

*SUPERCÁSCARAS DE HIDRÓGENO  
NEUTRO*

**Laura Andrea Suad**

Director: Dr. E. Marcelo Arnal

Tesis presentada para el grado de Licenciatura en  
Astronomía  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas  
Universidad Nacional de La Plata

Marzo de 2008

# Agradecimientos

Seguramente sola no lo hubiera logrado... Por eso quiero agradecer a todas las personas que estuvieron a mi lado durante todos estos años.

En primer lugar quiero agradecer a mi familia. A mi papá, mi mamá, mis hermanos, Anabella, Anise y Mati. Y también, por supuesto, a Juan y a Fabi. Sin ellos hubiera sido imposible.

A mi compañero de vida, Michael. Gracias por generar lindos momentos cuando más lo necesitaba.

A mi director Marcelo Arnal. Por su increíble paciencia, su tiempo dedicado y por generar un ambiente de trabajo muy cálido.

A mi abuela, mis tíos y primos.

A mis compañeros y amigos de la facultad, en especial a mi gran amiga Ceci y a Brico por haber estado siempre.

A mis amigos de la vida, las chicas de voley, Naty y Fer, y a mis amigos del Echeverría.

A la Asociación Argentina de Astronomía, por haberme otorgado la beca a la estimulación científica.

A la Universidad Nacional de La Plata, por brindar una educación gratuita y de excelencia.

Al IAR por brindarme sus instalaciones.

A todos los profesores que siempre estuvieron predispuestos a solventar las dudas que se pudieran presentar.

A Mariela, Sixto y Aylín, por haber sido tan cálidos conmigo.

Y, por supuesto, a Luna y Federica.

# Indice General

1. Introducción	4
1.1 Supercáscaras de Hidrógeno Neutro	4
1.2 Importancia de las Supercáscaras	6
1.3 Objetivos de esta Tesis	8
2. Bases de Datos y Técnicas de Análisis utilizadas	10
2.1 Procedencia de los Datos	10
2.2 Temperatura de Brillo	13
2.3 Obtención de los Parámetros de las Supercáscaras	15
2.3.1 La Velocidad de Expansión	16
2.3.2 Distancias Cinemáticas	18
2.3.3 La Masa	21
2.3.4 La Densidad	24
2.3.5 Energía Cinética de expansión	25
2.3.6 Fuentes de Error	25
3. La Supercáscara GS319-01+13	29
3.1 Cálculo del ruido	29
3.2 Descripción de las Observaciones	30
3.3 Parámetros de la Supercáscara GS319-01+13	33
3.3.1 Velocidades Mínima, Máxima, Central y de Expansión	33
3.3.2 Distancias Cinemáticas	36
3.3.3 Longitud y Latitud Galácticas Centrales y Parámetros	37
3.4 Origen de la Supercáscara	43
4. Conclusiones	47

# Capítulo 1

## 1 Introducción

### 1.1 Supercáscaras de Hidrógeno Neutro

Las supercáscaras de hidrógeno neutro (SC-HI) se encuentran entre los objetos más enigmáticos e interesantes del medio interestelar. El primero en estudiarlas fue Heiles (1979, 1984) y en su trabajo concluye que éstas no parecen tener correlación con otros tipos de objetos astronómicos, excepto quizás con cúmulos estelares jóvenes. Esto último, sin embargo, no se pudo probar en todos los casos. Diversos mecanismos físicos han sido propuestos para explicar el origen de las supercáscaras. Entre los mismos cabe citar los efectos combinados de los vientos estelares de estrellas de gran masa y las explosiones de supernovas que sufren las mismas hacia el final de su evolución.

Se denominan supercáscaras a aquellas estructuras detectadas por medio de la emisión de la línea de hidrógeno neutro (HI) en una longitud de onda de 21 cm ( $\lambda \sim 21$  cm), para cuya formación se necesita una energía mayor que  $3 \times 10^{52}$  ergs (Heiles, 1979). Reciben este nombre debido a su gran tamaño y por el elevado requerimiento de energía para su formación. La tasa de producción de las supercáscaras es de  $10^{-7}$  año<sup>-1</sup> (Heiles, 1979).

Observaciones realizadas en la línea de 21-cm del átomo de hidrógeno neutro (Heiles 1979, 1984; Rand & Stone 1996; de Blok & Walter 2000; McClure-Griffiths et al., 2002) han permitido identificar una variedad de supercáscaras cuyos tamaños lineales van desde unas pocas decenas hasta centenares de parsecs. Las supercáscaras de mayor tamaño lineal, requieren para su formación una inyección de energía en el medio interestelar (MIE) del orden de  $10^{53}$  a  $10^{54}$  ergios. La forma de las mismas es aproximadamente esférica, aunque tienden a alargarse a lo largo del plano galáctico, con una zona interna de muy baja densidad que se encuentra rodeada por paredes de HI. Dichas paredes pueden llegar a expandirse a velocidades de varias decenas de kilómetros por segundo. La energía necesaria para formar una supercáscara es cientos de veces mayor que la disponible en una explosión de supernova ( $\sim 10^{51}$  ergs) correspondiente a una sola estrella. Esto implica que centenares de estrellas de masa mayor

a 8 masas solares ( $M > 8M_{\odot}$ ) deberían haber vivido y evolucionado en un volumen relativamente pequeño, como para poder explicar la formación de las SC-HI por los procesos anteriormente mencionados. Ese agregado de estrellas de gran masa se conoce como supercúmulo. Como los supercúmulos de estrellas necesarios para explicar las estructuras de mayor tamaño no son muy abundantes en galaxias como la Vía Láctea (Kennicutt, Edgar & Hodge 1989), mecanismos alternativos de formación han sido sugeridos, tales como la colisión de nubes de alta velocidad en la Vía Láctea (Tenorio-Tagle, 1981), las explosiones de rayos gamma (Efremov, Elmegreen & Hodge, 1998; Loeb & Perna, 1998), y la formación de estrellas de quarks a partir de estrellas de neutrones (Haensel & Zduk, 2007). Estos mecanismos, si bien abren nuevas opciones, no se encuentran libres de dificultades a la hora de interpretar algunas características observacionales de las SC-HI.

McClure-Griffiths et al. (2002) realizaron un relevamiento de 19 SC-HI en el Plano Sur Galáctico. En base a ese relevamiento, concluyeron que las SC-HI tienen una distribución particular en la Vía Láctea, encontrándose la mayoría de éstas entre los brazos espirales de la Galaxia. Se ofrecen varias explicaciones para este efecto, en particular, que el gradiente de densidad fuera de los brazos espirales, combinado con la cantidad de estrellas requeridas para crear supercáscaras, podrían explicar el lugar preferencial donde se ubican las mismas.

Las supercáscaras se pueden observar a diferentes longitudes de onda según sea el caso:

- En la línea de 21 cm del átomo de hidrógeno neutro. Esta línea de emisión se origina debido a la transición entre niveles de la estructura hiperfina del estado fundamental del átomo de HI.
- En el continuo de radio, debido a la emisión libre-libre, producida cuando un electrón es desviado de su trayectoria por un ion. Esto sólo ocurre si hay presencia estelar de gran masa dentro de la supercáscara. Al ser estrellas de gran masa, tienen temperaturas efectivas altas, por lo que la tasa de fotones en el continuo de Lyman es elevada, y por lo tanto ionizan el medio circundante.
- En el infrarrojo (IR), debido a la presencia de granos de polvo relacionados con la supercáscara. La emisión en el IR se pro-

duce debido a la absorción de radiación de un fotón energético por el grano de polvo, este último se calienta y emite radiación en el IR. (Whittet, 1992)

Las supercáscaras tienen una nomenclatura especial, por ejemplo, la que es objeto de estudio en esta Tesis se llamará GS 319-01+13. GS corresponden a siglas del inglés: galactic shell (cáscara galáctica), 319 indica la longitud galáctica del centro geométrico de la SC-HI, -01 indica la latitud galáctica del centro geométrico, y +13 identifica la velocidad baricentral de la supercáscara con respecto al sistema local de referencia.

## 1.2 Importancia de las Supercáscaras

Las SC-HI adquieren dimensiones tales que superan la escala de altura del HI galáctico ( $\sim 135$  pc, a la distancia galactocéntrica del Sol (Mathis, 2000)). Si el mecanismo de generación de la supercáscara son vientos estelares intensos o remanentes de supernova, el gas que se inyecta en el medio interestelar va a estar enriquecido localmente en metales. Si la supercáscara sobrepasa la escala de altura del HI galáctico, a medida que se aleja del plano, la densidad espacial decrece. Esta última tiene una dependencia con la altura ( $z$ ) sobre el plano galáctico tal que es máxima para  $z \simeq 0$  y decrece para valores de  $z$  más elevados. Este hecho provocará que la velocidad de expansión de la SC-HI se incremente cuando esta última se aleja del plano, lo que en última instancia puede explicar el desarrollo de inestabilidades (por ejemplo, de la clase Rayleigh - Taylor) que podrían causar la ruptura de las paredes de la SC-HI. Debido a estas últimas, el gas caliente presente en el interior de la supercáscara sentirá esas fisuras, y se expandirá hacia el halo galáctico, mezclándose con el material del halo bajo, enriqueciéndolo en metales.

De esta manera, las supercáscaras podrían vincular el plano galáctico con el halo. Se infiere que las SC-HI tienen importancia en la evolución global de la Galaxia. McClure-Griffiths et al. (2002) hacen un análisis similar, pero en lugar de realizar el estudio en la dirección perpendicular al plano de la galaxia, como se mencionó anteriormente, lo llevaron a cabo para el material ubicado en el plano galáctico en la zona interbrazos. En este caso la supercáscara no se va a expandir con tanta facilidad en la dirección hacia el brazo, produciéndose el mismo efecto.

Las SC-HI, también tienen importancia en la posible formación de estrellas. Veamos dos casos: uno correspondiente a la formación de estrellas en la supercáscara y el otro, a la formación originada en la colisión de la supercáscara con nubes moleculares existentes en el MIE.

En el primer caso, en los bordes de la supercáscara pueden existir inhomogeneidades; debido a esto, hay concentraciones de material (grumos). Éstos, por efectos gravitacionales, podrían atraer material favoreciendo un incremento local de densidad. Suponiendo que esos grumos dan origen a la formación estelar en los bordes de la supercáscara, las estrellas (a posteriori de su formación) tendrían velocidades mucho más elevadas, en módulo, que la velocidad de expansión de la supercáscara, ya que esta última decelera porque acumula material en sus paredes debido a la expansión (Heiles, 1979). Por otro lado, las estrellas que puedan formarse tienen "memoria dinámica" y no serán frenadas como la supercáscara, debido a que tienen fricción dinámica despreciable. Por lo tanto, si se tiene el caso de un grupo de estrellas y una supercáscara relativamente cercana, para saber si las primeras pudieran haberse formado en la supercáscara se tendría que estudiar los movimientos propios ( $\mu$ ) de las estrellas. Si los  $\mu$  tienen la misma dirección que la velocidad de expansión de la supercáscara en el punto más cercano al grupo de estrellas, existen ciertas posibilidades de que estas últimas se hayan formado en la SC-HI. O sea, los  $\mu$  de las estrellas tienen que ser consistentes con la expansión de la supercáscara. A este tipo de formación estelar se la conoce como *secuencial*.

En el segundo caso, como consecuencia de la colisión, se podría crear una onda de choque en la nube molecular. Una perturbación que viaja en el medio a una velocidad mayor que la del sonido, si hay inhomogeneidades en la estructura de la nube molecular, provocaría en la misma un aumento de densidad. Entonces se pueden crear, en la nube molecular, las condiciones necesarias para que se activen los mecanismos de formación estelar. Cabe remarcar que en este caso la formación estelar se produciría en la nube molecular y no en la supercáscara. Este tipo de formación estelar recibe el nombre de *disparada*.

Estos procesos de formación estelar, si bien son teóricamente factibles, poseen sólo un muy limitado número de ejemplos observacionales confirmados. Por lo tanto la formación estelar (*secuencial*

o *disparada*) originada por la evolución temporal de las SC-HI es un fenómeno que debería ser investigado en mayor profundidad.

En otro orden, el tiempo dinámico de vida de una supercáscara es directamente proporcional al radio de la misma e inversamente proporcional a su velocidad. Si las supercáscaras tienen tiempos dinámicos de vida del orden de decenas de millones de años, éstas sobrevivirían a las estrellas de gran masa que pudieran haberle dado origen (si hubiese sido ese el mecanismo que las originó), por lo que las mismas podrían ser usadas como registros fósiles para estudiar los efectos de formación estelar en la Vía Láctea.

### 1.3 Objetivos de esta Tesis

- *Realizar* un estudio de la distribución y características cinemáticas y físicas del hidrógeno atómico en la dirección de una supercáscara de hidrógeno neutro ya conocida.
- *Determinar* los parámetros físicos tales como masa, velocidad de expansión, distancia cinemática y energía cinética de la misma.

