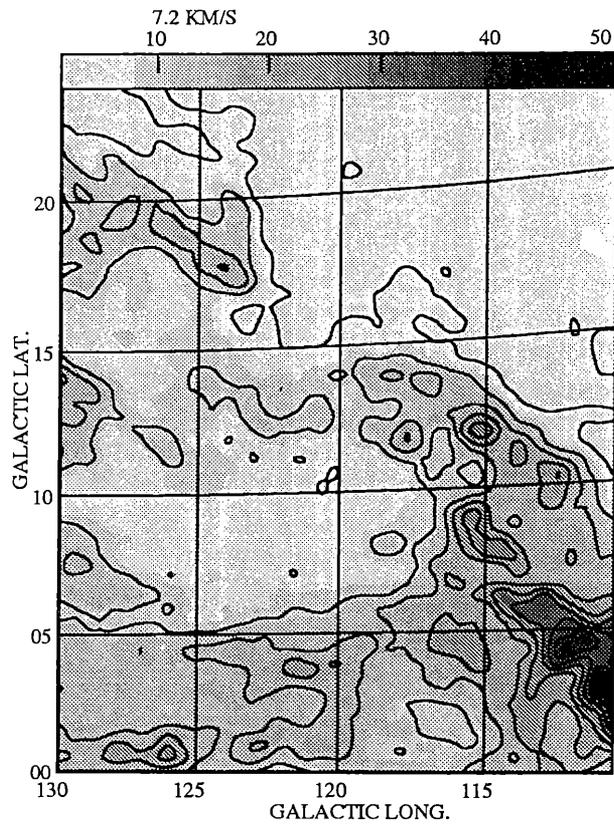
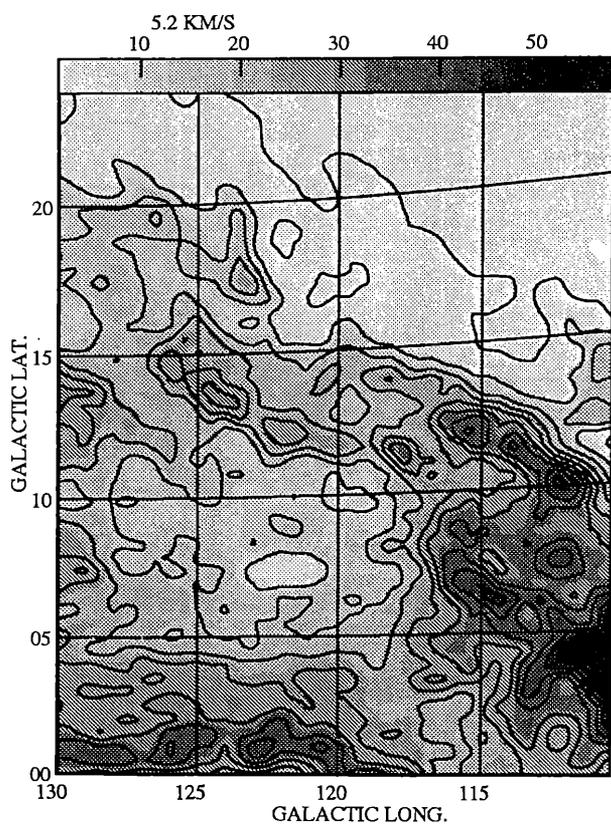
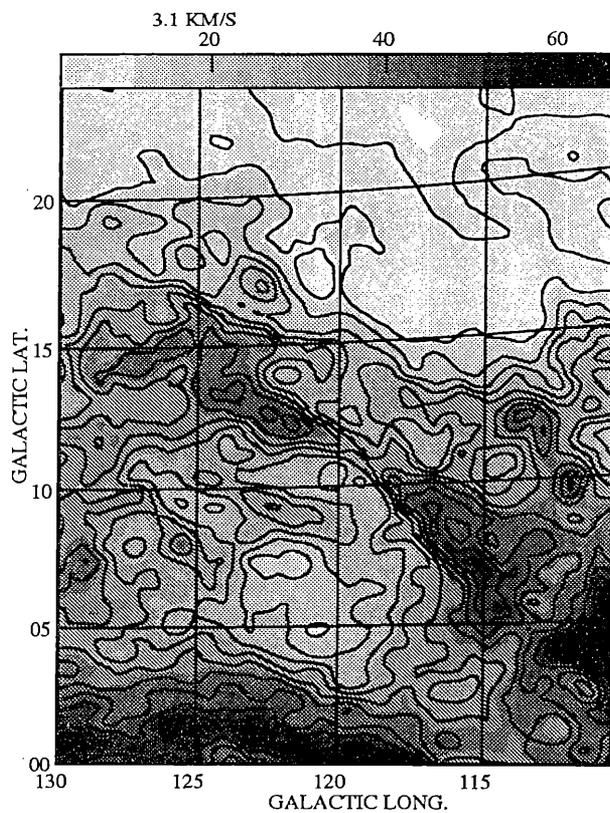
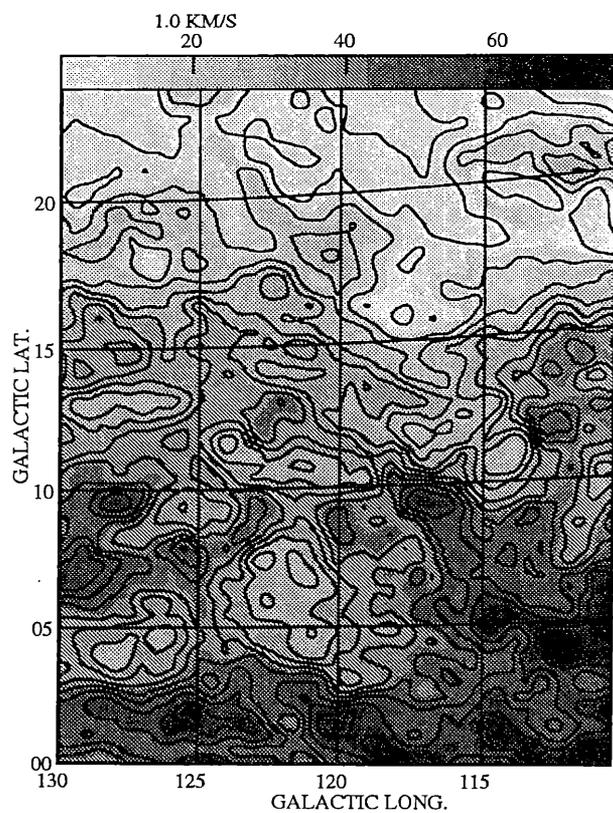
3.3 Cáscara de HI en expansión

Con el programa de procesamiento de imágenes Astronomical Imaging Processing System (AIPS) se construyen los mapas posición-posición para cada velocidad dentro del rango -30 km/s a $+20$ km/s. Cada uno de estos mapas muestra la proyección en el plano del cielo de la distribución de la temperatura de brillo del HI a distintas velocidades radiales, siendo la separación entre ellos de $\Delta v \sim 1$ km/s.

En los mapas de temperatura de brillo para cada velocidad (figura 10) se observa que las concentraciones se distribuyen formando una cáscara incompleta en expansión. Si bien las dimensiones y forma no cambian notablemente con la velocidad, ni son visibles las “tapas”, no puede esperarse que las cáscaras retengan la simetría durante su expansión por un medio







interestelar inhomogéneo. Puede por lo tanto suponerse que la estructura observada forma parte de una cáscara en expansión distribuida alrededor de una región de mínima emisión en 21 cm, prácticamente coincidente con la región de máxima emisión en el continuo de radio de 408 MHz (Haslam et al. , 1981). Ver figura 11.

