

6
2EJ



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DE UNA
SUPERBURBUJA
EN LA NUBE MENOR
DE MAGALLANES

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

F Í S I C O

P R E S E N T A :

LORENA ARIAS MONTAÑO

MÉXICO, D.F.



1995

FALLA DE ORIGEN

FACULTAD DE CIENCIAS
SERVICIO DE BIBLIOTECA



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. VIRGINIA ABRIN BATULE

Jefe de la División de Estudios Profesionales

Facultad de Ciencias

Presente

Los abajo firmantes, comunicamos a Usted, que habiendo revisado el trabajo de Tesis que realizó con LA pasante(s) ARIAS MONTAÑO LORENA

con número de cuenta 8508594-5 con el Título:

"ESTUDIO DE UNA SUPERBURBUJA EN LA NUBE MENOR DE MAGALLANES"

Otorgamos nuestro **Voto Aprobatorio** y consideramos que a la brevedad deberá presentar su Examen Profesional para obtener el título de FISICO.

GRADO	NOMBRE(S)	APELLIDOS COMPLETOS	FIRMA
	DRA. MARGARITA EUGENIA DEL SOCORRO ROSADO SOLIS		
Director de Tesis	DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA		
	DRA. SILVIA TORRES CASTILLEJA		
Suplente	DR. VLADIMIR ESCALANTE RAMIREZ		
Suplente	DR. GERARDO CARMONA RUIZ		

Por la confianza y el apoyo de siempre, con cariño:

a mis padres.

L. A. M.

AGRADECIMIENTOS

Deseo manifestar un agradecimiento muy especial a la Dra. Margarita Rosado Solís por dirigir esta tesis, por su paciencia y por los constantes ánimos para seguir.

Agradezco además a: Dr. Gerardo Carmona Ruíz, Dr. Vladimir Escalante Ramírez, Dr. Alejandro Ruelas Mayorga y Dra. Silvia Torres-Peimbert por aceptar revisar este trabajo y por los comentarios que ayudaron a mejorarlo.

Al Instituto de Astronomía por las facilidades, los servicios prestados por su personal y por la oportunidad de viajar al Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, B. C.

A DGAPA y el proyecto IN-102192 por el importante apoyo económico.

A mis amigos del comienzo: Edgar A., Fernando H., Vladimir R., J. Alberto O. y Emilio R. y también a Victor G., Moises M., Selene M., Patricia A., María O., Adolfo Z., Laura C., Bárbara S. P., Yaniré G. Erika S. e Iván C., a todos ellos, por los gratos momentos compartidos.

INDICE

RESUMEN.	<i>i</i>
1. INTRODUCCION.	1
2. SISTEMA DE MAGALLANES.	3
2.1 Las Nubes de Magallanes.	3
2.2 La corriente de Magallanes.	4
2.3 La Nube Menor de Magallanes.	5
2.4 Superburbujas en las Nubes de Magallanes.	11
3. MECANISMOS DE FORMACION.	14
3.1 Superburbujas formadas por vientos estelares.	14
3.1.1 Dinámica del cascarón.	17
3.1.2 Región interna de la superburbuja.	20
3.2 Superburbujas formadas por explosión de supernovas.	22
3.3 Superburbujas formadas por la acción combinada de vientos estelares y explosión de supernovas.	23
3.4 Superburbujas formadas por formación estelar secuencial.	28
3.5 Superburbujas formadas por la colisión de nubes de HI con un disco galáctico.	30

4. EQUIPO, OBSERVACIONES Y REDUCCION DE DATOS.	33
4.1 Instrumentación.	33
4.1.1 El interferómetro de Fabry-Perot de barrido.	36
4.2 Observaciones.	37
4.3 Reducción de datos.	38
4.3.1 La carta de fase y el campo de velocidades radiales.	38
4.3.2 Sustracción de las líneas del cielo.	39
4.3.3 Perfil de la línea.	40
4.4 Cantidades físicas.	40
4.4.1 Flujo y brillo superficial.	40
5. LA SUPERBURBUJA SMC1.	44
5.1 Dimensiones.	44
5.2 El campo de velocidades radiales.	44
5.3 Velocidad de expansión.	49
5.4 Ensanchamiento de los perfiles.	49
5.5 Cantidades físicas.	52
5.5.1 Brillo superficial.	52
5.5.2 Densidad.	52
5.5.3 Masa y energía cinética.	54

5.6 Contenido estelar en la superburbuja.	55
5.7 Comparación con los modelos.	55
6. CONCLUSIONES.	60
APENDICE.	61
REFERENCIAS.	66

RESUMEN

La región SMC1 en la Nube Menor de Magallanes fue observada por Y. M. Georgelin, E. Le Coarer y M. Rosado en noviembre de 1991. El equipo empleado, instalado en el Observatorio Europeo Austral (ESO), consiste de un telescopio de 36cm de diámetro con un reductor focal, un interferómetro de Fabry-Perot de barrido y una cámara contadora de fotones. Las imágenes de estas observaciones revelan la existencia de una superburbuja con radio de 300 pc.