## Bibliografía

- [1] Heiles, C., 1979, ApJ, 229, 533.
- [2] Heiles, C., 1984, ApJS, 55, 585.
- [3] Rand, R.J. & Stone, J.M., 1996, AJ, 111, 190.
- [4] de Blok, W.J.G. & Walter, F., 2000, ApJ, 537, L95.
- [5] McClure-Griffiths, N.M., Dickey, J.M., Gaensler, B.M. & Green, A.J., 2002, ApJ, 578, 176.
- [6] Kennicutt, R.C., Edgar, B.K. & Hodge, P.W., 1989, ApJ, 337, 761.
- [7] Tenorio-Tagle, G., 1981, A&A, 94, 338.
- [8] Efremov, Y.N., Elmegreen, B.G. & Hodge, P.W., 1998, ApJ, 501, L163.
- [9] Loeb, A. & Perna, R., 1998, ApJ 501, L35.
- [10] Haensel, P. & Zdzunik, J.L., 2007, astro-ph/0701258v1.
- [11] Whittet, 1992, "Dust in the Galactic Environment", Institute of Physics Publishing Bristol, Philadelphia and New York.
- [12] Mathis, J.S., 2000, "Astrophysical Quantities", Allen's, 523.

# Capítulo 2

## 2 Bases de Datos y Técnicas de Análisis Utilizadas

### 2.1 Procedencia de los Datos

Los datos fueron obtenidos por McClure-Griffiths et al. (2001b) con el telescopio de disco simple de 64 m del observatorio de Parkes ubicado en New South Wales, Australia. Los mismos abarcan la región  $253^\circ \leq l \leq 328^\circ$ ,  $|b| \leq 10^\circ$  y para la obtención de los datos se utilizó la técnica de observación "on the fly". En esta técnica de observación, el radiotelescopio va cubriendo la región del cielo que se quiere observar de manera continua, sin interrumpir su marcha. Pero en estas observaciones debe cumplirse el criterio de Nyquist. Éste nos dice que una señal que tiene una frecuencia máxima ( $f_{max}$ ), proveniente de un receptor con ancho de banda B puede ser completamente recuperada si la misma es muestreada temporalmente cada  $t_m$  segundos. El teorema de muestreo dice que el tiempo apropiado de muestreo  $t_m$  para obtener toda la información está dado por

$$t_m = \frac{1}{2f_{max}}, \quad (1)$$

La mínima frecuencia para la cual se cumple dicho teorema en una función general, en el caso que consideramos el radiotelescopio como un filtro espacial, es la de Nyquist.

Una característica importante de un radiotelescopio es el diagrama de antena, el cual es la respuesta de la antena a la radiación incidente. Este último recibe sin atenuación energía de zonas de la esfera celeste que se encuentran alineadas con el eje mayor del haz principal del diagrama de radiación de la antena (Figura 1). A medida que el ángulo entre el eje del lóbulo principal y la dirección hacia un dado objeto aumenta, la potencia recibida del mismo decrece. Los lóbulos menores ubicados a los costados del lóbulo principal se llaman lóbulos secundarios y son la fuente de señales espurias. Se

puede mostrar (Kraus, 1986) que el lóbulo principal tiene una resolución dada por

$$HPBW = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

donde HPBW es el ancho del haz del telescopio a mitad de potencia (esto es el ángulo entre los puntos para los cuales la potencia recibida es la mitad de lo que vale en la dirección del eje principal),  $D$  es el diámetro del radiotelescopio y  $\lambda$  la longitud de onda utilizada.

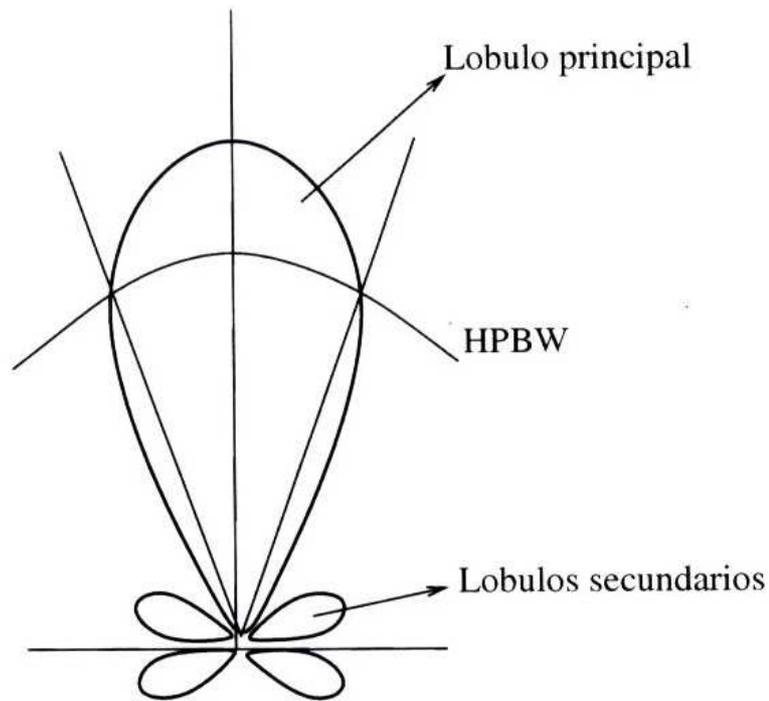


Figure 1: Diagrama de antena de un radiotelescopio

Un radiómetro cuenta con un componente llamado alimentador, el cual es el encargado de recibir la radiación que se refleja en la superficie del reflector principal. Supongamos una iluminación ( $E$ ) (diagrama de antena del alimentador) uniforme. En la Figura 2 se observa la iluminación en (b) y la misma pero desplazada en  $x_{\lambda_0}$

(frecuencia espacial) en (a). Se ha demostrado (Booker & Clemmow, 1950) que el diagrama de antena,  $P_n(\theta, \phi)$ , está dado por la función de autocorrelación de la iluminación del alimentador. La función de autocorrelación ( $P(x_{\lambda_0})$ ) se define

$$P(x_{\lambda_0}) \propto \int_{-\infty}^{\infty} E(x_{\lambda} - x_{\lambda_0}) E^*(x_{\lambda}) d\lambda \quad (2)$$

y se encuentra graficada en la figura 2 (c). En la misma se observa que hay un límite superior para valores de  $x_{\lambda_0}$ , siendo  $a_{\lambda}$  ese valor límite.

Definamos, usando el teorema de muestreo, la distancia angular entre muestras ( $\Delta\theta$ ), a los efectos de cumplir con el mismo, usando (1)

$$\Delta\theta = \frac{1}{2a_{\lambda}} \quad (3)$$

$$a_{\lambda} = a/\lambda \quad (4)$$

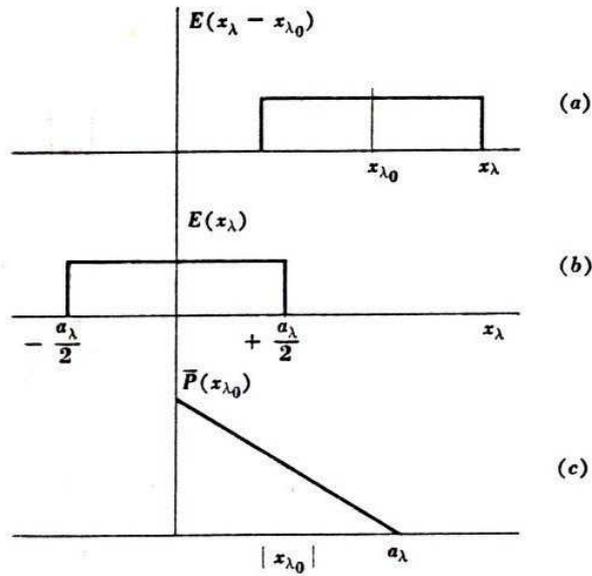


Figure 2: antena vista como un filtro

Reemplazando (4) en (3), obtenemos

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{a} \quad (5)$$

Por lo tanto,

$$\Delta\theta = 0.41HPBW \quad (6)$$

De este análisis, concluimos que para cumplir con el teorema de muestreo, los datos deben ir siendo obtenidos por lo menos cada medio haz del radiotelescopio. En este estudio, el telescopio ha muestreado  $3^\circ$  en latitud galáctica, y las muestras fueron tomadas a intervalos de 5 s (tiempo de muestreo). Como está descrito en el trabajo realizado por McClure-Griffiths et al. (2001a), las observaciones fueron tomadas durante cuatro turnos de observación el 15 – 16 de Diciembre de 1998, 18 – 21 de Junio de 1999, 18 – 27 de Septiembre de 1999 y 10 – 15 Marzo de 2000.

Para obtener los datos se utilizó la técnica de conmutación en frecuencia, conmutando entre una frecuencia central de 1419.0 MHz y una frecuencia de comparación de 1422.125 MHz cada 5 s, utilizando un ancho de banda de 8 MHz y un correlador de 2048 canales. La resolución en velocidad es de  $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ .

Los datos son almacenados en cubos de datos de  $16^\circ \times 20^\circ$  (l x b). Para visualizarlo mejor, se podría imaginar que el cubo es como un pan lactal rebanado (Figura 3). Las rodajas del pan tienen como coordenadas la latitud y longitud galáctica y el largo del pan, la velocidad respecto del sistema local de referencia. Una imagen radioastronómica a una velocidad dada sería una rebanada del pan. Por lo tanto, para cada rebanada (imagen) va a haber una velocidad asociada. En este estudio los cubos de HI tienen una resolución angular de  $16'$ .

## 2.2 La Temperatura de Brillo

El ruido observado por un radiotelescopio está dado por

$$\Delta T_{rms} = (CT_{sis})/\sqrt{(t\Delta B)} \quad (7)$$

donde C es una constante que depende del modo en que se realiza la observación ( $1 \leq C \leq 2$ ).  $T_{sis}$  es la temperatura del sistema expresada en K,  $\Delta B$  es el ancho de banda de cada canal dado en Hz y t el tiempo de integración en segundos de tiempo. En este caso,

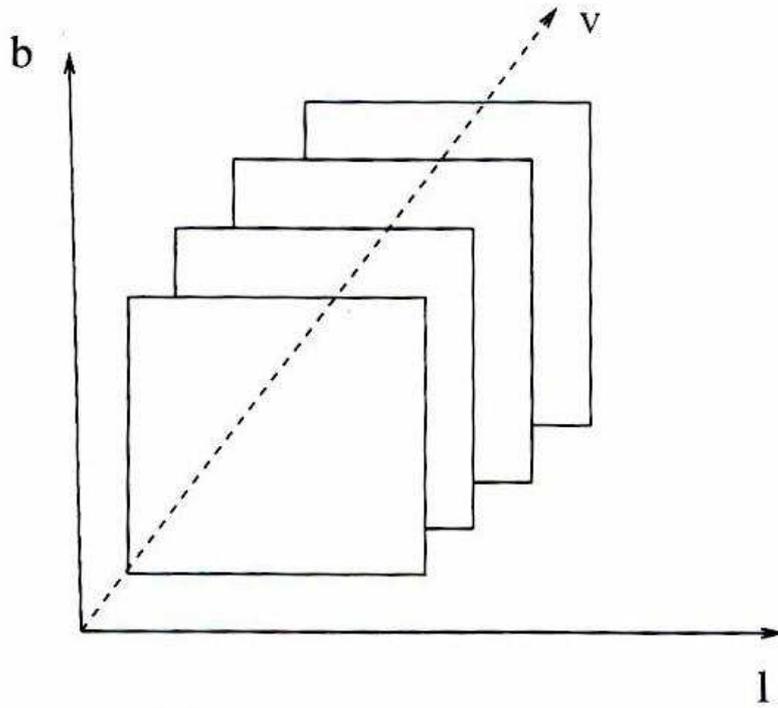


Figure 3: Esquema de un cubo de datos. El eje de las abscisas corresponde a la longitud galáctica ( $l$ ), el de las ordenadas a la latitud galáctica ( $b$ ) y el eje  $z$  a la velocidad radial ( $v$ )

como se usó el modo de conmutación en frecuencia sin superposición de bandas,  $C = 2$

La temperatura de sistema está definida como

$$T_{sis} = T_A + T_R + \text{otras contribuciones} \quad (8)$$

siendo  $T_A$  la contribución de la fuente a la temperatura de sistema.  $T_A$  es la temperatura a la que tiene que estar una resistencia, que en este caso se llama resistencia de radiación, para obtener una potencia de salida igual a la originada por la fuente. La resistencia de radiación de una antena corresponde a una resistencia ficticia que reemplaza al radiotelescopio en el caso que el mismo fuese un sistema emisor de energía. Es importante notar que  $T_A$  no tiene ninguna relación con la temperatura física de la fuente astronómica ni con la temperatura física a la que se encuentra la antena. También es im-

portante mencionar que en la última etapa del proceso de detección, la potencia recibida por el instrumento es convertida, mediante un conversor analógico-digital, a cuentas. Estas últimas, mediante el uso de fuentes calibradoras, se traducen en una temperatura de antena dada. En la ecuación (8)  $T_R$  es la temperatura del receptor y dentro de las otras contribuciones cabe mencionar la temperatura de Spillover (contribución de Tierra que entra por los bordes de la antena), la temperatura de la atmósfera y la pérdida de radiación por imperfecciones de la antena. Esta última contribución se debe a que la superficie de la antena no es perfectamente lisa sino que tiene pequeñas imperfecciones que son las responsables que parte de la radiación incidente no llegue al detector.