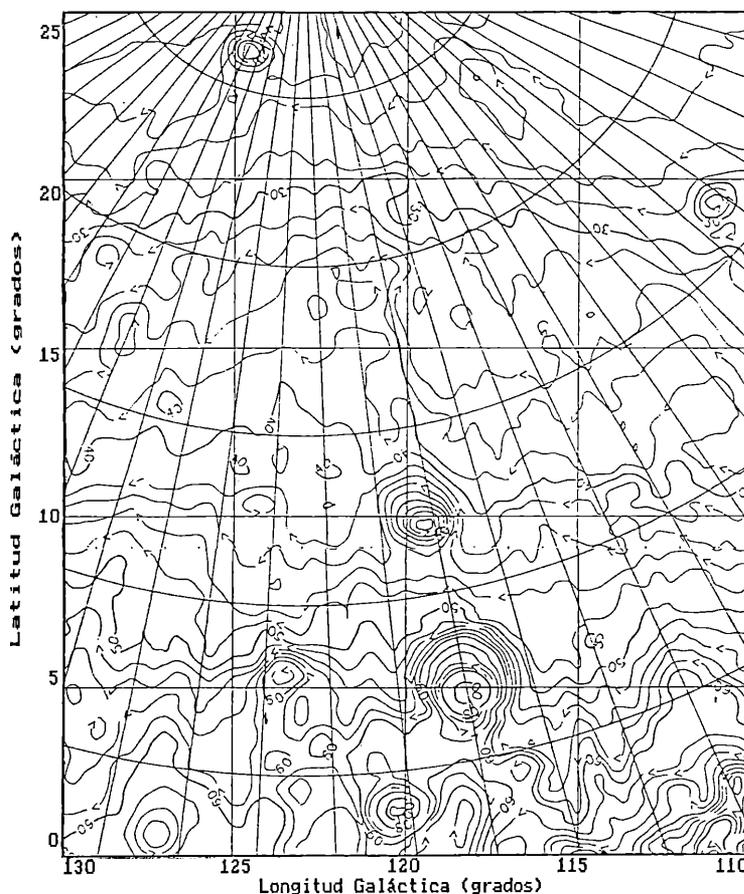


Fig. 11 Continuo de radio en 408 MHz (Haslam et al., 1981)

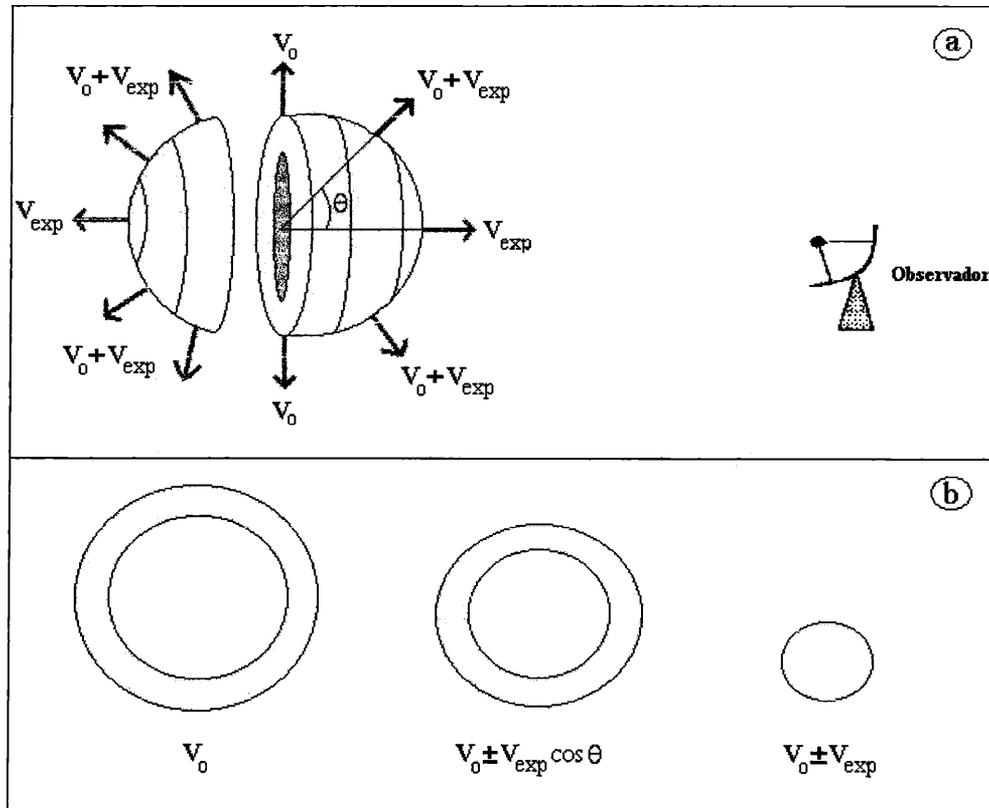
La estructura en expansión presenta una forma elíptica, es visible entre las velocidades -20 km/s y $+8$ km/s, su centro se puede ubicar en las coordenadas galácticas $l = 120^\circ$, $b = 9^\circ.5$ como se puede apreciar en el mapa correspondiente a $v = -13.4$ km/s donde sus dimensiones angulares son máximas: $\Delta l = 12^\circ$, $\Delta b = 10^\circ$. Estos tamaños angulares pueden transformarse en tamaños lineales si se conoce la distancia r a la cual se encuentra la cáscara. Adoptando $r = 300$ pc (Grenier et al., 1989), es decir que la explosión de SN se produjo en el Cinturón de Gould, zona donde existen estrellas OB, la estructura de hidrógeno neutro tiene el eje mayor $d_l = 62$ pc y el eje menor $d_b = 52$ pc.

Se calcula también un radio efectivo de la cáscara: $r_{ef} = \frac{1}{2}(d_l \cdot d_b)^{1/2} \cong 28 \text{ pc}$

En los mapas posición-posición correspondientes a $v = -21.6 \text{ km/s}$ y $v = 8.2 \text{ km/s}$ la cáscara no es visible, sólo se puede apreciar un disco y se considera a la diferencia entre estas dos velocidades como el doble de la velocidad de expansión (v_{exp}), de aquí puede deducirse entonces una $v_{exp} = 15 \text{ km/s}$. [Nota: estos mapas no fueron incluidos en el presente trabajo pero se encuentran disponibles].

Los mapas de distribución de la temperatura de brillo de HI trazados a diferentes velocidades muestran apartamientos notables de la distribución idealizada de una cáscara en expansión. Ver el esquema de la figura 12 donde se muestra en la parte a) a una cáscara esférica en expansión con velocidad baricentral V_0 y velocidad de expansión V_{exp} y en b) el aspecto que tendrían los mapas posición-posición para las diferentes velocidades.