En el presente trabajo, realizado en el Instituto de Astronomía de la UNAM, se analiza el campo de velocidades de la superburbuja y se determinan algunos parámetros cinemáticos: velocidad de expansión, edad, energía cinética de expansión, así como la densidad del medio en el que se formó.

Se presenta una revisión bibliográfica de los diferentes modelos existentes para la formación de superburbujas en el medio interestelar. En base a la comparación de estos modelos con los resultados obtenidos, se concluye que la superburbuja aquí estudiada se formó por los vientos estelares y explosiones de supernova de aproximadamente 200 estrellas de masa superior a $7 M_{\odot}$.

1. INTRODUCCION.

En nuestra Galaxia así como en otras galaxias espirales e irregulares existen estructuras que se caracterizan por una deficiencia de material interestelar en su interior y que están rodeadas por regiones de mayor densidad, las cuales pueden estar ionizadas o neutras. Es muy común encontrar en el interior asociaciones estelares, sin embargo no es un factor común a todas. Estas estructuras llamadas burbujas en su región interior y cascarones a la región circundante generalmente presentan una apariencia circular, pero la mayoría de las veces la apariencia está dada sólo por un arco. Las dimensiones de las burbujas son muy diversas, abarcan radios desde los de un remanente de supernova (RSN) ordinario (<100 pc) hasta mayores a 1 kpc. La energía cinética de expansión estimada en algunos casos sobrepasa los 10^{54} ergs. De acuerdo a un criterio establecido por Tenorio-Tagle y Bodenheimer (1988), los sistemas con radios iguales o mayores a 300 pc son referidos como superburbujas.

Hayward (1964) ya había señalado la existencia de anillos circulares con radios de 50 a 2500 pc en varias galaxias, mediante una revisión del Atlas de galaxias de Hubble. Una primera identificación de este tipo de estructuras fué hecha por Westerlund y Mathewson (1966), quienes encontraron un cascarón en la Nube Mayor de Magallanes. El cascarón de 500 pc de radio está compuesto de un arco de hidrógeno neutro (HI) combinado con una banda de estrellas azules, dos RSN y varias asociaciones estelares. Una primera explicación basada en sugerencias de Shklovskii (1960) proponía que el cascarón es el resultado de la explosión de una estrella supermasiva perteneciente a la primera generación de estrellas durante la formación de la galaxia, los RSN se interpretan como resultado de estrellas de segunda generación que se formaron dentro del cascarón. Hindman (1967) en su interpretación a la compleja estructura presentada por la Nube Menor de Magallanes, identificó tres estructuras con radios entre 500 y 1000 pc, velocidades de expansión de ~ 20 km/s y una masa de HI de $\sim 10^7 M_{\odot}$. Esta representación de cascarones en expansión actualmente parece haber sido confirmada por Staveley-Smith et al. (1994), como se detalla más adelante en el capítulo 2.

En nuestra Galaxia hay una gran evidencia de este tipo de estructuras. El Sol mismo está localizado en una región de baja densidad de materia interestelar, rodeado por un cascarón de HI en expansión (Lindblad 1967) y por una asociación de estrellas brillantes jóvenes conocida como el "Cinturón de Gould" (Lesh 1968). La energía requerida para esta superburbuja de forma elíptica es de 10^{51} ergs (Taylor et al. 1987), sus dimensiones son de 800 y 400 pc para los respectivos ejes y la edad estimada es de $3-9 \cdot 10^7$ años (Stothers y Frogel 1974). Muchas más de estas superburbujas han sido observadas en la Galaxia (Heiles 1979, 1984; Sivan 1974) así como en las Nubes de Magallanes (Georgelin et al. 1983, Caulet et al. 1982) y en otras galaxias: M31 (Brinks y Bajaja 1986), M33 (Deul y den Hartog 1990), IC10 (Shostak y Skillman 1989), M82 (Lynds y Sandage 1963) y M101 (Allen et al. 1978). Un problema fundamental en el estudio de las superburbujas es identificar la fuente de energía pues a la fecha, existe una gran controversia sobre su origen, el cual ayudará a conocer mejor el intercambio de materia y energía entre el disco y el halo en las galaxias espirales e irregulares.