La temperatura de brillo  $T_b$  se define como la temperatura que tendría que tener un cuerpo negro, a la frecuencia de observación, para que la potencia detectada por el receptor en un ancho de banda  $\Delta B$  y con un diagrama de antena  $P_n(\theta, \phi)$  sea  $kT_A$  ( $k$  es la constante de Boltzmann)

$$T_b = \frac{A_{ef}}{2} \int_{\Omega} T_A P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (9)$$

Siendo  $A_{ef}$  el área efectiva del radiotelescopio, la misma se deriva de la eficiencia de apertura ( $n_a$ ) (es una cantidad medible) y del área física ( $A_{fis}$ ) del radiotelescopio ( $A_{fis} = \frac{\pi}{4} D^2$ ). Siendo  $D$  el diámetro de la antena,

$$n_a = A_{ef}/A_{fis} \quad (10)$$

La integral (9) se evalúa sobre el ángulo sólido abarcado por la fuente.

### 2.3 Obtención de los Parámetros de las Supercáscaras

Suponiendo que una SC-HI tiene una expansión esféricamente simétrica, con una velocidad central ( $V_0$ ) y una velocidad de expansión ( $V_{exp}$ ), deberían aparecer en un diagrama posición-posición (una imagen), un patrón de "discos-anillos" cuando es observada a diferentes velocidades radiales (ver Figura 4). En  $V_0$  el "anillo" de emisión de HI, alcanza su máximo diámetro, mientras que en las velocidades máxima y mínima

$$V_{min} = V_0 - V_{exp} \quad (11)$$

$$V_{max} = V_0 + V_{exp}, \quad (12)$$

la emisión de hidrógeno debería ser como un "disco" (o "tapa"). A velocidades intermedias el radio del anillo de HI va disminuyendo a medida que nos acercamos a  $V_{min}$  o  $V_{max}$ , respectivamente, como se puede apreciar en la Figura 4.

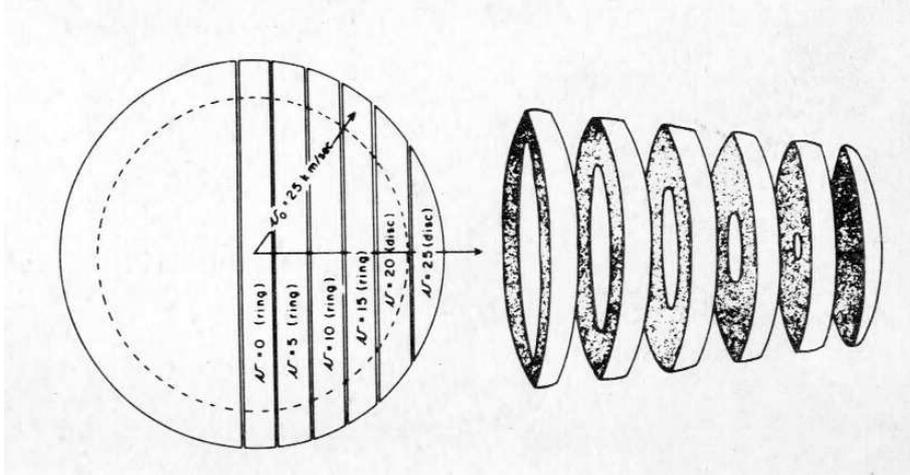


Figure 4: Patrón de discos y anillos de una supercáscara

Lo anteriormente expuesto es útil en cuanto a la visualización de la SC-HI. Sin embargo, si se desea obtener un valor más preciso de  $V_{min}$  y  $V_{max}$ , se utiliza un promedio de las imágenes velocidad-posición, en el rango de velocidades en el que se observa la SC-HI. A esa imagen resultante, se le traza un corte (paralelo al eje de las abscisas) que pase por el centro de la SC-HI, obteniendo un perfil de velocidad contra temperatura de brillo (Ver Figura 5). Ese perfil va a tener una forma particular, con dos máximos que corresponden a  $V_{min}$  y  $V_{max}$ , asociados a los bordes de la supercáscara, y un mínimo entre los máximos que corresponde a la velocidad central  $V_0$ .

### 2.3.1 La Velocidad de Expansión

La velocidad de expansión se calcula como la mitad del rango total de velocidades que cubre la emisión de HI asociado con la su-

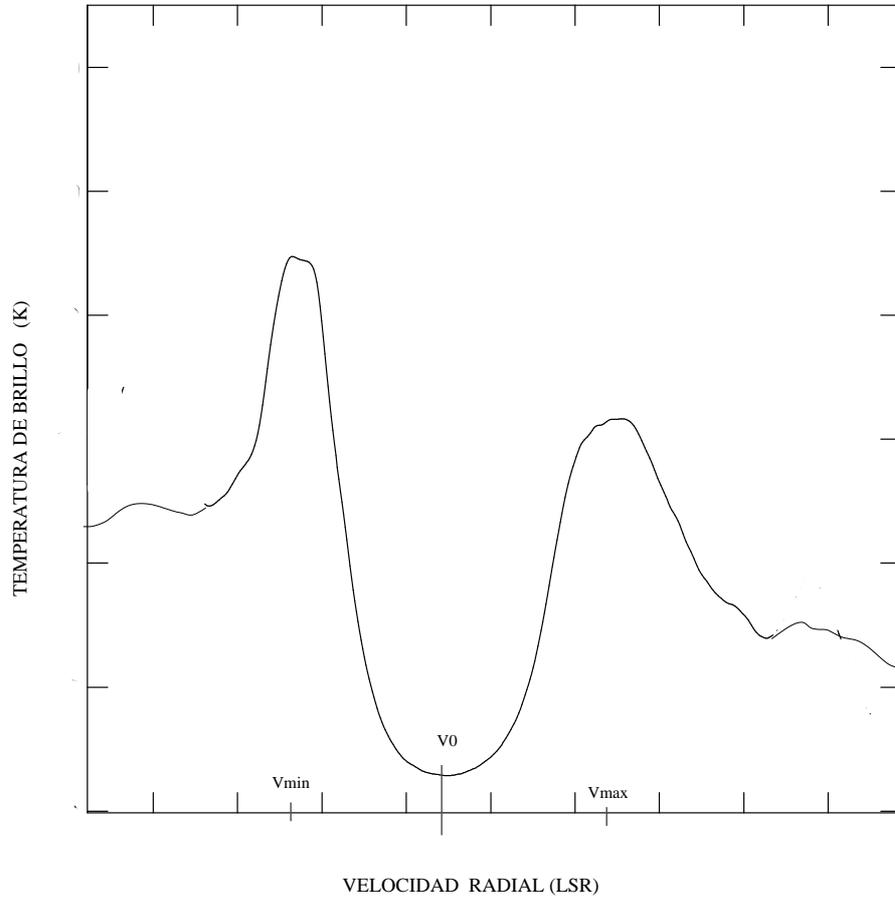


Figure 5: Esquema del perfil de HI de una supercáscara, obtenido de una imagen velocidad-posición

percáscara, o sea

$$V_{exp} = 0.5 (V_{max} - V_{min}) \quad (13)$$

La  $V_{exp}$  juega un rol importante a la hora de determinar la energía cinética de la SC-HI. Pueden emplearse dos métodos diferentes para derivarla:

- *A partir de imágenes posición-posición.* Para determinar  $V_{min}$  y  $V_{max}$  a partir de estas imágenes, se visualizan las mismas en el rango de velocidades en el que se observa la SC-HI. A partir de éstas, se determina a qué velocidad se deja de observar la

emisión de HI con forma de anillo que usualmente se encuentra asociada con la SC-HI. Realizando esto en ambos extremos del intervalo de velocidades en el espacio que ocupa la SC-HI, obtenemos  $V_{min}$  y  $V_{max}$ , respectivamente.

Se ha mencionado que para determinar la velocidad de expansión a partir de un diagrama posición-posición, la SC-HI debía seguir un patrón de "discos-anillos" cuando es observada a diferentes velocidades radiales. En la práctica ese patrón no siempre se observa, pues la emisión galáctica general dificulta la identificación de la emisión de HI a velocidades cercanas a  $V_{min}$  o  $V_{max}$ . Por estas razones, de un diagrama posición-posición, en principio, sólo podríamos determinar un límite inferior para  $V_{exp}$ .

- *A partir de imágenes posición-velocidad.* En el mismo se usa el perfil de HI (ver Figura 5), obtenido a partir de una imagen promedio posición-velocidad, en el centro de la SC-HI, en el rango de velocidades que se observa la misma. En ese perfil se puede determinar la velocidad radial de la emisión de HI relacionada con la parte que se aleja y la que se acerca de la supercáscara. Como se explicó anteriormente, se obtienen la  $V_{min}$  y  $V_{max}$  y partir de ellas, la velocidad de expansión (ver Figura 5).

### 2.3.2 Distancias Cinemáticas

Habiendo determinado la velocidad central vamos a determinar las distancias cinemáticas mediante el uso de un modelo de rotación galáctica. En nuestro caso vamos a utilizar los modelos de Fich et al. (1989) y el de Brand y Blitz (1993). Existen dos versiones del modelo de Fich et al., una corresponde al ajuste lineal de la curva de rotación galáctica y la otra corresponde al ajuste mediante una ley de potencia. Hacemos uso de este modelo (en sus dos versiones) y del de Brand y Blitz para una distancia del Sol al centro galáctico ( $R_0$ ) de  $R_0 = 8.5$  kpc. También se van a usar los mismos modelos para una distancia  $R_0 = 7.6$  kpc (Eisenhauer et al., 2005). Luego se promedian las distancias cinemáticas obtenidas entre los distintos tipos de ajuste a la curva de rotación galáctica en el modelo de Fich et al. (1989).

El error en las distancias individuales tiene su origen en una incerteza de  $\pm 8 \text{ km s}^{-1}$  por movimientos peculiares (no circulares), (Burton et al., 1992).

Veamos brevemente el modelo de rotación galáctica. En el mismo se tiene como hipótesis principales:

- rotación circular alrededor del centro de la galaxia,
- rotación diferencial de la galaxia,
- simetría axial.

En una determinada longitud galáctica,  $l$ , se obtiene como dato observacional la velocidad radial ( $V(R)$ ). Luego a partir de la ecuación fundamental de la rotación galáctica (ver Figura 6)

$$V(R) = R_0 \text{sen}(l)(\omega(R) - \omega_0) \quad (14)$$

podemos determinar la velocidad angular ( $\omega(R)$ ) del objeto para el cual queremos calcular su distancia. La velocidad angular de rotación del Sol alrededor del centro galáctico es  $\omega_0$ . Tomando  $l \simeq 319^\circ$  (la longitud de nuestro objeto) y graficando la velocidad radial en función de la distancia del objeto al centro galáctico, se puede apreciar (ver Figura 7) que para una misma velocidad radial se obtiene una ambigüedad en la distancia. O sea, para la misma velocidad radial, se obtienen dos valores diferentes de distancia. Cabe aclarar que esto último sólo ocurrirá en el primer ( $0^\circ \leq l \leq 90^\circ$ ) y en el cuarto cuadrante ( $270^\circ \leq l \leq 360^\circ$ ), ver Figura 8. Hay un único punto,  $R = R_0 \text{sen}(l)$ , para el cual no se observa esta ambigüedad. Este es conocido como *punto tangente*, y en el mismo, la distancia del objeto al centro galáctico es mínima.

La curva de rotación galáctica, tiene en el eje de ordenadas la velocidad tangencial ( $\Theta(R)$ ) y en las abscisas la distancia al centro galáctico. La velocidad tangencial, de notación  $\Theta(R)$ , está dada por

$$\omega(R)R = \Theta(R) = V_{pt} + \Theta_0 \text{sen}(l) \quad (15)$$

$\Theta_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$  y  $V_{pt}$  es la velocidad radial en el punto tangente.