En los mapas de la figura 10 se aprecia claramente a la estructura gaseosa para dos rangos de



velocidades distintos, uno perteneciente a valores negativos $-20.6 \text{ km/s} \leq v \leq -12.4 \text{ km/s}$ y otro a valores positivos $0.0 \text{ km/s} \leq v \leq 8.2 \text{ km/s}$, pertenecen a las cáscaras que se acercan y se alejan respectivamente. Se confeccionaron mapas integrados en ambos intervalos de velocidad, ellos se muestran en la figura 13. Para las velocidades comprendidas entre $-11.3 \text{ km/s} \leq v \leq -1.0 \text{ km/s}$ el gas neutro no presenta la estructura expansiva pues aparece confundido con la componente denominada $v \sim -10 \text{ km/s}$ que se encuentra mucho más alejada (800 pc).

Dada la complejidad de la forma de la cáscara expansiva se calcula la masa de la estructura de 2 maneras distintas:

- Masa faltante. Se utiliza la densidad de columna media \bar{N}_{HI} obtenida a través del análisis gaussiano para la componente gaseosa asociada al Cinturón de Gould, es decir el objeto A del modelo de Lindblad. Las dimensiones del anillo se obtienen del mapa (*l-b*) correspondiente a la velocidad $v = 0.0 \text{ km/s}$ que es donde se puede ver un máximo relativo coincidente en forma y posición con una zona de baja densidad en velocidades negativas ($v = -14.4 \text{ km/s}$). La masa calculada según la ec.

$$M [M_{\odot}] = 2.43 \times 10^{-5} \bar{N}_{\text{HI}} \cdot \Delta l \cdot \Delta b \cdot \cos b \cdot r^2 \cdot \Delta v$$

donde el valor de la densidad de columna media \bar{N}_{HI} se debe introducir en unidades de 10^{19} atm/cm^2 , r en pársec y las dimensiones angulares de la estructura ($\Delta l, \Delta b$) en grados. Se utiliza la densidad de columna media para valores de $b < 10^\circ$: $\bar{N}_{\text{HI}} = 3.62 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, dimensiones $\Delta l \cong \Delta b = 5^\circ$ y $\Delta v = 1.03 \text{ km/s}$. El cálculo dice que la masa faltante es de $2.03 \times 10^3 M_{\odot}$.

- Masa barrida por la onda expansiva que actualmente se acumula en forma de cáscara alrededor de la zona de baja densidad. Se considera la cáscara gaseosa que se mueve a $v = -17.5 \text{ km/s}$, la razón de la elección de esta velocidad para el cálculo de la masa se debe en parte a que se encuentra lo bastante alejada en velocidad de la componente $v \sim -10 \text{ km/s}$ como para que no se superpongan demasiado las características físicas y, por otro lado a que aún es visible el filamento de HI que forma parte de la cáscara en expansión. Sólo se puede

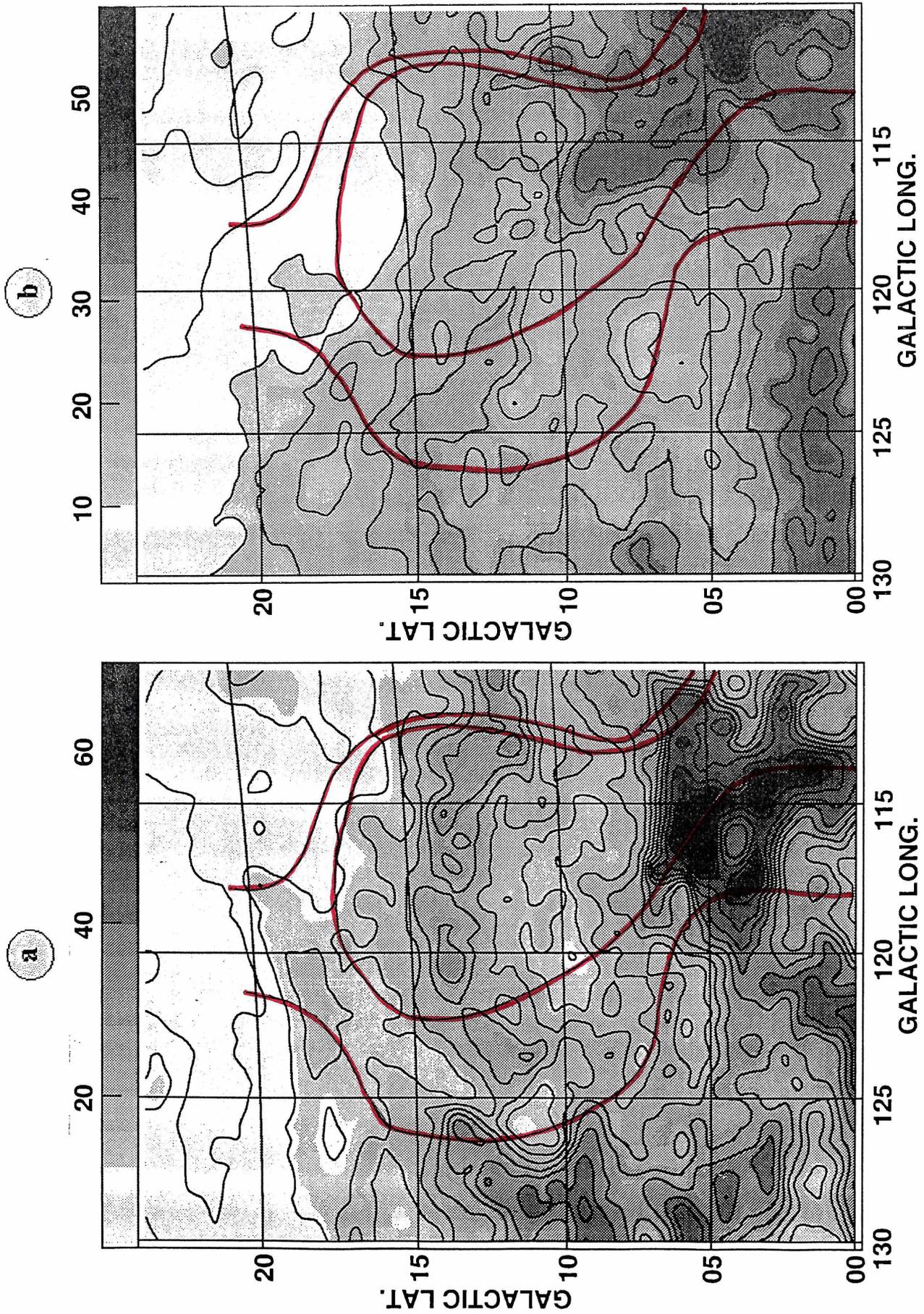


Fig. 13 Distribución de T_b integrada en los rangos de velocidades a) (-20.6, -12.4) y b) (0.0, 8.2). El contorno menor es 5 K y están equiespaciados cada 5 K. Se indica también en color los contornos de máxima emisión de radiación X en la banda B (Grenier et al., 1989)

apreciar la parte superior de la envoltura, por este motivo se calcula su masa y luego, suponiendo similitud para la parte inferior, se extrapola obteniendo así la masa completa de la cáscara. Por planimetría, se obtiene entonces en base al mapa correspondiente a $v = -17.5$ km/s de la figura 10, una masa total barrida $M_{\text{HI}} = 2.03 \times 10^4 M_{\odot}$. Para este cálculo se utiliza la ec. [3.6] del apéndice y se estima que lo observado es sólo el 40% del cascarón.