En el presente trabajo se estudia en particular una superburbuja con radio de 300 pc en la región SMC1 (Meaburn 1980), localizada en la segunda galaxia más cercana a la Vía Láctea, la Nube Menor de Magallanes. A partir de observaciones espectroscópicas obtenidas con un interferómetro Fabry-Perot de barrido se analiza el campo de velocidades y se determinan sus principales parámetros cinemáticos como velocidad de expansión, edad y energía cinética. Así mismo se hace una revisión del contenido estelar dentro de la superburbuja. En el capítulo 2 se detallan las características (morfología, velocidades radiales, contenido estelar, etc.) de la Nube Menor de Magallanes. En el capítulo 3 se presenta una descripción general de las superburbujas y supercascarones y se discuten los diferentes mecanismos de formación, tales como la acción de vientos estelares y explosión de supernovas, formación estelar secuencial y el choque de nubes con el disco galáctico. En el capítulo 4 se describen los parámetros de las observaciones, el equipo empleado y el proceso de reducción de datos. Los resultados obtenidos se presentan en el capítulo 5. Finalmente en el capítulo 6 se presentan las conclusiones.

2. SISTEMA DE MAGALLANES.

2.1 Las Nubes de Magallanes.

La Nube Mayor de Magallanes (NMM) y la Nube Menor de Magallanes (NmM) son dos galaxias pertenecientes al Grupo Local, junto con el puente internubes y la Corriente de Magallanes forman el llamado Sistema de Magallanes, localizado en el Hemisferio Sur Celeste. Las Nubes de Magallanes están clasificadas como galaxias irregulares, de hecho la NMM es el prototipo de una clase de galaxias llamadas Irregulares Magallánicas que se caracterizan por tener una estructura espiral no definida. Por su parte la NmM es considerada como peculiar dentro de las irregulares dado que no se ajusta a ninguna de las categorías establecidas. Las dos galaxias presentan una barra cercana al centro pero ninguna tiene un núcleo claramente definido. Por ser las galaxias más cercanas a la Vía Láctea, es posible estudiar las propiedades individuales de las estrellas y las poblaciones estelares en condiciones diferentes a las de la Galaxia, así como su interacción con ésta. En la tabla 2.1 se presentan algunos de sus principales parámetros.

Un aspecto distinguible en las Nubes de Magallanes es la presencia de estrellas bastante jóvenes y luminosas, muchas de las cuales están rodeadas por nebulosas de emisión, en la NMM se encuentra la mayor de estas nebulosas llamada 30 Doradus. A diferencia de los cúmulos encontrados en la Vía Láctea que contienen preferencialmente estrellas viejas, los pertenecientes a las Nubes de Magallanes tienen edades menores que 10^{10} años. Esta diferencia de edades sugiere que las dos galaxias iniciaron el colapso gravitacional paralelo al de la Galaxia, pero se formaron pocos cúmulos globulares, con formación estelar ineficiente y permanecieron prácticamente gaseosas hasta $2 \cdot 10^9$ años atrás, momento en que se produjo una fuerte formación estelar durante la cual nacieron la mayor parte de las estrellas actualmente visibles. Aún ahora las galaxias son ricas en gas, de la masa total, el 10% para la NMM y el 30% para la NmM es HI, en comparación con el 2% de la Galaxia. Dada la cercanía, las fuerzas de marea producidas por la interacción entre ambas Nubes y a su vez con la Vía Láctea han distorsionado su forma. Una reconstrucción histórica sugiere que las dos galaxias colisionaron o al menos tuvieron un encuentro lo suficientemente cercano $2 \cdot 10^8$ años atrás (Murai y Fujimoto 1980).

Tabla 2.1 Nubes de Magallanes.

	Nube Mayor	Nube Menor
Distancia (kpc)	51.8	65
Diámetro (kpc)	7	5
Masa (M_{\odot})	10^{10}	10^9
Profundidad (kpc)	0.3	5-40
Rotación	sí	?
Clasificación	Irregular[IB(s)m]	Irregular [SB(s)m]
$M_{\text{HI}}/M_{\text{total}}$	0.1	0.3
Metalicidad*	0.25	0.1
Inclinación	27°	60°

* Referida a la Galaxia.

2.2 La Corriente de Magallanes.

La corriente de Magallanes es un sendero gaseoso de HI que proyectado en el cielo, comienza en la galaxia de Andrómeda, cruza el Polo Sur Galáctico y se extiende hasta alcanzar las Nubes de Magallanes, abarcando aproximadamente 110° . La presencia de esta corriente es evidencia de algún tipo de interacción entre las Nubes de Magallanes y la Vía Láctea y cualquier teoría que intente explicar su origen debe justificar las siguientes evidencias observacionales:

- a) la trayectoria seguida, vista desde el centro de la Galaxia, es un círculo máximo,
- b) parece estar asociada preferentemente a la Nube Menor,
- c) la velocidad radial del material varía de manera sinusoidal con la posición angular, con valores de 0-200 km/s y
- d) a diferencia del puente que une las Nubes, aparentemente no hay estrellas asociadas a la Corriente de Magallanes.