Luego, si conocemos la velocidad radial en el punto tangente, se calcula  $\Theta(R)$  y se puede determinar la distancia al centro galáctico. Finalmente, para obtener la distancia ( $r$ ) del objeto al Sol, se buscan



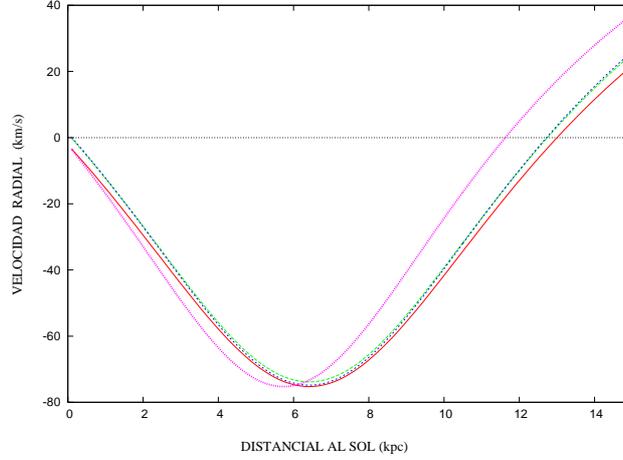


Figure 7: Curvas de velocidad radial para  $l = 319.3$ . Las curvas que aparecen más próximas entre sí, son distintas curvas de velocidad radial, para el modelo de Fich et al. (1989) suponiendo  $R_0 = 8.5$  Kpc. La curva superior para  $R > 8$  kpc, corresponde al mismo modelo pero adoptando  $R_0 = 7.6$  kpc

$$r = R_0 \cos(l) \pm \sqrt{4(R_0)^2 (\cos(l))^2 - 4((R_0)^2 - R^2)}/2$$

De la solución vemos que el signo  $+$  corresponde a la distancia lejana y el signo  $-$  a la cercana.

### 2.3.3 La Masa

La masa de la supercáscara de HI es difícil de estimar, ya que en la mayoría de los casos se confunde la temperatura de emisión de ésta con la temperatura de emisión del HI del fondo galáctico. Por lo tanto hay que ser muy cuidadosos a la hora de delinear el área que ocupa la supercáscara. Para eliminar la emisión de HI no asociada a la supercáscara, se traza un plano alabeado representativo de la emisión de HI del fondo (que denominaremos  $T_b(\text{fondo})$ ), y se sustrae la misma de la emisión observada. De esta forma se obtiene la emisión correspondiente a la SC-HI. La masa  $M_{\text{HI}}$  se calcula como

$$M_{\text{HI}} = N_{\text{HI}} A_{\text{HI}} \quad (16)$$

donde  $N_{\text{HI}}$  es la densidad de columna, expresada en número de átomos de HI por centímetro cuadrado y  $A_{\text{HI}}$  es el área de la estructura, dada por

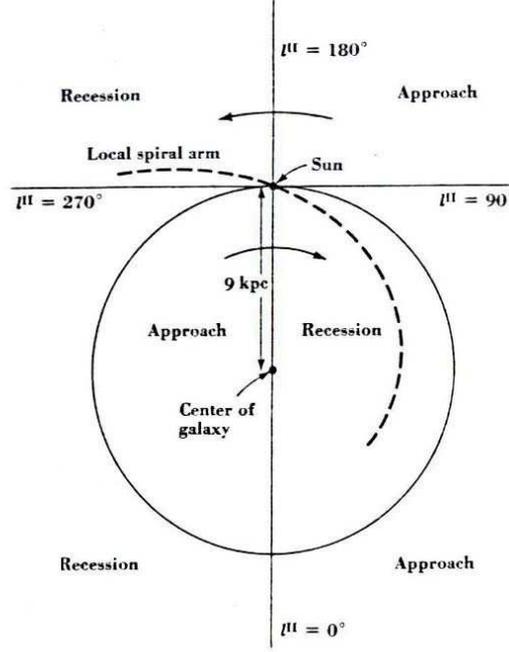


Figure 8: cuadrantes galácticos

$$A_{\text{HI}} = \Omega_{\text{HI}} d^2 \quad (17)$$

donde  $\Omega_{\text{HI}}$  es el ángulo sólido subtendido por la cavidad y  $d$  es la distancia de la supercáscara al Sol expresada en cm. Se puede apreciar que  $A_{\text{HI}}$  puede evaluarse fácilmente a partir de las observaciones.

Por otro lado, la densidad de columna del HI ( $N_{\text{HI}}$ ) está dada por

$$N_{\text{HI}} = C \int_{V_2}^{V_1} T_b(V) \frac{(1 - e^{-\tau})}{\tau} dV \quad (18)$$

donde  $T_b$  es la temperatura de brillo,  $\tau$  es la profundidad óptica y  $V_1$  y  $V_2$  determinan el rango de velocidades en el cual se observa la SC-HI. La profundidad óptica se define

$$\tau_\nu(s) = \int_0^s k_\nu(s) ds, \quad (19)$$

donde  $k_\nu(s)$  es el coeficiente de absorción y  $s$  es una variable que especifica la profundidad de un elemento de volumen (para más detalles ver "An Introduction to Radio Astronomy" Burke & Graham-Smith, 1997) .

Suponiendo que la emisión a  $\lambda = 21$  cm es ópticamente delgada ( $\tau \ll 1$ ), la ecuación (19) se reduce a

$$N_{\text{HI}} = C \int_{V_2}^{V_1} T_b dV \quad (20)$$

Si se toma el valor medio de la  $T_b$  ( $T_{bm}$ ) (en K), en el rango de velocidades  $\Delta V = V_1 - V_2$  (en  $\text{km s}^{-1}$ ), entonces de (20)

$$N_{\text{HI}} = CT_{bm}\Delta V \quad (21)$$

siendo  $C$  es una constante adimensional,  $C = 1.823 \times 10^{18}$ .

Teniendo en cuenta las ecuaciones (17) y (21), la ecuación (16) puede escribirse como

$$M_{\text{HI}} = CT_{bm}\Delta V \Omega_{\text{HI}} d^2 m_{\text{HI}} \quad (22)$$

estando  $\Delta V$  expresada en  $\text{km s}^{-1}$ ,  $T_{bm}$  es la temperatura de brillo media de la SC-HI en K y  $m_{\text{HI}}$  es la masa del átomo HI expresada en gramos. La temperatura media,  $T_{bm}$ , está dada por

$$T_{bm}(\text{supercáscara}) = T_{bm}(\text{observada}) - T_b(\text{fondo}) \quad (23)$$

Con la tarea *tvstat* de AIPS podemos determinar el ángulo sólido subtendido por la cavidad

$$\Omega_{\text{HI}} = N_{px} \Omega_{px} \quad (24)$$

donde  $N_{px}$  es el número de pixeles de la cavidad y  $\Omega_{px}$  es el ángulo sólido de cada pixel, el cual puede deducirse del "header" de cada imagen.

Reemplazando (24) en (22)  $M_{\text{HI}}$  queda

$$M_{\text{HI}} = CT_{bm}\Delta V N_{px} \Omega_{px} d^2 m_{\text{HI}} \quad (25)$$

Para obtener  $M_t$  (la masa total),  $M_{\text{HI}}$  debe ser multiplicada por un factor apropiado para tener en cuenta la contribución de otros elementos tales como He, C, etc. Suponiendo que el medio interestelar donde se encuentra la supercáscara es aproximadamente igual

al medio interestelar en la vecindad solar, dicho factor es igual a  $\mu = 1.34$  (es el peso atómico por nucleón). O sea,

$$M_t = \mu M_{\text{HI}}. \quad (26)$$

Reemplazando las constantes y expresando  $\Delta V$  en  $\text{km s}^{-1}$ ,  $\Omega_{px}$  en sr,  $T_{bm}$  en K y  $d$  en pc, la masa total de la SC-HI se encuentra dada por

$$M_t = 1.46 \times 10^{-2} T_{bm} \Delta V N_{px} \Omega_{px} d^2 [M_{\odot}] \quad (27)$$

expresada en masas solares.

### 2.3.4 La Densidad

Una vez que se conoce la masa, adoptando una geometría acorde para la estructura (en nuestro caso una corona esférica), se puede estimar la densidad a partir de,

$$\rho_{SC} = \frac{M_t}{\frac{4}{3}\pi(R_2^3 - R_1^3)} \quad (28)$$

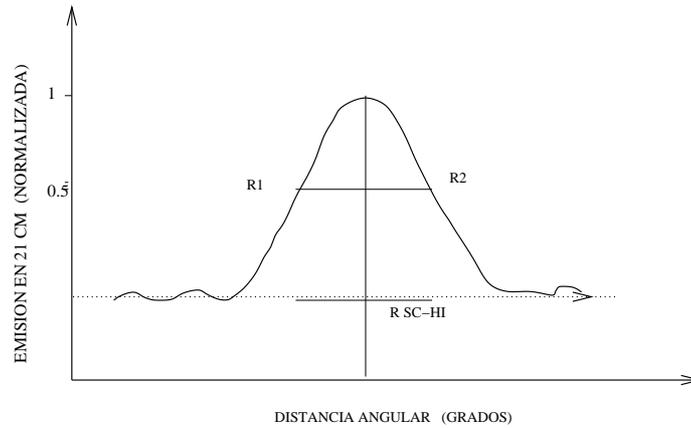


Figure 9: Perfil normalizado de temperatura de brillo contra posición.  $R_1$  es el radio interno de la SC-HI,  $R_2$  el radio externo y  $R_{SC-HI}$  el ancho de la pared de la SC-HI a mitad de la emisión máxima

siendo  $R_1$  el radio interno de la SC-HI y  $R_2$  el radio externo de la misma. Para calcular los mismos se debe definir el centro de la supercáscara, un ángulo de apertura, y un ángulo central. Luego se

integra la temperatura de brillo, en la región limitada por el ángulo de apertura, en anillos cuyo espesor es una fracción no despreciable del haz del radiotelescopio. El radio de los distintos anillos crece a medida que los mismos se alejan del centro de la supercáscara. A partir de este estudio obtenemos como resultado un perfil de temperatura de brillo contra posición como el que esquemáticamente se muestra en la Figura 9.

### 2.3.5 Energía Cinética de Expansión

Una vez calculadas la velocidad de expansión y la masa de la supercáscara, ya estamos en condiciones de calcular la energía cinética de la misma

$$E_{cin} = 0.5M_t(V_{exp})^2 \quad (29)$$

### 2.3.6 Fuentes de Error

La mayor fuente de error en el diámetro, la masa y la energía cinética es la incerteza en la distancia.

Veamos cómo es el error relativo en el cálculo de la masa. Habíamos visto que la masa se determina mediante la ecuación:

$$M_{HI} = CT_{bm}\Delta V\Omega_{HI}d^2m_{HI}$$

En esa ecuación, los términos que tienen error son:  $T_{bm}$ ,  $\Delta V$ ,  $\Omega_{HI}$  y  $d$ . Luego, por la teoría de propagación de errores, el error absoluto en el cálculo de la masa va a estar dado por:

$$(\sigma M)^2 = \left(\frac{\partial M}{\partial T_{bm}}\right)^2(\sigma T_{bm})^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \Delta V}\right)^2(\sigma \Delta V)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \Omega_{HI}}\right)^2(\sigma \Omega_{HI})^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial d}\right)^2(\sigma d)^2 \quad (30)$$

Donde

$$\frac{\partial M}{\partial T_{bm}} = C\Delta V\Omega_{HI}d^2m_{HI} \quad (31)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \Delta V} = CT_{bm}\Omega_{HI}d^2m_{HI} \quad (32)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \Omega_{HI}} = CT_{bm}\Delta Vd^2m_{HI} \quad (33)$$

$$\frac{\partial M}{\partial d} = 2CT_{bm}\Delta V\Omega_{\text{HI}}dm_{\text{HI}} \quad (34)$$

Reemplazando los cálculos de las derivadas parciales en la ecuación del error absoluto y luego dividiendo por  $M_{\text{HI}}$ , se obtiene el error relativo en el cálculo de la masa:

$$\left(\frac{\sigma M}{M_{\text{HI}}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma T_{bm}}{T_{bm}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \Delta V}{\Delta V}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \Omega_{\text{HI}}}{\Omega_{\text{HI}}}\right)^2 + 4\left(\frac{\sigma d}{d}\right)^2 \quad (35)$$

Entonces un error del 20 % en la distancia, implica un error mínimo del 40 % en la masa. El error es mínimo ya que no hemos tenido en cuenta la incerteza en la determinación de la temperatura de brillo media y en  $\Delta V$  (rango en que se observa la supercáscara), así como tampoco consideramos la incerteza en  $\Omega_{\text{HI}}$ , que contribuyen a aumentar el error en la determinación de la masa. La incerteza en la temperatura de brillo de la SC-HI tiene su origen en la indeterminación del nivel de cero, para la emisión de HI asociada a la supercáscara.

Haciendo un análisis similar al de la determinación del error relativo en la masa, se encuentra que el error relativo en la determinación de la energía cinética está dado por

$$\left(\frac{\sigma E_c}{E_c}\right)^2 = \left(\frac{\sigma M}{M}\right)^2 + 4\left(\frac{\sigma V_{exp}}{V_{exp}}\right)^2 \quad (36)$$

Luego, teniendo en consideración lo expresado anteriormente, si se adopta un error del 10 % en la velocidad de expansión, se obtiene una incerteza mínima de 45 % en la energía cinética.