Si solo se considera que la cáscara está formada por Hidrógeno neutro, las masas que se obtienen son cotas inferiores, pues estoy olvidándome de la existencia de otros elementos más pesados. Si se tiene en cuenta al Helio los valores de la masa obtenida M_{HI} debe multiplicarse por 1.4 dado que este elemento contribuye en un 40% a la masa total. Pero aún se está despreciando la existencia de otros elementos químicos e inclusive del mismo Hidrógeno en su forma molecular.

De los 3 mecanismos más importantes que son capaces de modificar el MIE: vientos estelares, choque de NAV con el plano galáctico y explosiones de estrellas, el que mejor puede explicar la presencia de esta cáscara en expansión es la explosión de una supernova (SN). Argumentos en su favor son:

- i. no existen NAV catalogadas en la zona (Wakker & van Woerden, 1991 y 1997)
- ii. las asociaciones OB se encuentran bastante alejadas como para ser las responsables de la formación de una cavidad de baja densidad producto de los vientos estelares que soplan sus estrellas miembros (Humphreys, 1978; De Zeeuw et al., 1999)
- iii. tampoco existen estrellas tempranas aisladas que pudieran haber originado el agujero de HI (Gies, 1987)

Conviene aquí hacer un alto y hablar de los modelos de explosiones de SN. Hasta no hace mucho tiempo, se consideraba que la estrella progenitora de la SN directamente explotaba arrojando al MIE todo su contenido. Luego se desarrollaron nuevas teorías y hoy es ampliamente aceptado un modelo que propone que la SN explota dentro de un ambiente previamente modificado por la progenitora: durante su existencia genera a su alrededor una zona ionizada y caliente (región HII) donde la presión es menor que en su entorno, luego el viento estelar, producto de la pérdida de masa, barre al MIE que rodea a la estrella formando una zona de baja densidad (burbuja

interestelar) circundada por una zona de acumulación de materia (cáscara), por último se produce la explosión liberando una gran cantidad de materia y energía. A partir de este momento el material eyectado comienza a expandirse en el MIE hasta llegar a confundirse con él. Al cabo de unos cuantos millones de años.

La energía cinética actual ($E_c = \frac{1}{2} M_{HI} v_{exp}^2$) de la cáscara, que se obtiene al considerar la masa

barrida, es 4.56×10^{49} erg. La eficiencia \mathcal{E} con que la energía inicial (E_0) de la explosión de una supernova se convierte en energía cinética (E_c) del medio perturbado, es baja, Spitzer (1978) sugiere $\mathcal{E} = 0.029$, esto cuenta que la estrella al momento de estallar liberó una energía total E de 1.57×10^{51} erg. Este monto energético es consistente con una SN, hecho por el cual se propone que la cáscara de HI en expansión fue provocada por un evento explosivo.

Una SN luego de estallar comienza a expandirse en el MIE modificándolo substancialmente, desde ese momento y hasta que se confunde completamente con el medio circundante pasa por 4 etapas, que según el criterio de evolución tradicional de SNR (ver por ejemplo Spitzer, 1968) son: **expansión libre**, período durante el cual el material eyectado se expande a velocidad constante, luego ingresa en la fase de **expansión adiabática** donde las perdidas radiativas son despreciables, pasa por la siguiente etapa conocida como **fase radiativa** durante la cual la cáscara se expande por conservación del momento y entra al cabo de unos cuantos miles de años a la **etapa de extinción**.

En el contexto de este modelo clásico de los estadios evolutivos de un SNR, desarrollado por Taylor (1950) y Sedov (1959) y, que actualmente, debido a numerosos trabajos que brindan una mejor comprensión de la física involucrada en este acontecimiento explosivo (Cox & Franco, 1981; Shull et al., 1985; Hamilton, 1985; Ostriker & Mc Kee, 1988; Franco et al., 1991; Rozyczka et al., 1993), ha sido mejorado al tener en cuenta diversos factores que modifican al entorno de la estrella progenitora y haciendola explotar en un MIE más “real”.

Entonces, hechas estas aclaraciones, se realizan algunos cálculos para tener una idea aproximada de los principales parámetros de esta cáscara de HI que aquí se postula como resultado de la explosión de una SN. Según Khan (1975) el radio para el cual el SNR entra en la etapa radiativa es:

$$r = 53 \left[\frac{E}{10^{52} \text{ erg}} \right]^{2/7} \left[\frac{n_0}{0.427 \text{ cm}^{-3}} \right]^{-3/7} \text{ pc}$$

donde E es la energía liberada en la explosión y n_0 es la densidad del medio interestelar. De los datos de McCammon et al. (1983) sobre la radiación X, se deduce que la densidad del hidrógeno interestelar en la zona es $\sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$. Según el valor de la energía E obtenido mas arriba, se puede ver que el radio actual del remanente es menor que el radio crítico señalado por Kahn ($r = 43 \text{ pc}$), lo cual significa que el SNR aun no ha alcanzado esta etapa aunque está bastante próxima a ella. Dadas las incertezas en el cálculo de la masa de la cáscara y la adopción de la distancia a la cual se encuentra, se puede decir que se está dentro de un rango de valores razonable y, el hecho que la cáscara de HI sea visible, señala que existen pérdidas por radiación. Entonces el SNR no se encuentra en la etapa adiabática, sino en la siguiente, donde se conserva el momento y, por lo tanto el modelo de Sedov es una aproximación razonable pudiéndose obtener a partir de las ecuaciones de Sedov (Hamilton et al., 1983), la edad estimada del SNR:

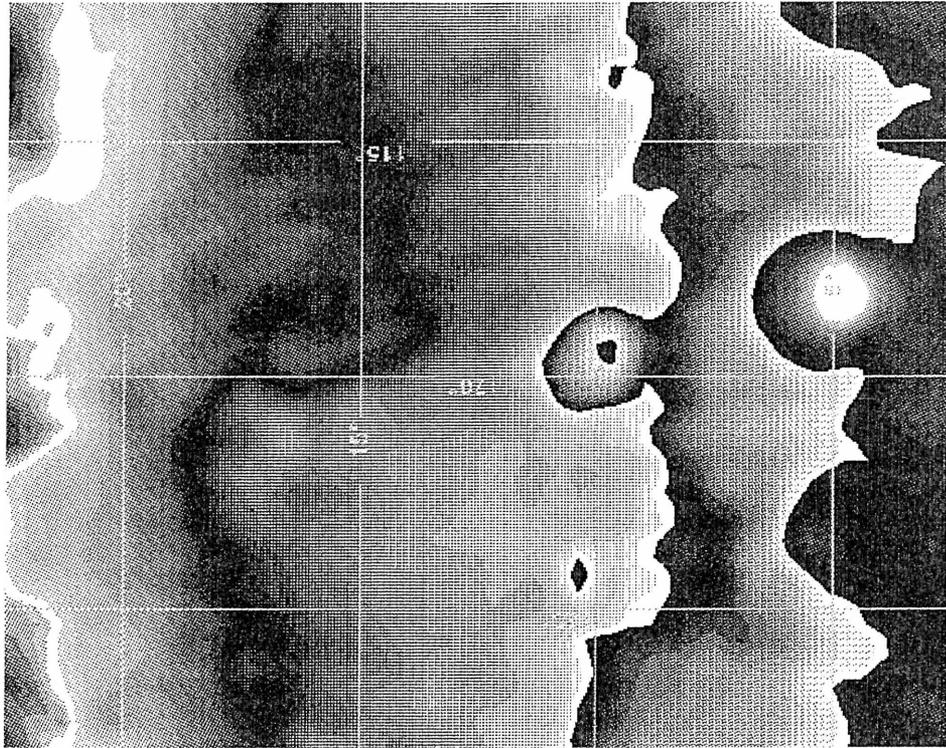
$$E = n_0 \left[\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right] \left[\frac{r}{8.62 \text{ pc}} \right]^3 10^{51} \text{ erg}$$

$$t = 4015 \left[\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right]^{-1/2} \left[\frac{r}{8.62 \text{ pc}} \right] \text{ años}$$