La explicación más usual para la formación de la Corriente de Magallanes es la teoría de marcas de Murai y Fujimoto (1980) que propone que las marcas producidas en las Nubes durante un encuentro con la Vía Láctea dejaron un rastro extendido de gas.

Un resultado importante en las simulaciones numéricas realizadas, es la colisión entre las dos Nubes hace $2 \cdot 10^8$ años, posteriormente Mathewson et al. (1986) plantearían que como resultado de la colisión, la Nube Menor se rompe en dos concentraciones. El modelo de Murai y Fujimoto (1980) supone que las Nubes tienen órbitas elípticas alrededor de la Galaxia y resulta satisfactorio sólo si la simulación comienza hace $2 \cdot 10^9$ años, lo cual sería un problema si desde su origen, las Nubes han sido satélites de la Galaxia, pues la asociación dataría de 10^{10} años, cuando la Galaxia se formó. Para resolver el problema, Murai y Fujimoto (1980) sugieren que las Nubes no estaban ligadas entre sí hace 10^{10} años sino que la Nube Mayor capturó a la Nube Menor hace $2 \cdot 10^9$ años, tiempo a partir del cual el modelo funciona correctamente y además, la captura puede explicar la repentina formación estelar en las Nubes de Magallanes.

2.3 La Nube Menor de Magallanes.

Las imágenes de esta galaxia muestran una evidente asimetría (figura 2.1). Al suroeste el cuerpo es masivo mientras que al noroeste se pierde la consistencia a lo largo del eje aparente llamado barra, dando la impresión de que existe hacia el sureste un polo que atrae el material de la barra. Esta región llamada por G. de Vaucouleurs región K1 apunta en dirección de la NMM y marca el comienzo de una extensión denominada "ala de la galaxia", la cual es notoriamente visible en los mapas de 21 cm del HI y en el ultravioleta.

La aparente complejidad de la estructura presentada por la Nmm proyectada en el cielo llevó a considerar la posibilidad de una igual complejidad a lo largo de la línea de visión. A partir de la primera publicación sobre medición de velocidades radiales en la Nmm (Wilson 1918) han aparecido un gran número de trabajos referentes al tema. La primera investigación más extensa sobre cinemática y morfología (Kerr y de Vaucouleurs 1955) revelaron una estructura considerablemente complicada. Actualmente parece estar establecido que la NMM es en gran parte responsable de esto.

La existencia de una gran profundidad fue planteada primeramente por Johnson (1961); basados en fotometría estelar y clasificación espectral, Ardeberg y Maurice (1979) y posteriormente Azzopardi (1981) dan las primeras estimaciones de 20-40 kpc para la profundidad total. Este valor ha sido confirmado por los estudios de estrellas Cefeidas de Caldwell y Coulson (1986) y Mathewson et al. (1986). Sin embargo, basados en observaciones en infrarrojo también para las estrellas Cefeidas, Welch et al. (1987) concluyen que la extensión en profundidad es de sólo 4 kpc.