Derivando la ecuación (28) se puede encontrar que el error en la determinación de la densidad va a estar dado por

$$\left(\frac{\sigma \rho_{SC}}{\rho_{SC}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma M}{M}\right)^2 + 9\frac{(R_1)^2}{((R_2)^3 - (R_1)^3)^2}(\sigma R_1)^2 + 9\frac{(R_2)^2}{((R_2)^3 - (R_1)^3)^2}(\sigma R_2)^2 \quad (37)$$

Si  $\sigma R_1 \equiv \sigma R_2 \equiv \sigma R$ , la ecuación (37) se reduce a

$$\left(\frac{\sigma \rho_{SC}}{\rho_{SC}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma M}{M}\right)^2 + 9\frac{(R_1)^2 + (R_2)^2}{((R_2)^3 - (R_1)^3)^2}(\sigma R)^2, \quad (38)$$

llamando  $\alpha$  a

$$\alpha = \Delta R/R_1$$

y escribiendo  $R_2$  como

$$R_2 = R_1 + \Delta R$$

la ecuación (39) se reduce a

$$\left(\frac{\sigma\rho_{SC}}{\rho_{SC}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma M}{M}\right)^2 + 2/9 \frac{[1 + \alpha + (\alpha)^2/2]}{[R_1 + \alpha + (\alpha)^2/3]} \frac{(\sigma R)^2}{\Delta R}. \quad (39)$$

## Bibliografía.

- [1] McClure-Griffiths, N.M., Green, A.J., Dickey, J.M., Gaensler, B.M., Haynes, R.F., & Wieringa, M.H., 2001b, ApJ, 551, 394.
- [1] McClure-Griffiths, N.M., Dickey, J.M., Gaensler, B.M. & Green, A.J., 2001a, ApJ, 562, 424.
- [2] Kraus, J.D., 1986, "Radio Astronomy", segunda edición, Cygnus-Quasar Books.
- [3] Fich, M., Blitz, L. & Stark, A. A., 1989. ApJ, 342, 272.
- [4] Brand, J. & Blitz, L., 1993, A&A 275, 67
- [5] Burton, W.B., Deul, E. R., Liszt, H. S., 1992, vigésimo primer curso avanzado de Saas-Fee de la Sociedad Suiza de Astrofísica y astronomía: *The galactic interstellar medium*, p. 1, 155
- [6] Booker, H.G. & Clemmow, P.C., 1950, Proc. Inst. Elec. Eng. London, Ser. 3, vol. 97, pp 11-17.
- [7] Eisenhauer, F., Genzel, R., Alexander, T., et al., 2005, ApJ, 628, 246.
- [8] Burke, B. F., & Graham-Smith, F., 1997, "An Introduction to Radio Astronomy".

# Capítulo 3

## 3 La Supercáscara GS319-01+13

Hemos elegido la supercáscara GS319-01+13 (la cual fue previamente identificada por McClure-Griffiths et al. (2002)) para nuestro estudio ya que en las observaciones se puede apreciar que su estructura es aproximadamente esférica y de fácil visualización.

Utilizamos dos criterios de reconocimiento de una SC-HI:

- Que exista un mínimo de HI, con forma relativamente esférica, que cubra un rango de velocidades radiales consecutivas ( $\Delta V = 10 \text{ km s}^{-1}$ ).
- Que en dicho rango el tamaño angular del mínimo de HI cambie en forma regular con la velocidad radial (patrón de "discos-anillos").

Teniendo en cuenta que la velocidad central de GS319-01+13, de acuerdo al trabajo previo de McClure-Griffiths et al. (2002), es  $V = 13 \text{ km s}^{-1}$  y el rango de velocidades en el cual se observa la misma es  $\Delta V = 38 \text{ km s}^{-1}$ , hemos prestado mayor atención en nuestro estudio de la distribución de la emisión de HI, al rango de velocidades que va de  $-20$  a  $50 \text{ km s}^{-1}$ .

Antes de comenzar con la descripción de las Figuras 11 y 12 conviene hacer una digresión y establecer cual es el nivel de ruido presente en las observaciones.

### 3.1 Cálculo del Ruido

El cálculo del nivel del ruido permite diferenciar si una señal es verdadera o no. Una cierta temperatura de brillo se considera señal a partir de  $3\sigma$ , siendo  $\sigma$  el nivel del ruido.

Para calcular el nivel del ruido, se usan diferentes canales (imágenes) libres de señal que usualmente se encuentran en los extremos de los planos que constituyen el cubo de datos. Por lo tanto, elegimos una imagen que no se encuentre en el rango de velocidades en el cual se observa emisión de HI galáctica. En este estudio se calculó el ruido en los canales correspondientes a las velocidades:  $V = -309.8$ ,  $V = 143.7$  y  $V = 806.6 \text{ km s}^{-1}$ . En estas imágenes se encontraron

(con la tarea *tvstat* de AIPS) valores medios de señal ( $T_s$ ) y de dispersión ( $\sigma$ ). Esta última se conoce como ruido ( $\sigma = T_{ruido}$ ). Los valores hallados en dichas imágenes fueron  $T_s \simeq 0$  K y  $T_{ruido} = 0.18$  K.

En la Figura 10 se puede apreciar como es un perfil de ruido. Éste se obtuvo mediante el corte marcado con la línea negra en el panel de la izquierda. La emisión de HI que se observa del perfil de la derecha es menor a  $3\sigma$ , como así también, los niveles de energía marcados en la imagen de la izquierda.

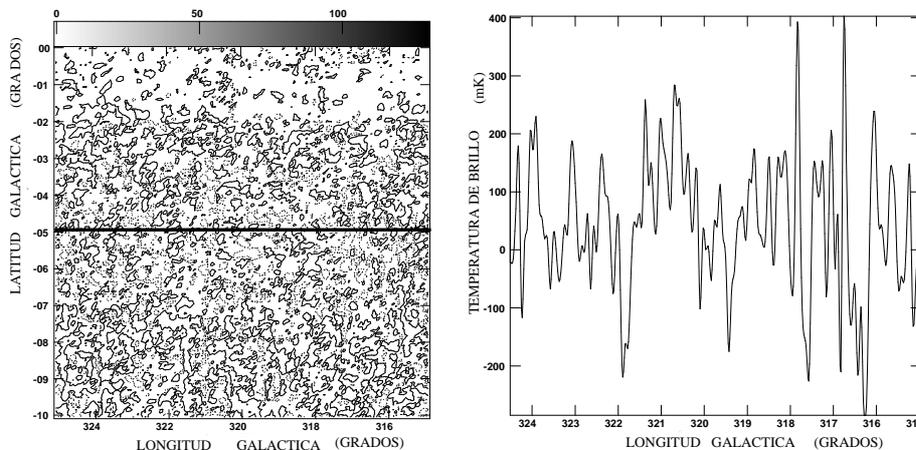


Figure 10: La figura de la izquierda es una imagen longitud-latitud correspondiente a una velocidad de  $V = 806.6$  km s $^{-1}$ . El perfil mostrado en el panel de la derecha, fue obtenido mediante el corte para  $b \simeq -5^\circ$  en la imagen que se muestra en el panel de la izquierda

En el perfil mostrado en la Figura 11 vamos a considerar (como ya se mencionó) señal, con cierto nivel de confianza, a la emisión que sea mayor a  $3\sigma$ . O sea, señal es la emisión de HI que está por encima de la línea punteada.

Para concluir, en nuestro estudio vamos a considerar señal a cualquier emisión de HI que sea superior a 0.54 K.

### 3.2 Descripción de las Observaciones

Habiendo definido el nivel del ruido, ya estamos en condiciones de describir las imágenes de la Figura 12. En la imagen promediada entre el rango de velocidades de  $-21$  a  $-3$  km s $^{-1}$  (Figura12 (a)) la emisión de HI no presenta una estructura particular. Sólo se observa

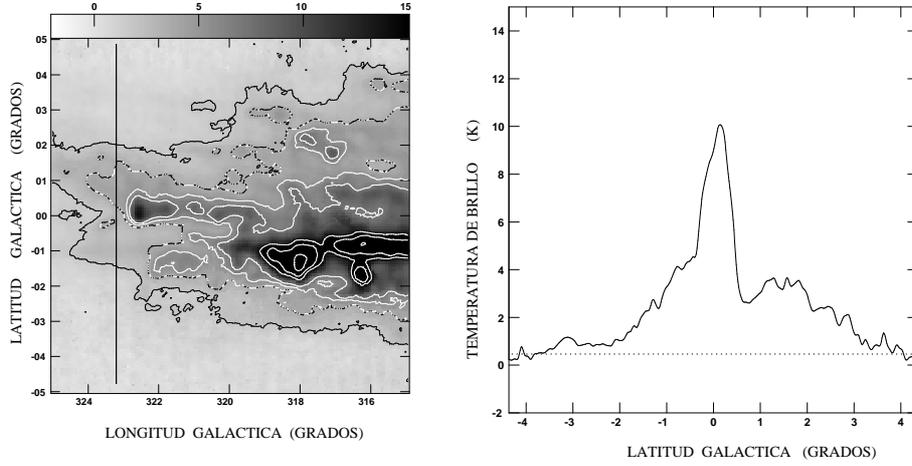


Figure 11: En el panel de la izquierda se observa una imagen longitud-latitud a una velocidad  $V \simeq 540 \text{ km s}^{-1}$ . El perfil del panel de la derecha corresponde al corte para  $l \simeq 323^\circ$  en la imagen que se muestra en el panel de la izquierda. La línea punteada marca el nivel de  $3\sigma$ . Claramente, se puede apreciar la presencia de señal.

la emisión de HI asociada al plano galáctico. En las imágenes cuyo rango de velocidades va de  $-3$  a  $15$  (Figura12 (b)) y de  $15$  a  $33 \text{ km s}^{-1}$  (Figura12 (c)) se observa un comportamiento distinto de la emisión de HI. En la Figura12 (b), se aprecia una estructura que podríamos asociar con un mínimo de HI cuyas dimensiones van desde  $l \simeq 318^\circ$  a  $l \simeq 320^\circ$  en longitud galáctica y de  $b \simeq 0^\circ$  a  $b \simeq -2^\circ$  en latitud galáctica. En la Figura12 (c) se sigue observando la misma estructura y finalmente en la imagen cuyo rango de velocidades va de  $33$  a  $51 \text{ km s}^{-1}$  (Figura12 (d)), la emisión de HI es característica de la encontrada en la emisión general de la galaxia a lo largo de esta línea de la visual.

Para poder observar en más detalle el comportamiento de la distribución de HI vamos a analizar con más detenimiento el rango de velocidades descrito con anterioridad. Estudiaremos la emisión de HI en el rango de velocidades de  $-4$  a  $28 \text{ km s}^{-1}$ . En la Figura 13, se observan ocho imágenes correspondientes a la distribución de HI en el rango de velocidades  $-4$  a  $28 \text{ km s}^{-1}$ . Cada imagen es un promedio de cuatro imágenes individuales. La supercáscara anteriormente visualizada comienza a ser detectable en la imagen cuyo

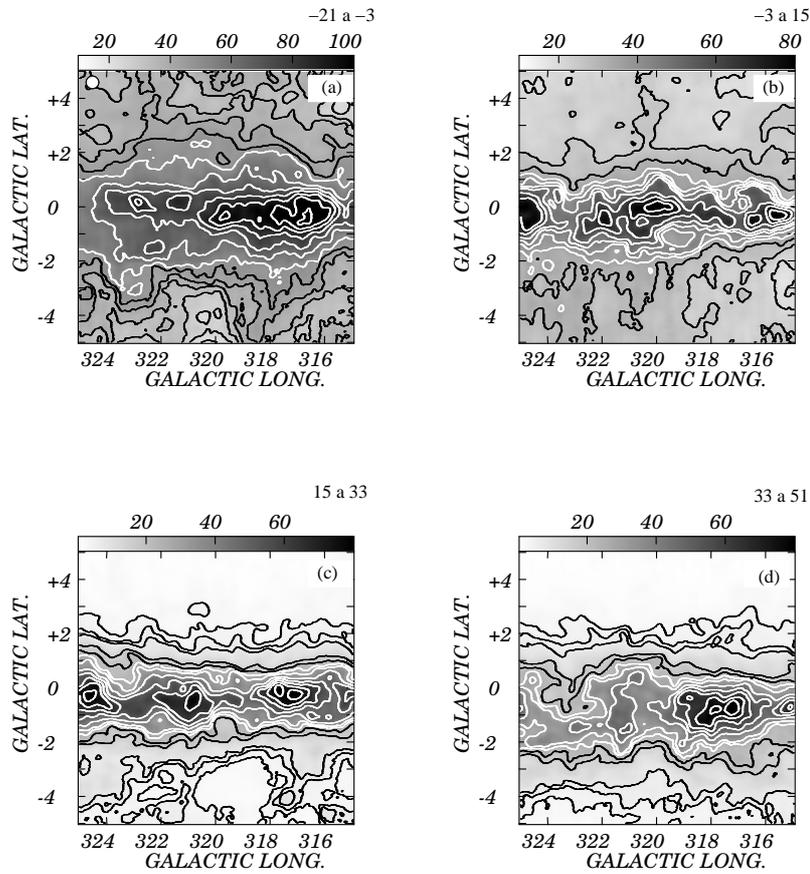


Figure 12: Imágenes promediadas de GS319-01+13 entre el rango de velocidades que figura en la esquina superior derecha de cada figura. El círculo blanco en la esquina superior izquierda de la imagen de HI a  $-21$  a  $-3$   $\text{km s}^{-1}$  indica la resolución angular del instrumento. Los contornos de la temperatura de brillo para (a) y (b) van de 15 K a 150 K con un espaciado entre contornos de 5 K. Los contornos de temperatura de brillo para (c) y (d) van de 3.6 K a 150 K con el mismo espaciado que el anterior

rango de velocidades va de 4 a 8  $\text{km s}^{-1}$ . A medida que aumenta la velocidad radial, la estructura se ve mejor definida, alcanzando su máximo desarrollo en el rango 12 a 16  $\text{km s}^{-1}$ . De allí en más, a medida que la velocidad radial aumenta, el mínimo de HI pierde definición hasta llegar a la imagen de 24 a 28  $\text{km s}^{-1}$ , en la cual la estructura casi ha desaparecido.