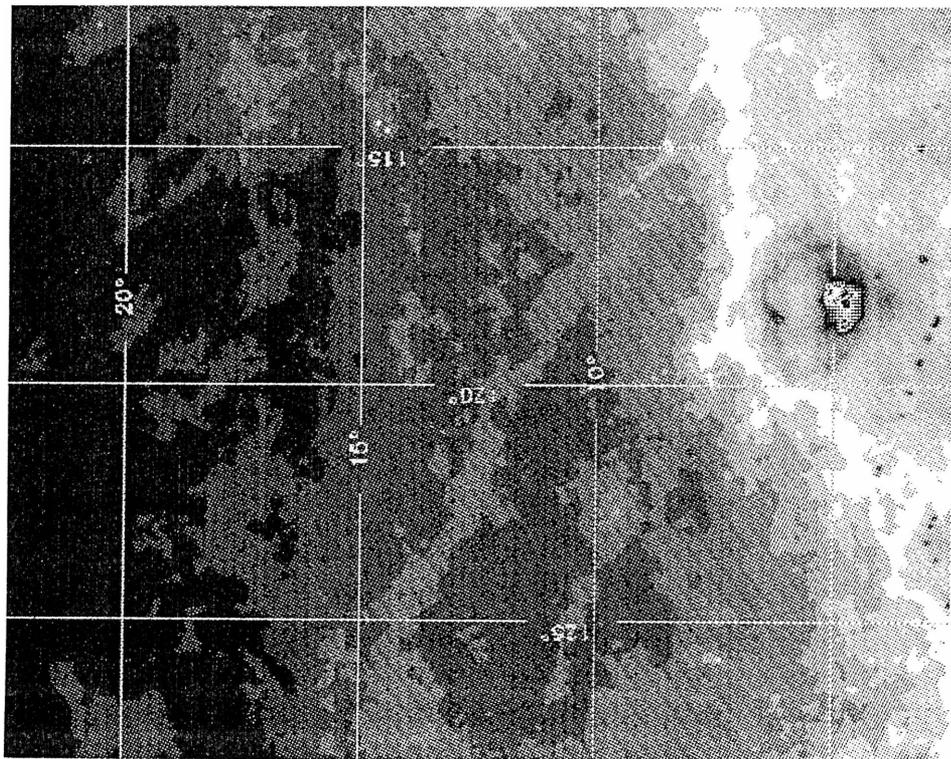
donde t expresa la edad del remanente, E su energía en erg., r el radio en pc y T su temperatura en grados Kelvin. De estas ecuaciones se obtiene que el SNR tendría una edad de 2.7×10^4 años. Este valor coincide dentro de los errores con el publicado por Grenier et al. (1989)

Se consultó la base de datos y mapas en diferentes frecuencias SkyView a la cual se puede acceder a través de Internet (ver cita en la bibliografía) para ver el comportamiento de la región bajo estudio en otras radiaciones. Los mapas obtenidos se presentan en las páginas siguientes.

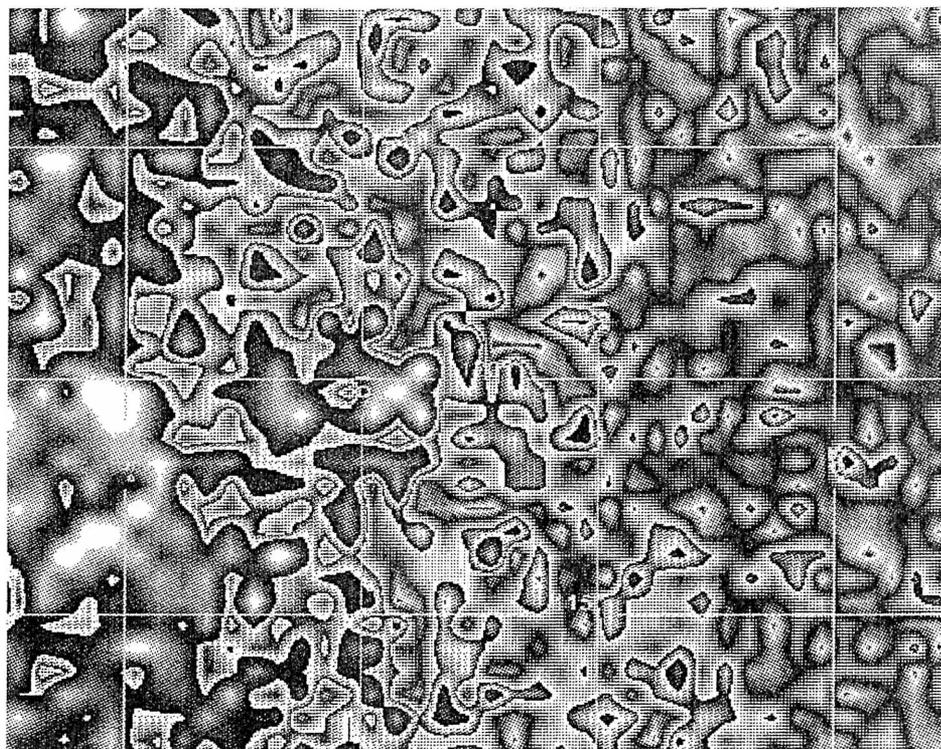
Radiación 408 Mhz



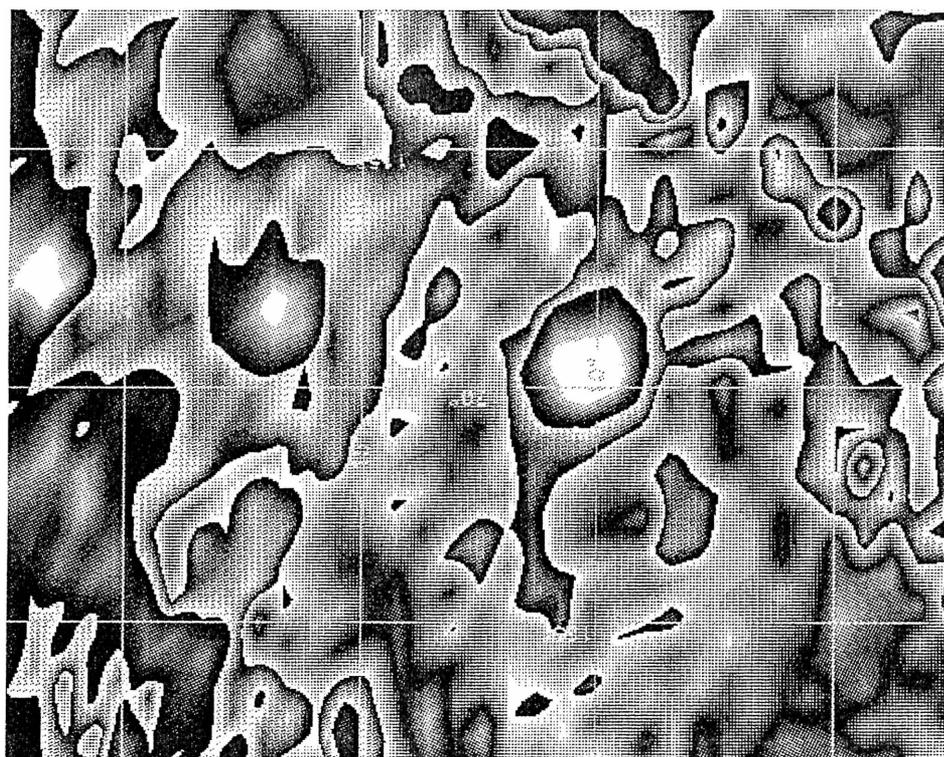
Radiación IR (100 μn)