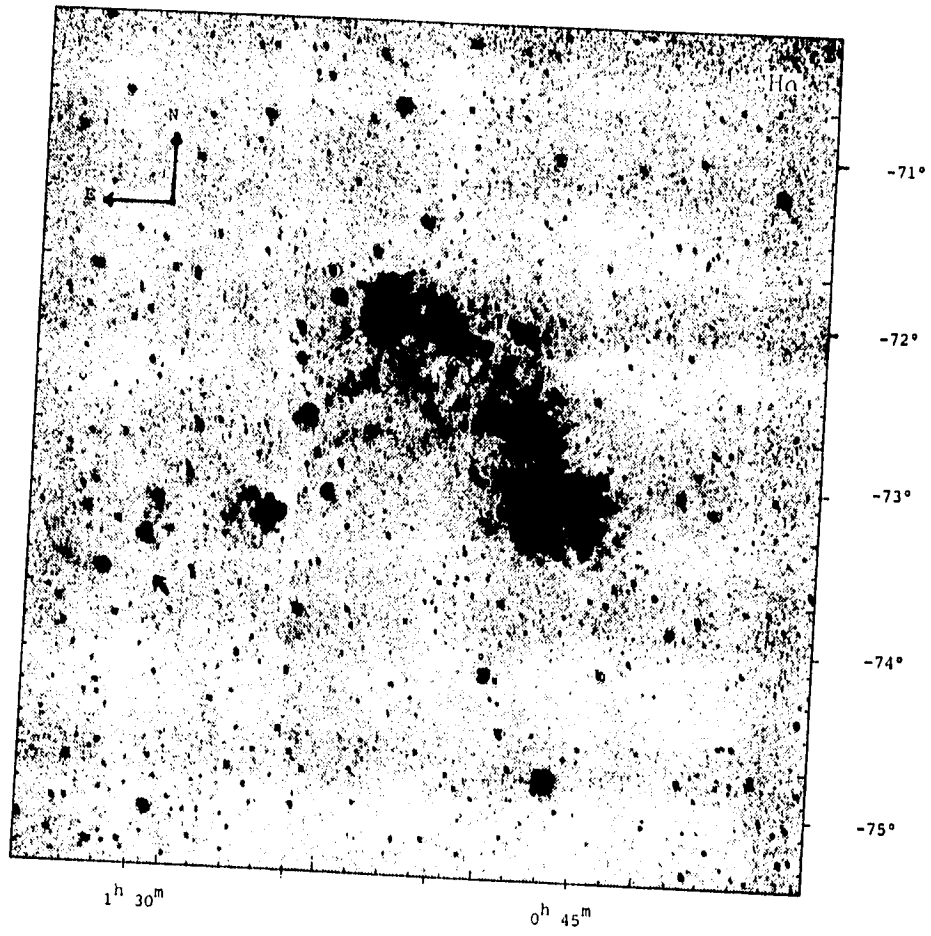


Fig. 2.1 Imagen en $H\alpha$ de la Nube Menor de Magallanes (Staveley-Smith et al. 1994). La flecha abajo a la izquierda indica la localización de la superburbuja SMC1.

Hindman (1964) fue el primero en sugerir, basado en las observaciones de la línea de 21 cm del HI, que la NmM está formada por dos complejos independientes de estrellas y gas y señala la presencia de picos múltiples en los perfiles observados (fig. 2.2). Posteriormente, el mismo Hindman (1967) en un estudio con mayor resolución y considerando la forma de los contornos en los diagramas de velocidad sugiere una estructura de la galaxia de tres cascarones en expansión. El cascarón principal (cascarón 1) presenta una apariencia esférica casi completa con diámetro de 2 kpc. Los otros cascarones presentan una apariencia menos definida y uno de ellos (cascarón 3) parece traslaparse con el cascarón 1 en la región del ala de la galaxia. La tabla 2.2 contiene los parámetros estimados de los tres cascarones y su posición se muestra en la figura 2.3.

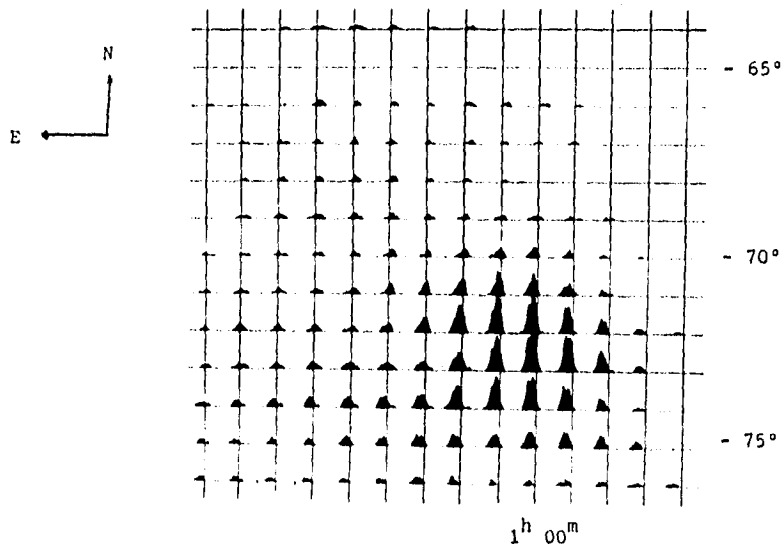


Fig. 2.2 Perfiles de emisión en HI para la Nube Menor de Magallanes que muestra la presencia de los picos múltiples. Está graficado un perfil para cada grado cuadrado del cielo, la línea vertical en cada perfil se encuentra a 50 km/s.

Tabla 2.2 Cascarones en la Nube Menor de Magallanes.