En la Figura 14, se observa como es la imagen promediada en el

rango de velocidades que va de  $-4$  a  $32 \text{ km s}^{-1}$ , allí la estructura se ve bien definida.

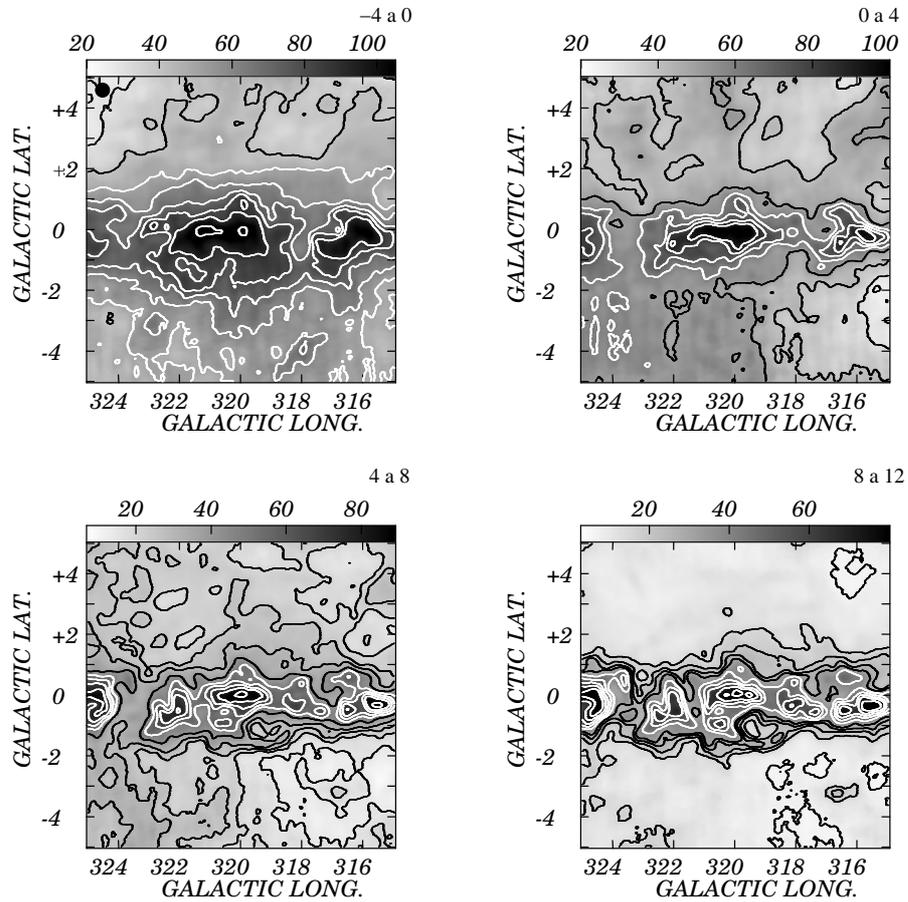


Figure 13: Imágenes promediadas de GS319-01+13 entre el rango de velocidades que figura arriba en la derecha de cada figura. Los contornos de temperatura de brillo van de 3.6 K a 15 K con un salto de 2 K y de ahí en más hasta 150 K pero con un salto de 10 K.

### 3.3 Parámetros de la Supercáscara GS319-01+13

#### 3.3.1 Velocidades Mínima, Máxima, Central y de Expansión

Como ya se mencionó en el capítulo 2.3.1, para determinar  $V_{min}$ ,  $V_{max}$  y  $V_0$  se usaron dos métodos:

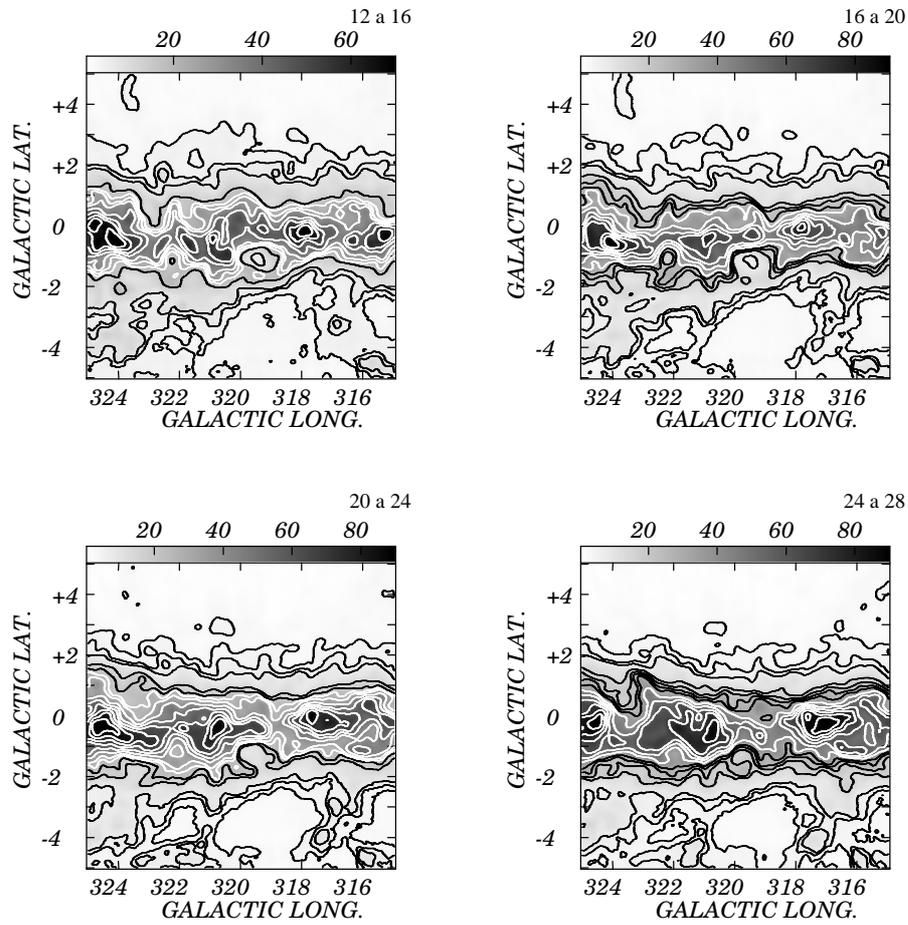


Figure 13: (Continuación)

A partir de imágenes posición-posición. Hemos encontrado valores de  $V_{min} = -4$  y  $V_{max} = 32$  km s<sup>-1</sup>. Luego restando estas últimas y multiplicándolas por 0.5 (ecuación (13)) obtuvimos que la velocidad de expansión es  $V_{exp} = 18$  km s<sup>-1</sup>. La velocidad central se calcula a partir del patrón de "discos-anillos", que se observa en esta clase de imágenes. Recordando que  $V_0$  corresponde a la imagen en la cual el anillo alcanza su máxima extensión, se obtiene un valor de

$$V_0 = 12.6 \text{ km s}^{-1}$$

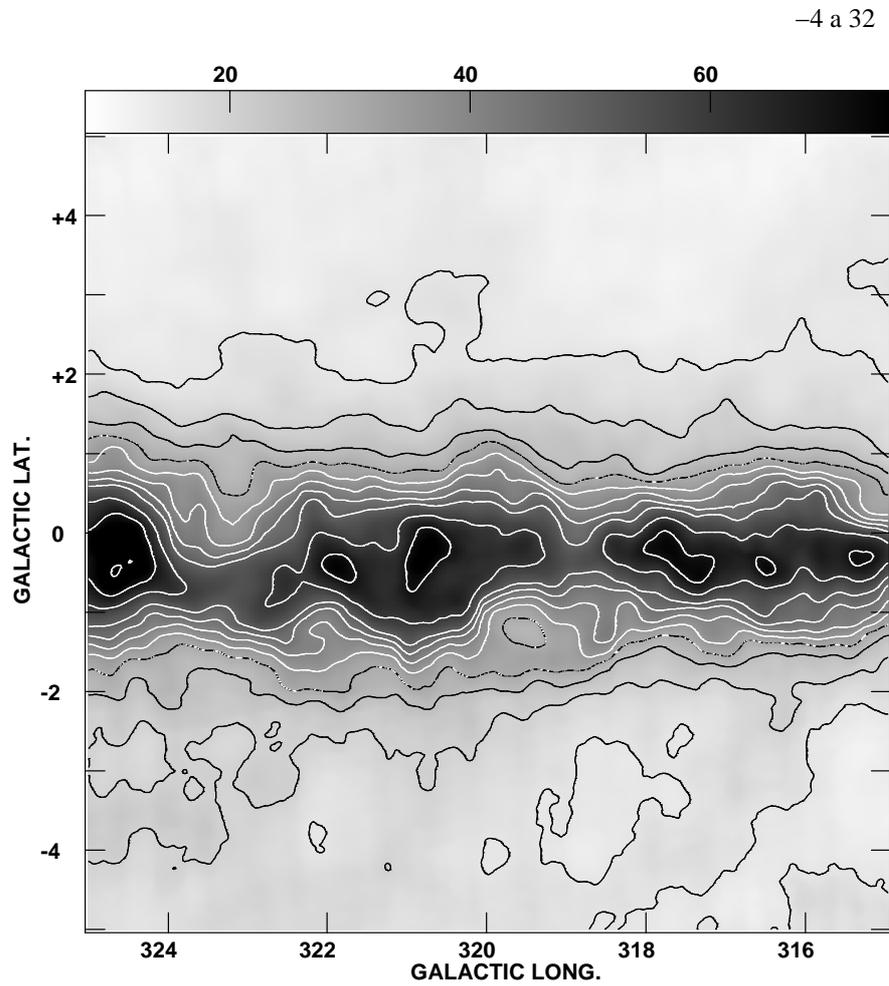


Figure 14: Imagen de la supercáscara GS319-01+13. Temperatura de brillo promediada en el rango de velocidades que se indica en el borde (externo) superior derecho. Los contornos de temperatura de brillo van de 3.6 K a 15 K con un salto de 2 K y de ahí en más hasta 150 K pero con un salto de 10 K.

*A partir de imágenes posición-velocidad.* En este caso hemos trazado un corte en la imagen de la izquierda (Figura 15) que pasa aproximadamente por el centro de la SC-HI, obteniéndose un perfil

(panel de la derecha) de velocidad contra temperatura de brillo. En el mismo están marcadas las paredes de la supercáscara (picos de emisión de HI), vemos que una de ellas corresponde a  $V_{min} = -4$  km s<sup>-1</sup>. Nosotros la interpretamos como la pared que se acerca pero hay que advertir que a esas velocidades ese pico de emisión podría estar vinculado al cinturón de Gould, debido a que muestra continuidad en todo el rango de longitudes galácticas de esa imagen (Figura 15) (para más detalles ver "The Gould Belt System and the Local Interstellar Medium", Wolfgang Pöppel, 1997). El otro pico de emisión se encuentra a  $V_{max} = 32$  km s<sup>-1</sup> (pared que se aleja). Luego de la ecuación (13) obtenemos que la velocidad de expansión es de  $V_{exp} = 18$  km s<sup>-1</sup>. En la misma figura, se observa un máximo entre las dos paredes de la SC-HI, éste corresponde a la velocidad central, obteniéndose un valor para la misma de  $V_0 = 12.6$  km s<sup>-1</sup>. Un tratamiento análogo se lleva a cabo para una imagen velocidad-latitud galáctica, obteniéndose valores de  $V_{min} = -2$  y  $V_{max} = 38$  km s<sup>-1</sup>, de las cuales se obtuvo  $V_{exp} = 20$  km s<sup>-1</sup>. Finalmente la velocidad de expansión de la SC-HI va a ser el promedio de la obtenida con la imagen velocidad-longitud y de la obtenida con la imagen velocidad-latitud.