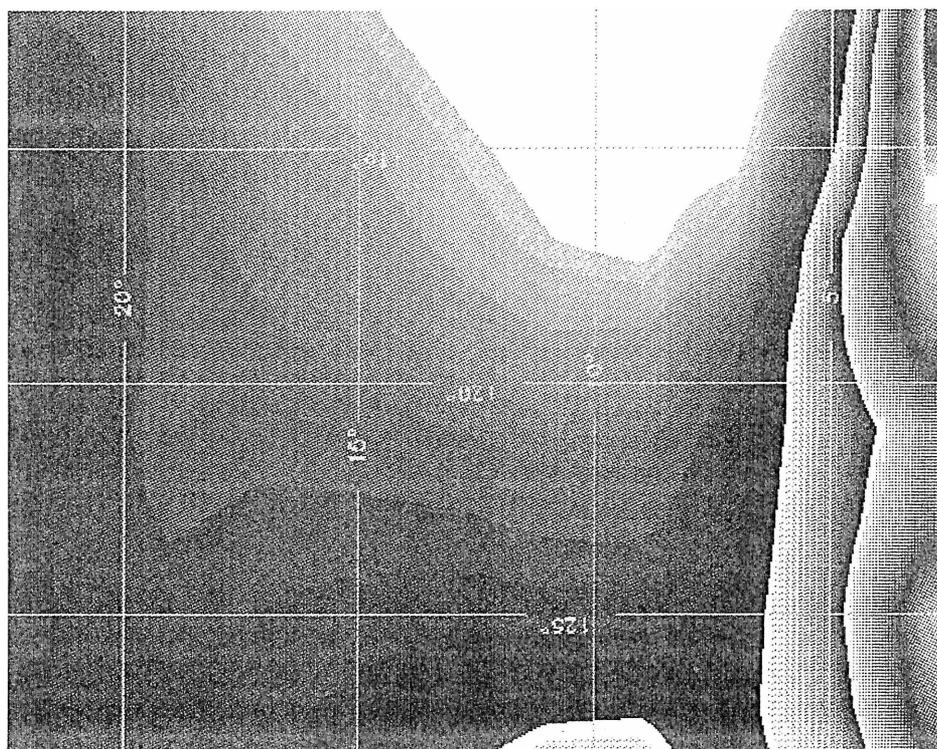
Radiación γ (> 100 Mev)



Radiación X (0.75 Kev)



Radiación UV



4 Conclusiones

El comportamiento del gas neutro local puede ser estudiado mediante la descomposición en gaussianas del perfil de la línea de 21 cm a bajas velocidades. En este trabajo se analizó el rango (-30 km/s, 20 km/s) y luego se seleccionaron las componentes con velocidades cercanas a 0 km/s y -12 km/s donde se encuentran nubes moleculares detectadas por Dame et al. (1987). El análisis gaussiano arrojó como resultado dos componentes en velocidad centradas en 0 km/s y en -10 km/s que se extienden por toda la región bajo estudio y pueden ser fácilmente asociados con los “sheets” encontrados por Heiles (1967) en una zona más reducida en latitud galáctica, b entre 13° y 17° . Se deja para un trabajo posterior el análisis de la distribución y de la cinemática de estas dos componentes en velocidad del gas neutro local. Por el momento se puede decir que la componente de HI en $v = -10$ km/s encontradas en el análisis gaussiano está vinculada con la cáscara de HI dentro del brazo espiral Local (Lindblad, 1967 y 1974) y la otra componente cercana a 0 km/s es el objeto A del modelo de Lindblad, vinculado con el Cinturón de Gould. (Ver figura 9).

Además en este trabajo se ha detectado en la zona del Cepheus Flare una estructura de HI en expansión que puede vincularse con la detectada en otras frecuencias del espectro electromagnético: rayos X, rayos gamma, continuo de radio en 408 y 820 MHz y la línea molecular de CO por Grenier et al. (1989). Según estos autores, dicha estructura en expansión podría explicarse como un viejo remanente de supernova (SNR). Las principales características de la cáscara expansiva observada en la línea de HI en 21 cm se indican en la tabla 4.

Tabla 4: Principales características de la estructura de HI en expansión

Parámetro	Unidad	
Centro (l, b)	grados	(120 , 9.5)
Tamaño angular	grados	12 x 10
Tamaño lineal	pc	62 x 52
Radio efectivo	pc	28
Velocidad de expansión	km/s	15
Distancia	pc	~ 300
Masa faltante	M_{\odot}	2.03×10^3
Masa de cáscara	M_{\odot}	2.03×10^4
Energía cinética	erg.	4.56×10^{49}
Energía inicial	erg.	1.57×10^{51}
Edad	años	2.7×10^4

Las dimensiones de la cáscara de HI detectada, como así también la energía estimada que dio origen a la estructura gaseosa, están de acuerdo con lo encontrado por Grenier et al. en base a un estudio del CO.

Se descartó como posible origen de la estructura de HI a una colisión de una NAV con el plano galáctico, pues en la zona bajo estudio no aparecen NAV catalogadas. Este mecanismo puede dar origen a grandes cáscaras cuyas dimensiones son muy grandes comparadas con la cáscara de HI aquí encontrada ($r = 28$ pc) (Comeron & Torra, 1992).

Como la energía liberada por estrellas jóvenes masivas con procesos de vientos estelares, fotoionización y explosiones de SN explican adecuadamente los tamaños y energías de cáscaras galácticas con radios < 100 pc (Mc Cray & Kafatos, 1987), es razonable suponer que la estructura de HI bajo estudio pueda haber sido generada por este mecanismo. Se desecha la acción exclusiva de vientos estelares emitidos por esta estrella pues en la actualidad no se observan estrellas de este tipo (OB) en la zona.

En el trabajo de Grenier, que utiliza además datos de radiación X en varias bandas, se determina la edad del SNR como así también la temperatura de la cavidad; y concluye que la explosión de la estrella tuvo lugar hace aproximadamente 4×10^4 años, liberando 10^{51} erg. al medio ambiente y

dejando como resultado una cavidad de plasma caliente ($T = 1.5 \times 10^6$ K) de 30 pc de radio.

La altura sobre el plano galáctico del centro de la cáscara, es decir del lugar donde se produjo la explosión es 49 pc. El Cinturón de Gould se encuentra para dicha posición galáctica un poco más cerca del plano ($|z| < 16^\circ$). Sin embargo puede vincularse a la estrella que dio origen al SNR con el Cinturón de Gould pues allí abundan asociaciones OB, estrellas de población I, gas y polvo.