Cascarón	A. R. (1950)	Dec.	Velocidad (km/s)	Diámetro (kpc)	$V_{\text{expansión}}$ (km/s)	Masa HI (M_{\odot})
1	1 ^h 05 ^m	-72°54'	+15	2.0	23	1.9 10 ⁷
2	0 33	-74 20	-15	1.7	21	1.0 10 ⁷
3	1 22	-73 54	+10	1.1	19	0.3 10 ⁷

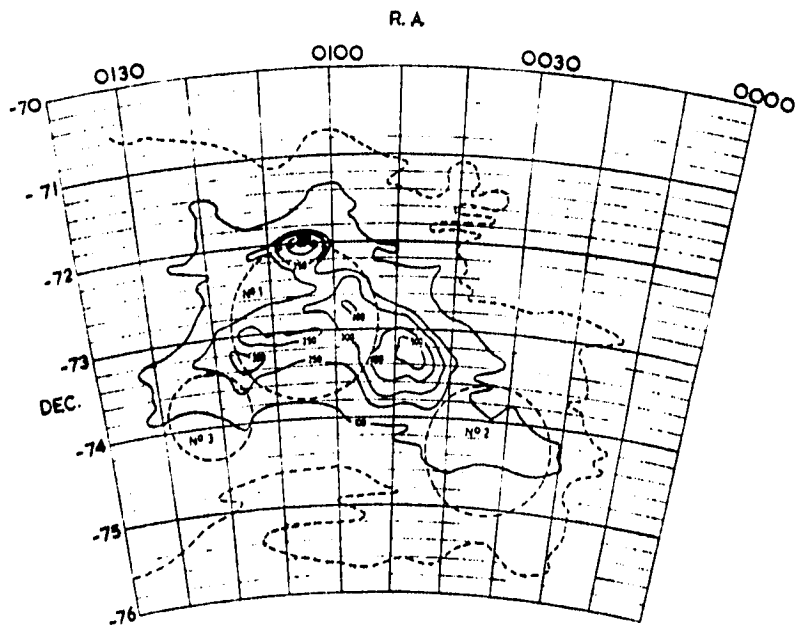


Fig. 2.3 Contornos de brillo en HI con la posición de los tres cascarones en la Nube Menor de Magallanes (Hindman 1967).

Como parte de este mismo trabajo Hindman (1967) deriva la primer curva de rotación para la NmM, un problema complicado pues supone que aunque hay rotación, el campo complejo de velocidades se debe a la superposición de los cascarones en expansión. Graficando la distribución de velocidades de los perfiles a lo largo del eje mayor de la galaxia, no encuentra una curva razonable, por lo que usa entonces las velocidades promedio. La curva ajustada (figura 2.4) es simétrica respecto a un punto cercano al centro del cascarón principal (cascarón 1). El centro de rotación aparece desplazado aproximadamente 1 kpc del centro de masa de la galaxia, situación similar a la encontrada en la NMM.

Posteriormente, Mathewson et al. (1986) retomando el problema de los picos múltiples encontrados por Hindman (1967), describen a la galaxia como dos entidades, a las cuales llaman "remanente de la NmM" y "Mini-nube de Magallanes", resultado de la fragmentación de la NmM ocurrida en la colisión propuesta por Murai y Fujimoto (1980) y separándose entre ellas a aproximadamente 40 km/s a lo largo de la línea de visión. Esta teoría fue refutada por Caldwell y Coulson (1986) pero reconfirmada por Mathewson et al. (1986) y Torres y Carranza (1987).

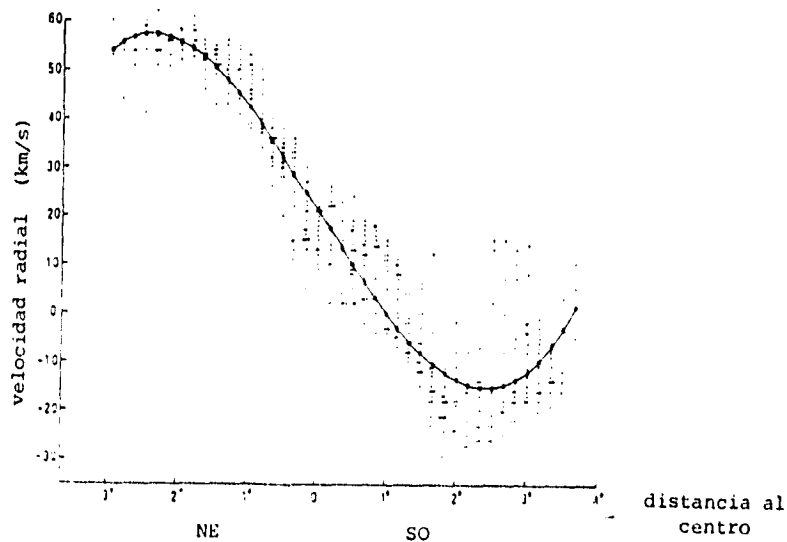


Fig. 2.4 Curva de rotación derivada de las velocidades promedio (Hindman 1967).