Luego,  $V_{exp} = 19 \pm 1$  km s<sup>-1</sup>. Por lo que  $\Delta V \equiv 2V_{exp} = 38 \pm 2$  km s<sup>-1</sup>

### 3.3.2 Distancias Cinemáticas

Para estimar la distancia utilizamos los modelos de Fich et al. (1989) y el de Brand y Blitz (1993). Primero para una distancia del Sol al centro galáctico  $d_{S-cg} = 7.6$  kpc y luego para una distancia de  $d_{S-cg} = 8.5$  kpc, como ya se mencionó en el capítulo 2.3.2. Para determinar la distancia, se usó un programa que necesita como dato la velocidad central, entre otros.

- Usando como datos, distancia del sol al centro galáctico  $d_{S-cg} = 7.6$  kpc y velocidad del Sol respecto al centro galáctico de  $V = 214$  km s<sup>-1</sup>. Se obtiene una distancia al sol de la estructura de  $d \simeq 12.4 \pm 0.9$  kpc. Y una distancia al centro galáctico de  $R \simeq 8.5 \pm 0.7$  kpc.
- Usando como datos, distancia del sol al centro galáctico  $d_{S-cg} = 8.5$  kpc y velocidad del Sol respecto al centro galáctico de  $V =$

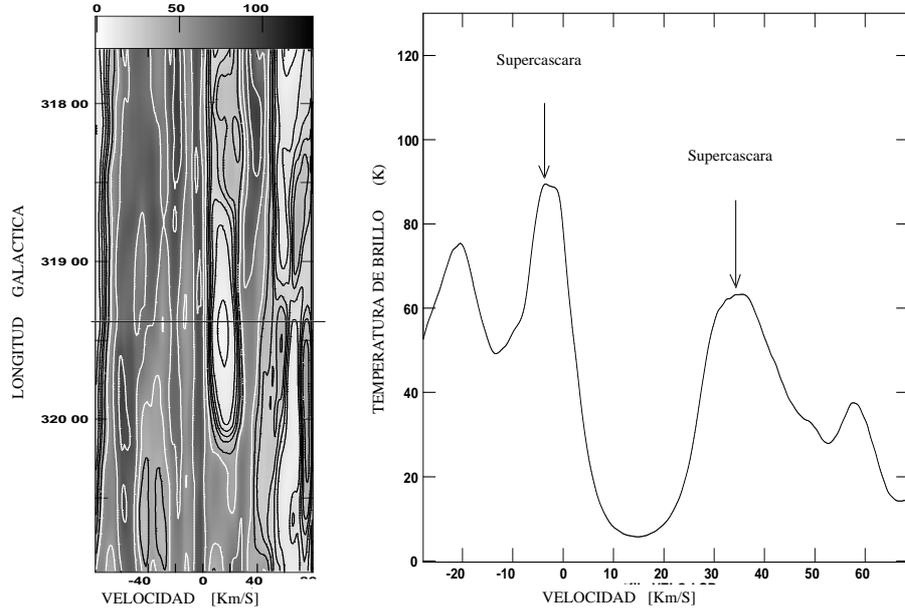


Figure 15: En el panel de la izquierda se muestra una imagen promedio (velocidad-longitud galáctica) en el rango de velocidades de  $-4$  a  $32 \text{ km s}^{-1}$ . En la misma, se trazó un corte (marcado con línea negra) que pasa por el centro de la SC-HI. En el panel de la derecha se observa un perfil de velocidad contra temperatura de brillo (que se obtiene de dicho corte) en el cual se marcan las paredes de la SC-HI con una flecha.

$220 \text{ km s}^{-1}$ . Se obtiene una distancia de la estructura al sol de  $d \simeq 13.9 \pm 0.7 \text{ kpc}$ . Y una distancia al centro galáctico de  $R \simeq 9.3 \pm 0.6 \text{ kpc}$ .

En este trabajo se optó por tomar los valores obtenidos a partir de  $d_{S-cg} = 8.5 \text{ kpc}$ , o sea

$$d = 13.9 \pm 0.7 \text{ kpc}.$$

Para objetos de la velocidad considerada, no hay ambigüedad en la distancia encontrada (ver Figura 7).

### 3.3.3 Longitud y Latitud Galácticas Centrales y otros Parámetros

Para determinar el centro geométrico de la distribución de masa asociada con la supercáscara (longitud galáctica central ( $l_0$ ) y latitud galáctica central ( $b_0$ )). En la imagen que se muestra en la figura

14 se ajustó una circunferencia por mínimos cuadrados, a los puntos posicionados en los picos de máxima emisión de HI en lo que serían las paredes de la supercáscara. Se obtuvo que el centro de esa circunferencia está en

$$l_0 = 319^\circ.3, b_0 = -1^\circ.1$$

El error de estas coordenadas es de  $\pm 0^\circ.3$ .

De acuerdo a como se explicó en el capítulo 2.3.4, derivamos el tamaño de la supercáscara y analizamos si la expansión de dicha estructura es homogénea. Para ello utilizamos ángulos de apertura de aproximadamente  $20^\circ$  cada uno y que cubren diferentes direcciones (Figura 16). Si la supercáscara se expandiera de manera uniforme, los perfiles encontrados para estos tres ángulos de apertura, deberían ser coincidentes entre sí.

En la figura 17, se observan los tres perfiles que se obtuvieron luego de integrar la temperatura de brillo en las regiones: a, b y c de la Figura 16. Se ve que los perfiles están desplazados en distancia angular, por lo tanto, concluimos que la supercáscara GS319-01+13 no se expande en forma uniforme. A partir de estos perfiles se obtuvieron los siguientes radios medios ( $R_3, R_4, R_5$ ) y espesores ( $A_{p3}, A_{p4}, A_{p5}$ ) para la SC-HI

$R_3 = 0^\circ.48 \pm 0^\circ.15, A_{p3} = 0.5$ , obtenidos a partir de integrar la temperatura de brillo en la región **a** Figura 16.

$R_4 = 0^\circ.34 \pm 0^\circ.13, A_{p4} = 0.35$ , obtenidos a partir de integrar la temperatura de brillo en la región **b** Figura 16.

$R_5 = 0^\circ.32 \pm 0^\circ.12, A_{p5} = 0.34$ , obtenido a partir de integrar la temperatura de brillo en la región **c** Figura 16.

También hemos realizado el mismo procedimiento pero con un ángulo de apertura igual a la suma de los tres ángulos anteriores, o sea  $\sim 120^\circ$ , marcado con una línea punteada en la Figura 16. Con esto se busca encontrar los parámetros medios de radio y espesor de la supercáscara que pueden caracterizar a la estructura en forma general. Como se observa en la Figura 9, el espesor va a estar dado por el ancho del perfil a mitad del pico principal. El valor encontrado es de

$$A_p = 0^\circ.4$$

y el radio angular medio (R) de la SC-HI es de

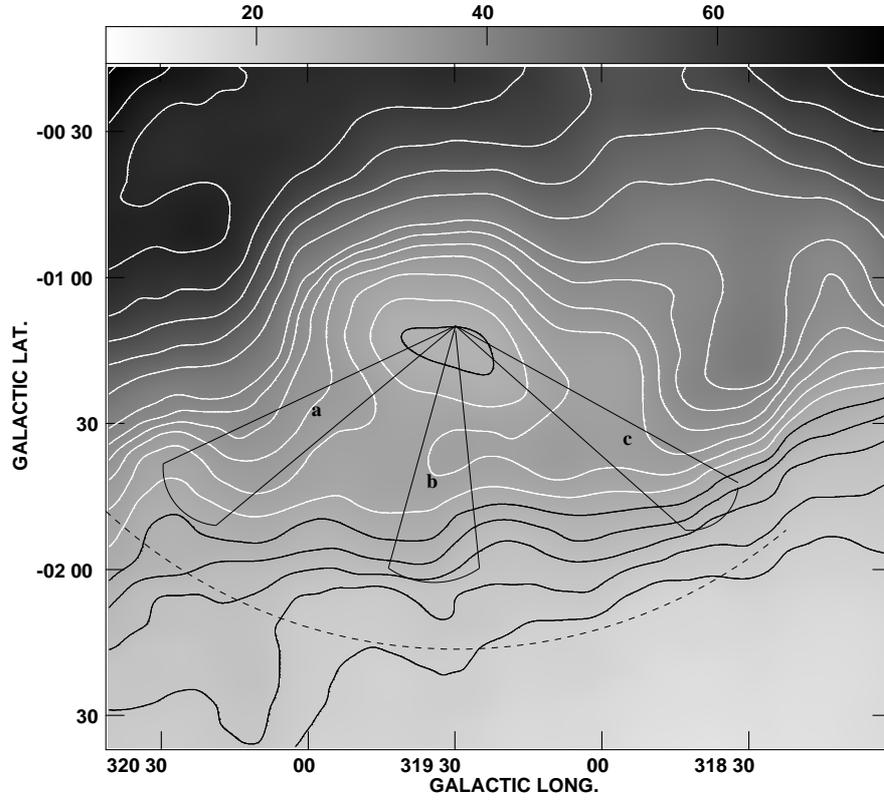


Figure 16: Diferentes ángulos ( $\sim 20^\circ$ ) donde integramos la temperatura de brillo. El arco punteado corresponde al ángulo de  $\sim 120^\circ$

$$R = 0^\circ.38 \pm 0^\circ.14$$

La estructura va a tener un radio interno ( $R_1$ ) y uno externo ( $R_2$ ), dados por

$$R_1 = R - A_p/2 \quad (40)$$

y

$$R_2 = R + A_p/2 \quad (41)$$

Con lo cual

$$R_1 = 0^\circ.18 \pm 0^\circ.14$$

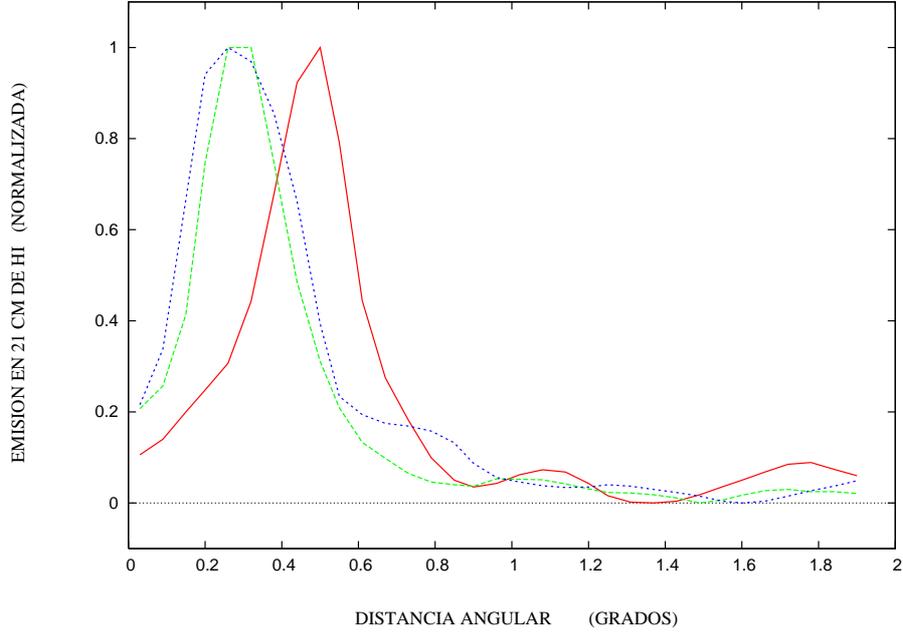


Figure 17: Cortes realizados a diferentes ángulos con ángulos de apertura de  $20^\circ$  y que apuntan en diferentes direcciones. Todos los cortes pasan por el centro geométrico de la SC-HI.

y

$$R_2 = 0^\circ.58 \pm 0^\circ.14$$

Con estos datos y adoptando una distancia de  $13.9 \pm 0.7$  kpc, ya estamos en condiciones de calcular la masa. Usando la ecuación (27), por completitud

$$M_{\text{HI}} = 1.46 \times 10^{-2} T_{bm} \Delta V \Omega_{px} N_{px} d^2$$

Para calcular  $T_{bm}$ , sobre la imagen posición-posición (l-b) (Figura 14), se marca la región que ocupa la supercáscara, obteniéndose una temperatura de brillo observada  $T_{bm} = 17.3$  K (ésta no es la  $T_{bm}$  que se utiliza para determinar la masa porque hay contribución del material del plano). Durante este proceso hay que ser cuidadoso, ya que la emisión de HI asociada con la supercáscara se confunde con la emisión del fondo. Para evitar la contribución de la temperatura de brillo del fondo, se sustraen las curvas de nivel correspondientes a

éste. Para ello, se trazan cortes en el diagrama posición-posición que pasen por el centro de la SC-HI, uno paralelo al eje de las abscisas (1) y el otro paralelo al eje de las ordenadas (b). A partir de esos cortes, se deriva que la contribución global de la emisión de HI es de  $\sim 4$  K ( $T_b(\text{fondo})$ ). Entonces, usando la ecuación (23), la temperatura de brillo media de la SC-HI es

$$T_{bm} = 13.3\text{K}$$

Hemos usado que  $m_{\text{HI}} \sim m_p = 1.67 \times 10^{-24}$  gr y  $\Delta V = 38$  km  $\text{s}^{-1}$ . También recordemos que  $\Omega_{HI} = N_{px}\Omega_{px}$ . Cada pixel mide:  $1^\circ.667 \times 10^{-2} \times 1^\circ.667 \times 10^{-2}$ , luego  $\Omega_{px} = 8.46 \times 10^{-8}$  sr. Teniendo en cuenta que  $N_{px} = 3700$  px, entonces  $\Omega_{HI} = 3.12 \times 10^{-4}$  sr.