Apéndice

1 Temperatura de brillo

La escala de intensidad del espectro se expresa más convenientemente en temperaturas de brillo T_b , como es costumbre en radioastronomía:

$$T_b(\nu) = T_s [1 - e^{-\tau(\nu)}]$$

La temperatura de brillo T_b para el caso ópticamente delgado (condición que cumple en general el HI galáctico, excepto en algunas regiones donde la línea de 21 cm se encuentra saturada), puede escribirse en términos de la profundidad óptica τ de la siguiente manera:

$$T_b(\nu) = T_s \tau(\nu) \tag{1.1}$$

siempre y cuando se descarte toda posible emisión de fondo.

Conviene pasar de frecuencias ν a velocidades vía efecto Doppler, pues es una forma más rápida y evidente de ver la información que brinda un perfil de línea. Al realizar esta conversión la ecuación anterior queda:

$$T_b(v) = T_s \tau(v) \tag{1.2}$$

La profundidad óptica es la integral a lo largo de la visual del coeficiente de absorción χ , siendo χ una función que depende de la frecuencia según $\chi(\nu) = C(\nu) n_0(r) f_D(\nu) / T_s$. Si se la expresa

en términos de la velocidad v introduciéndola en la ecuación [1.2] se obtiene:

$$T_b(v) = C_v \int n_0(r) f_D(v) dr \quad [1.3]$$

donde $n_0(r)$ es el número de partículas por cm^2 que existen en el nivel de energía inferior, es decir es una densidad superficial de partículas, $f_D(v)$ es la función distribución de velocidad, y C_v es una constante para cada frecuencia.

Si se escribe a la densidad superficial de partículas $n_0(r, v)$ que se encuentran en un rango de distancias dr y de velocidades dv , como el producto de $n_0(r)$ por la función distribución de velocidades, es decir:

$$n_0(r, v) = n_0(r) f_D(v)$$

la ec. [1.3] se transforma en

$$T_b(v) = C_v \int n_0(r, v) dr = C_v N_0(v) \quad [1.4]$$

donde $N_0(v)$ es la densidad de columna del nivel inferior para una cierta velocidad v . La densidad de columna total para el caso del HI, siempre para una velocidad dada, es: $N_{\text{HI}}(v) = 4 N_0(v)$. Se puede ahora expresar a la temperatura de brillo en términos de la densidad de columna total:

$$T_b(v) = C_v N_{\text{HI}}(v) / 4 \quad [1.5]$$

Si se considera una función distribución de velocidades $f_D(v)$ gaussiana entonces $T_b(v)$ también será una gaussiana (por ec. [1.3]). Esto es el fundamento del ajuste gaussiano que se le realiza al perfil de una nube.

2 Densidad de columna

A partir de la ec. [1.5] se puede ver luego de reemplazar el valor de la constante C_v

$$N_{\text{HI}}(v) = 1.823 \times 10^{18} T_b(v) \quad [2.1]$$

La densidad de columna total se obtiene integrando sobre todas las velocidades:

$$N_{\text{HI}} = 1.823 \times 10^{18} \int T_b(\nu) d\nu \quad [2.2]$$

Para el cálculo numérico se aproxima la integral por una sumatoria:

$$N_{\text{HI}} = 1.823 \times 10^{18} \sum T_b(\nu) \Delta\nu$$

y para el caso de que el ancho de cada canal, en km/s, sea constante:

$$N_{\text{HI}} = 1.823 \times 10^{18} \Delta\nu \sum T_b(\nu)$$

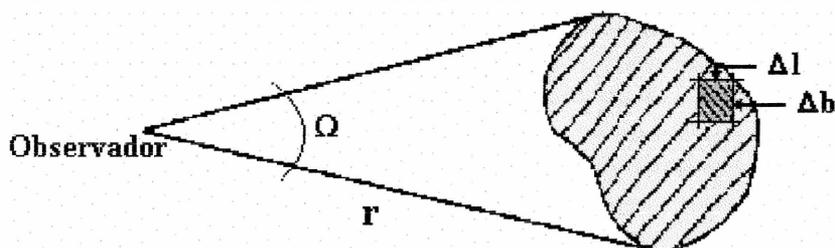
3 Cálculo de masas

La masa total M de una región observada de área A ubicada a una distancia r se puede obtener a partir de la expresión:

$$M = N \cdot A$$

donde N es la densidad de columna. Si la región de interés subtende un ángulo sólido Ω , su área es

$$A = \Omega \cdot r^2$$



con lo cual para el hidrógeno neutro dicha masa será:

$$M = N_{\text{HI}} \cdot m_{\text{HI}} \cdot \Omega \cdot r^2 \quad [3.1]$$

Si se quiere referirla a masas solares se debe tener en cuenta que $1 M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ g, con lo cual luego de reemplazar el valor en gramos de un átomo de hidrógeno ($m_{\text{HI}} = 1.66 \times 10^{-24}$ g) se obtiene:

$$M [M_{\odot}] = 8.3 \times 10^{-58} \cdot N_{\text{HI}}[\text{cm}^{-2}] \cdot \Omega [\text{rad}^2] \cdot r^2[\text{cm}^2] \quad [3.2]$$

El ángulo sólido Ω se relaciona con las coordenadas galácticas l y b , ambas expresadas en grados sexagesimales, según:

$$\Omega[\text{rad}^2] = \left(\frac{\Pi}{180^\circ}\right)^2 \cdot \Delta l [^\circ] \cdot \Delta b [^\circ] \cdot \cos b$$

reemplazando en la ec [3.2] se puede ver que la masa total de HI involucrada es:

$$M [M_{\odot}] = 8.3 \times 10^{-58} \left(\frac{\Pi}{180^\circ}\right)^2 N_{\text{HI}}[\text{cm}^{-2}] \cdot \Delta l [^\circ] \cdot \Delta b [^\circ] \cdot \cos b \cdot r^2[\text{cm}^2] \quad [3.3]$$

expresando la distancia r en parsec ($1 \text{ pc} = 3.1 \times 10^{18} \text{ cm}$) y a la densidad de columna en unidades de 10^{19} se obtiene:

$$M [M_{\odot}] = 2.43 \times 10^{-5} N_{\text{HI}}[\text{cm}^{-2}] \cdot \Delta l [^\circ] \cdot \Delta b [^\circ] \cdot \cos b \cdot r^2[\text{pc}^2] \quad [3.4]$$

Si la región de área A es irregular, siempre es posible subdividirla en pequeñas regiones en cada una de las cuales la densidad columnar N_{HI} tenga un valor diferente y constante, de esta manera la ec.[3.4] puede escribirse

$$M [M_{\odot}] = 2.43 \times 10^{-5} r^2[\text{pc}^2] \sum_i N_{\text{HI}_i} \cdot \Delta l_i \cdot \Delta b_i \cdot \cos b_i \quad [3.5]$$

Si Δl_i y Δb_i son constantes, la masa total de HI de la región investigada que se encuentra a una distancia r , en parsec, puede calcularse según:

$$M [M_{\odot}] = 2.43 \times 10^{-5} r^2[\text{pc}^2] \cdot \Delta l \cdot \Delta b \cdot \sum_i N_{\text{HI}_i} \cdot \cos b_i \quad [3.6]$$