Para determinar las velocidades de las componentes se usaron las velocidades de las estrellas y del gas interestelar (Feast et al. 1960, Maurice 1979). Maurice (1979) encontró que al menos dos componentes están presentes a lo largo de la línea de visión separadas por 15 kpc. Azzopardi (1981), basado en los módulos de distancia de dos grupos de estrellas que consideró como pertenecientes a cada uno de los sistemas, llegó a la misma conclusión pero encontrando por su parte una separación de 8 kpc. Poco después, con base en estudios de alta resolución espectral (Songaila 1981, Cohen 1984, Songaila et al. 1986) y de datos en ultravioleta (Fitzpatrick 1984, 1985) fue confirmada la posición relativa de las dos componentes, sustentando la hipótesis de separación establecida años antes.

En una revisión de los mejores datos existentes de HI, velocidades radiales más precisas de estrellas jóvenes y regiones HII y perfiles con alta resolución espectral en líneas de absorción interestelar, Martín et al. (1989) encuentran que para el HI en el cuerpo principal (barra de la galaxia) coexisten, aunque localizadas en lugares diferentes, las siguientes cuatro componentes:

- Componente **VL** (de muy baja velocidad): observada principalmente en el sureste con velocidad galáctica (referida a la Galaxia) de -40 a -50 km/s.
- Componente **L** (de baja velocidad): la mayor y situada enfrente de casi toda la mitad sur de la galaxia con velocidad galáctica de -28 km/s.
- Componente **H** (de alta velocidad): la más importante y vista en todas partes excepto en el suroeste, con velocidad galáctica de 9 km/s.
- Componente **VH** (de muy alta velocidad): observada principalmente en el noreste con velocidad galáctica de 30 km/s y posiblemente conectada con la componente **H**.

Aparentemente las componentes **L** y **H** corresponden al remanente y a la mini-nube descritas por Mathewson et al. (1986).

Aunque la existencia de diferentes componentes ha sido confirmada por varios autores, el modelo de cascarones en expansión (Hindman 1967) no fue retomado. En un estudio reciente del HI para toda la galaxia Staveley-Smith et al. (1994) encuentran emisión en el rango de velocidades de 88-216 km/s. A 110 km/s se distingue un cascarón con diámetro de ~ 0.9 kpc que se traslapa con el segundo de los cascarones de Hindman (1967); otro cascarón de menor tamaño, 340 pc de diámetro, también es notable.

A 123.2 km/s se distinguen al noroeste de la galaxia, un par de cascarones que se superponen, con diámetros de ~ 550 pc que al igual que los anteriores no tienen contraparte óptica. A 156 km/s es notable el ala de la galaxia revelando una estructura compleja, dando la apariencia de una multitud de cascarones superpuestos, que podrían ser resultado de la interacción de SNs y vientos estelares con el medio interestelar. A 189 km/s se aprecia otro cascarón con diámetro de 2.0 kpc asociado con el tercero de los cascarones de Hindman (1967).

En el presente las velocidades radiales para el HI están prácticamente estudiadas en su totalidad. Las propiedades cinemáticas de los objetos discretos (estrellas, nebulosas planetarias, regiones HII) también han sido estudiados espectroscópicamente aunque en menor escala. Los estudios de velocidades radiales para el hidrógeno ionizado (HII) (Johnson et al. 1982, Le Coarer et al. 1993) han revelado extensiones de gas que cubren toda la barra y el ala de la galaxia y más aún, se extienden hacia la NMM mostrando una buena correlación con la distribución del HI. Además se ha verificado la existencia de un gradiente de velocidades a lo largo de la barra. Sin embargo, la interpretación de estos estudios sigue siendo objeto de múltiples discusiones, por ejemplo, estudios recientes sobre la cinemática de las nebulosas planetarias (Dopita et al. 1992) así como la de las regiones HII y del HI difuso (Le Coarer et al. 1993), muestran que estos objetos no siguen la distribución de velocidades reportada por Martin et al. (1989) y que se encuentran objetos con velocidades entre las cuatro componentes.

2.4 Superburbujas en las Nubes de Magallanes.

En la NMM se han observado burbujas gigantes y superburbujas mediante observaciones en H α (Meaburn 1980, Georgelin et al. 1983). Cerca de 85 cascarones gigantes han sido descubiertos con radios mayores a 130 pc, en 43 de ellos (Georgelin et al. 1983) se encontraron velocidades de expansión mayores que las esperadas para una región HII clásica, en estos casos se espera que la energía cinética adicional sea inyectada por vientos estelares y explosiones de supernova de las estrellas jóvenes.

Las nueve superburbujas encontradas en la NMM tienen radios entre 300 y 700 pc y en casi todos los casos se encuentran en el interior cúmulos estelares jóvenes ($< 2 \cdot 10^7$ años) o grandes asociaciones OB que ionizan el interior de los cascarones (Tabla 2.3).