Reemplazando estos valores en la ecuación (27), se obtiene la masa

$$M = 5.7 \times 10^5 M_\odot$$

Sabiendo que los términos que tienen error son  $T_{bm}$ ,  $d$  y  $\Delta V$ , vamos a calcular el error relativo en la determinación de la masa. Las indeterminaciones en cada uno de estos términos son:  $\sigma T_{bm} = 2$  K,  $\sigma d = 0.7$  kpc y  $\sigma \Delta V = 1$  km  $\text{s}^{-1}$ . No hemos tenido en cuenta el error en la determinación de  $\Omega_{HI}$  ya que es inferior a 0.01. Luego,

$$\frac{\sigma T_{bm}}{T_{bm}} = 0.1$$

$$\frac{\sigma d}{d} = 5.03 \times 10^{-2}$$

$$\frac{\sigma \Delta V}{\Delta V} = 5.26 \times 10^{-2}$$

Insertando estos resultados en la ecuación (35) de la teoría de propagación de errores, se encuentra que el error relativo en la determinación de la masa es  $\frac{\sigma M}{M} = 0.17$

Finalmente el valor de la masa y su error relativo es

$$M = 5.7 \pm 1 \times 10^5 M_\odot$$

Se debe aclarar un hecho importante: el valor de la masa que se obtuvo no representa la masa de toda la supercáscara, sino sólo un porcentaje de ella. Esto es debido a que la temperatura de emisión

de la supercáscara se confunde con la temperatura de emisión del material del plano galáctico circundante (ver Figura 11). Este valor de la masa corresponde al valor derivado de un ángulo de  $120^\circ$  medido desde el centro de la SC-HI en la dirección contraria la plano galáctico, para evitar la contribución del mismo.

Entonces, para calcular la masa de toda la supercáscara, vamos a suponer que tiene simetría esférica y además supondremos que la masa calculada se encuentra distribuida de manera uniforme en toda la extensión. Luego la masa de toda la estructura va a estar dada por

$$\frac{360^\circ}{\alpha} M_\alpha \quad (42)$$

donde  $M_\alpha = 5.7 \pm 1 \times 10^5 M_\odot$

Finalmente, la masa total de la supercáscara será

$$M_t = 1.7 \pm 0.3 \times 10^6 M_\odot.$$

Suponiendo que la estructura es una corona esférica, podemos calcular la densidad de la misma mediante la ecuación (28)

$$\rho_{SC} = \frac{M_t}{\frac{4}{3}\pi(R_2^3 - R_1^3)}.$$

Sabiendo que  $R_1 = 45$  pc y  $R_2 = 140$  pc y usando el valor de la masa total de la SC-HI anteriormente calculado, obtenemos

$$\rho_{SC} = 6 \text{ at cm}^{-3}$$

En este caso, los términos que poseen error son la masa ( $M_t$ ) y los radios ( $R_1$  y  $R_2$ ).

Como  $\sigma R_1 \equiv \sigma R_2 \equiv \sigma R = 0.14$  a 13900 pc y sabemos que  $\sigma M_t/M_t = 0.17$ , reemplazando estos valores en la ecuación (39), obtenemos que

$$\sigma \rho_{SC}/\rho_{SC} = 0.6$$

Por lo tanto el valor de la densidad con su error es,

$$\rho_{SC} = 6 \pm 3.6 \text{ at cm}^{-3}$$

La energía cinética de expansión de la supercáscara la podemos calcular a partir de la ecuación (29),

$$E_{cin} = 0.5M_t(V_{exp})^2,$$

expresamos la masa en gramos,  $M_t = 3.38 \times 10^{39}$  gr y la velocidad de expansión en  $\text{cm s}^{-1}$ ,  $V_{exp} = 1.9 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ . Reemplazando estos valores en la ecuación (29), se obtiene,

$$E_{cin} \simeq 6 \times 10^{51} \text{ ergs.}$$

Los términos que poseen error son  $M_t$  y  $V_{exp}$ . Luego la energía cinética con su error es,

$$E_{cin} = 6 \pm 0.6 \times 10^{51} \text{ ergs.}$$

### 3.4 Origen de la Supercáscara

Para estudiar el origen de la supercáscara, calculamos la eficiencia de conversión de energía,  $\epsilon$ , para una burbuja en el modelo de conservación de energía, definida como el cociente entre la energía cinética en la supercáscara y la energía mecánica aportada por el viento estelar.

Un cálculo estimado de la energía aportada por los vientos estelares está dado por  $E_w = 0.5\dot{M}V_w^2t$ , donde  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa,  $V_w$  es la velocidad del viento estelar y  $t$  es el tiempo de vida de la estrella.

Un cálculo teórico de la eficiencia de conversión de energía arroja un valor de  $\epsilon \sim 0.2$ . Pero observacionalmente se encuentra  $\epsilon = 0.015 - 0.05$  (Cappa et al., 2003).

Si suponemos que la SC-HI fue generada por estrellas tipo O, que el viento estelar sopla durante el tiempo de vida de la estrella ( $t = 4.0 \times 10^6$  años (Schaller et al., 1992) para una estrella tipo O5V) y adoptando una tasa de pérdida de masa de  $\dot{M} \simeq 5 \times 10^{-6}M_\odot$  y  $V_w \simeq 2000 \text{ km s}^{-1}$ , obtenemos que  $E_w \simeq 8 \times 10^{50} \text{ ergs}$ . Por lo que necesitaríamos aproximadamente  $\sim 300$  estrellas O5V para generar la supercáscara por el mecanismo anteriormente mencionado.

Supondremos que cada estrella O se convirtió en una tipo Wolf-Rayet (WR) que a los efectos del cálculo consideraremos que es una tipo WC. La tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal del viento son de  $\dot{M} = 5 \times 10^{-5}M_\odot \text{ años}^{-1}$  y  $V_\infty \simeq 2000 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente (Schaefer et al., 1997). Suponemos una duración de la fase WR de  $t = 5 \times 10^5$  años, para estrellas con metalicidades solares.

Luego  $E_w \simeq 10 \times 10^{50}$  ergs, lo que implica que necesitaríamos  $\sim 240$  estrellas tipo WR para generar la supercáscara.

Luego si combinamos los efectos de las estrellas tipo O con estrellas tipo Wolf-Rayet, la energía aportada al medio es de  $\sim 4 \times 10^{50}$  erg. Lo que implica que necesitaríamos aproximadamente 13 estrellas (OV5 más WR) para generar la SC-HI. Estos cúmulos de estrellas no son comunes en la Vía Láctea. De todas formas buscaremos, en diferentes catálogos, cúmulos abiertos, estrellas de tipo temprano y remanentes de supernova que se encuentren a una longitud y latitud galácticas aproximadamente igual a la de GS319-01+13 para poder eventualmente explicar su origen.

- Del catálogo de cúmulos abiertos, WEBDA <sup>1</sup>, encontramos:  
ASCC 79 en  $l= 320.^{\circ}04$ ,  $b= -2.^{\circ}86$ . A una distancia  $d= 0.8$  kpc.  
Pismis 21 en  $l= 320.^{\circ}517$ ,  $b= -1.^{\circ}2$ . A una distancia  $d= 2.018$  kpc.
- Del catálogo de estrellas de tipo temprano de Garmany <sup>2</sup> (1982), hemos encontrado:  
HD 135240. Tipo espectral O7.5III en  $l= 319.^{\circ}7$ ,  $b= -2.^{\circ}883$ . A una distancia  $d= 0.9$  kpc.  
HD 135591. Tipo espectral O7.5III en  $l= 320.^{\circ}133$ ,  $b= -2.^{\circ}633$ . A una distancia  $d= 1.1$  kpc.  
PIS 20 11. Tipo espectral O9.5I en  $l= 320.^{\circ}5$ ,  $b= -1.^{\circ}2$ . A una distancia  $d= 4.0$  kpc.
- Del catálogo de remanentes de supernova <sup>3</sup>, encontramos  
MSH 15-52, RCW 89. Tipo C, índice espectral 0.4 en  $l= 320.^{\circ}4$ ,  $b= -1.^{\circ}2$ . A una distancia  $d= 2.5$  kpc.

Concluimos que ninguno de estos objetos parecería estar vinculado con GS319-01+13, si es que las distancias son correctas en orden de magnitud.

---

<sup>1</sup><http://www.univie.ac.at/webda>

<sup>2</sup><http://www.cdsweb.u-strasbg.fr>

<sup>3</sup><http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs>

Table 1: Parámetros principales de la Supercáscara GS319-01+13

Parámetro	Supercáscara 319-01+13
Long. Gal. ( $^{\circ}$ )	319.3
Lat. Gal. ( $^{\circ}$ )	-1.1
$V_0$ ( $\text{kms}^{-1}$ )	12.6
$V_{exp}$ ( $\text{kms}^{-1}$ )	$19 \pm 1$
$\Delta V$ ( $\text{kms}^{-1}$ )	$38 \pm 2$
Distancia al Sol (kpc)	$13.9 \pm 0.7$
Radio medio ( $^{\circ}$ )	$0.38 \pm 0.14$
$R_1^*$ (pc)	45
$R_2^*$ (pc)	140
$R_1$ ( $^{\circ}$ )	$0.18 \pm 0.14$
$R_2$ ( $^{\circ}$ )	$0.58 \pm 0.14$
Ancho ( $^{\circ}$ )	0.40
Ancho* (pc)	97
Masa* ( $10^6 M_{\odot}$ )	$1.7 \pm 0.3$
Densidad* ( $\text{at cm}^{-3}$ )	$6 \pm 3.6$
Energ. Cin.* ( $10^{51}$ ergs)	$6 \pm 0.6$

\* Adoptando  $d = 13900$  pc

## Bibliografía.

- [1] McClure-Griffiths, N.M., Dickey, J.M., Gaensler, B.M. & Green, A.J., 2002, ApJ, 578, 176.
- [2] Fich, M., Blitz, L. & Stark, A. A., 1989. ApJ, 342, 272.
- [3] Brand, J. & Blitz, L., 1993, A&A 275, 67.
- [5] Schaller, G., Schaerer, D., Meynet G. & Maeder, A., 1992, A&A, 96, 269.
- [6] Schaeffer, D., Schmutz, W. & Grenon, M., 1997, ApJ 484, L153.
- [7] Pöppel, W., "The Gould Belt System and the Local Interstellar Medium", 1997.
- [8] Cappa, C., Niemela, V. S., McClure-Griffiths, N. M., 2003,

RMxAC, 15, 47.

# Capítulo 4

## 4 Conclusiones

Haciendo uso de las observaciones de HI del radiotelescopio de disco simple de Parkes, se ha estudiado la supercáscara GS 319 – 01 + 13. De ella se obtuvieron ciertos parámetros. Esta estructura tiene su centro en  $(l, b) = (319^\circ.3, -1^\circ.1)$ . El hidrógeno neutro asociado con la supercáscara se puede observar, con su característico patrón de anillos, en el rango de velocidades de  $-4$  a  $32 \text{ km s}^{-1}$ . La velocidad central es  $V_0 = 12.6 \text{ km s}^{-1}$  y la velocidad de expansión es  $V_{exp} = 19 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ . La distancia cinemática es  $d = 13.9 \pm 0.7 \text{ kpc}$ . a esa distancia, el gas atómico contenido es  $1.7 \pm 0.3 \times 10^6$  masas solares. El radio medio es  $\sim 100 \pm 35 \text{ pc}$  y el ancho de la SC-HI es  $\sim 100 \text{ pc}$ . finalmente se obtuvo que la energía cinética es de  $E_{cin} = 6 \pm 0.6 \times 10^{51}$  ergs.

No hemos encontrado, en los catálogos de cúmulos abiertos, estrellas de tipo temprano y remanetes de supernova, objetos que pudieran haberle dado origen a la supercáscara.

De los resultados se ve que la ubicación de GS319-01+13 es en la zona interbrazo entre Scutum-Crux y Sagittarius-Carina. Esto favorece la hipótesis de que las SC-HI se ubican en una región preferencial en la galaxia, la zona interbrazo.

GS139-01+13 podría ser clasificada como una supercáscara de dimensiones y energía cinética relativamente pequeñas.