Bibliografia

- Berkhuijsen E.M. (1973), *A&A*, **24**, 143
- Blomme R. (1990), *A&A*, **229**, 513
- Burton W.B. (1974) en *Galactic and Extragalactic Radioastronomy*, ed. Verschuur & Kellermann, pag. 97
- Clemens D.K. & Barvainis R. (1988), *ApJS*, **68**, 257
- Comeron F. & Torra J. (1992), *A&A*, **261**, 94
- Comeron F. & Torra J. (1994), *A&A*, **281**, 35
- Cox D.P. & Franco J. (1981), *ApJ*, **251**, 687
- Dame T.M., Ungerechts H., Cohen R.S., de Geuss E.J., Grenier I.A., May J., Murphy D.C., Nyman L.A. & Thaddeus P. (1987), *ApJ*, **322**, 706
- de Zeeuw P.T. , Hoogerwerf R., de Bruijne J.H.J., Brown A.G.A. & Blaauw A. (1999), *AJ*, **117**, 354
- Dorschner J. & Gürtler, J. (1964), *Astron. Nachr.*, **287**, 157
- Ewen H.I. & Purcell E.M. (1951), *Nature*, **168**, 356
- Field G.B, Goldsmith D.W. & Habing H.J. (1969), *ApJ*, **155**, 144
- Franco J., Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P. & Rozyczka M. (1991), *PASP*, **103**, 803
- Gies D.R. (1987), *ApJS*, **64**, 545
- Grape K. (1975), *Stockholm Observatory Report N° 9*
- Grenier I.A., Lebrum F., Arnaud M., Dame T.M. & Thaddeus P. (1989), *ApJ*, **347**, 231

- Hamilton A.J.S, Sarazin C.L. & Chevalier R.A. (1983), *ApJS*, **51**, 115
- Hamilton A.J.S. (1985), *ApJ*, **291**, 523
- Harbing G.H. & Bell K.R. (1988), *Lick Obs. Bull.* 1111
- Hartmann D., Kalberla P.M.W., Burton W.B. & Mebold U. (1996), *A&AS*, **119**,115
- Hartmann D. & Burton W.B. (1997), *An Atlas of Galactic Neutral Hydrogen Emision*,
Cambridge Univ. Press
- Hartmann D. et al., (1999), *ApJS*, **123**, 79
- Haslam C.G.T., Salter C.J., Stoffel H. & Wilson W.E. (1981), *A&AS*, **47**, 1
- Heiles C. (1967), *ApJS*, **15**, 97
- Howarth I.D. & Prinja R.K. (1989), *ApJS*, **69**, 527
- Hu E.M. (1981), *ApJ*, **248**, 119
- Hubble E.P. (1934), *ApJ*, **79**, 8
- Hughes E.V.A. & Routledge D. (1972), *AJ*, **77**, 210
- Humphreys R.M. (1978), *ApJS*, **38**, 309
- Kahn F.D. (1975), *Proc. 14 Int. Cosmic Ray Conf., Munich*, **11**, 3566
- Kun M. & Prusti T. (1993), *A&A*, **272**, 235
- Lindblad P.O. (1967), *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **19**, 34
- Lindblad P.O., Grape K., Sandqvist, A. & Schober J. (1973), *A&A*, **24**, 309
- Lindblad P.O. (1974), *Highlights of Astron., IAU* **3**, 381
- Lucke P.B. (1978), *A&A*, **64**, 367
- Lynds B.T. (1962), *ApJS*, **7**, 1
- McCammon D., Burrows D.N., Sanders W.T. & Kraushaar W.L. (1983), *ApJ*, **269**, 107
- Mc Cray, R. & Kafatos, M. (1987), *ApJS*, **317**, 190
- Mc Kee, C.F. & Ostriker, J.P. (1977), *ApJ*, **218**, 148
- Meyerdierks, H. (1991), *A&A*, **251**, 269
- Münch G. (1964), *ApJ*, **140**, 107
- Neckel T. & Klare G. (1980), *A&AS*, **42**, 251
- Olano C.A. (1982), *A&A*, **112**,195
- Oort J.H. (1966) *BAN*, **18**, 421
- Ostriker J.P. & Mc Kee C.F. (1988), *Rev. Mod. Phys.*, **60**, 1

- Pöppel W. (1997), *Fundamentals of Cosmic Physics*, OPA , Vol. 18, 1
- Racine R. (1968), *AJ*, **73**, 233
- Rozyczka M., Tenorio-Tagle G., Franco J. & Bodenheimer P. (1993), *MNRAS*, **261**, 674
- Sedov L.I. (1959), *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, New York: Academic Press
- Sharpless S. (1959), *ApJS*, **4**, 257
- Shull P.J., Dyson J.E., Kahn F.D. & West K.A. (1985), *MNRAS*, **212**, 799
- Simonson III, S.C. & van Someren Greve H.W. (1976), *A&A*, **49**, 343
- Snell R.L. (1981), *ApJS*, **45**, 121
- Snow Th.P. (1982), *IAU Symp.*, **98**, 377
- Snowden S.L., Freyberg M.J., Plucinsky P.P., Schmitt J.H.M.M., Trümpler J., Voges W., Edgar R.J., McCammon D. & Sanders W.T. (1995), *ApJ*, **454**, 643
- Spitzer L. (1968), *Diffuse Matter in Space*, New York: Interscience Publishers, pag. 194
- Spitzer L. (1978), *Physical Processes in the Interstellar Medium*, Wiley Interscience, pag. 260
- Taylor G.I. (1950), *Proc. Roy. Soc. London, A*, **101**, 159
- Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P., Rozyczka M. & Franco J. (1986), *A&A*, **170**, 107
- Tenorio-Tagle G., Franco J., Bodenheimer P. & Rozyczka M. (1987), *A&A*, **179**, 219
- Taylor D.K., Dickman R.L. & Scoville N.Z. (1987), *ApJ*, **315**, 104
- Velden L. & Hirth W. (1982), *A&A*, **113**, 340
- Wakker B.P. & van Woerden H. (1991), *A&A*, **250**, 509
- Wakker B.P. & van Woerden H. (1997), *Ann. Rev. A&A*, **35**, 217
- Weaver H. (1974), *Highlights of Astron.*, IAU, **3**, 423

Otros artículos consultados

- Heiles C. (1979), *ApJ*, **229**, 533
- Yonekura Y., Dobashi K., Mizuno A., Ogawa H. & Fukui Y. (1997), *ApJS*, **110**, 21
- McGlynn T., Scollick K. & White N., *SkyView: The Multi - Wavelength Sky on the Internet*
<http://skyview.gsfc.nasa.gov> en NASA Goddard Space Flight Center

Agradecimientos

Mi más sincero agradecimiento al Dr. Carlos Olano y a la Dra. Virpi Niemela por la dirección de este trabajo. Al Dr. Olano por su infinita paciencia y el valioso tiempo que empleó al guiarme en esta investigación.

Al Dr. Esteban Bajaja por facilitarme el CD-ROM del Atlas de Hidrógeno Neutro Galáctico.

A la Dra. Cristina Martín por enseñarme las bondades del programa DrawSpec en la descomposición gaussiana.

Al Dr. Ricardo Rizzo y a la Lic. Silvina Cichowolski por el tiempo que me dedicaron al enseñarme las primeras armas en el manejo del programa AIPS y en la confección de los mapas.

A mis Padres por el solo hecho de serlos y porque siempre están.

Y a todos los que de alguna u otra forma han colaborado en la concreción de este trabajo.