Los radios son probablemente mayores que la escala de altura del disco de HI en el que se encuentran, por lo cual probablemente su estructura sea cilíndrica más que esférica. Bordeando los cascarones hay regiones HII jóvenes, asociaciones OB, RSNs y burbujas de menor tamaño, lo cual puede ser indicio de una formación estelar reciente.

Dos de las superburbujas más estudiadas son LMC4 (Dopita et al. 1985) y LMC2 (Caulet et al. 1982). LMC2 tiene una energía estimada de $2 - 3 \cdot 10^{53}$ ergs y sus parámetros son comparables a los encontrados en la Galaxia para objetos similares. 30 Doradus está entre LMC2 y LMC3 y se ha sugerido que la formación estelar activa en esa región puede ser generada por la colisión de las dos superburbujas (Tenorio-Tagle 1980, Meaburn 1981).

Tabla 2.3 Superburbujas en la Nube Mayor de Magallanes.

Superburbuja	R	N	n_o	t	V_{exp}	M_{HI}
LMC1	350	49		6-10		
LMC2	450	220	3.0	10-12	30	2.5
LMC3	500	30		5-10		
LMC4	700	250	0.8	10-15	36	1.7
LMC5	400	25		3-6		
LMC6	300	4				
LMC7	400	134		8-10		
LMC8	450	20		10-15		
LMC9	445					

R : radio observado de la estructura en el óptico (pc).

N : número de estrellas azules contenidas en el interior y que pudieron dar origen a la superburbuja.

n_o : densidad numérica del ambiente (cm^{-3}), previa a la formación de la superburbuja.

$t = 0.6 \frac{R}{V_{exp}}$: tiempo dinámico (10^6 años).

V_{exp} : velocidad de expansión del cascarón (km/s).

M_{HI} : masa inicial de hidrógeno, concentrada en el cascarón ($10^7 M_{\odot}$).

Aparte de los controvertidos supercascarones detectados en HI en la Nube Menor de Magallanes (Hindman 1967, Stanveley-Smith et al. 1994), sólo una superburbuja ha sido detectada en el óptico (Meaburn 1980). La estructura, denominada SMC1 tiene un radio de 300 pc y está localizada en el ala de la galaxia. Las coordenadas (1950) del centro son: $\alpha = 1^{\text{h}} 28^{\text{m}}$ y $\delta = -73^{\circ} 35'$. La imagen en $\text{H}\alpha$ (figura 2.5) revela pequeños cascarones asociados a un supercascaron completo y filamentario. Suponiendo una densidad $n_0 = 0.8 \text{ cm}^{-3}$ (valor tomado igual al de LMC4) y considerando que la superburbuja fue formada por acción de vientos estelares, Meaburn (1980) estima una velocidad de 57 km/s para una edad de $t = 3 \cdot 10^6$ años, con lo cual la energía cinética resultante es de aproximadamente $8 \cdot 10^{51}$ ergs. Estos valores son simples estimaciones que podrán ser comparadas con los resultados obtenidos en el presente trabajo.

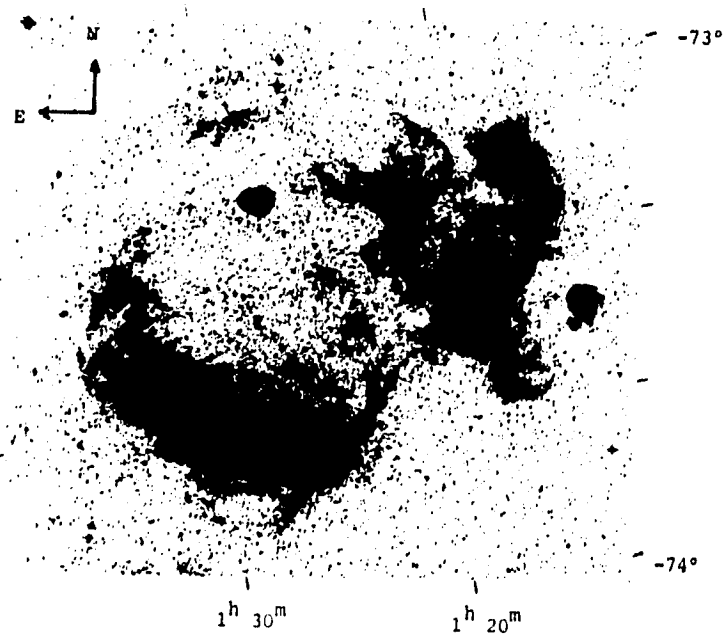


Fig. 2.5 Imagen en $\text{H}\alpha$ de SMC1 en la Nube Menor de Magallanes (Meaburn 1980).

3. MECANISMOS DE FORMACION.

Los principales mecanismos que actualmente se discuten en torno a la formación de superburbujas en el medio interestelar (MIE) involucran la energía liberada en forma de vientos estelares y explosiones de supernova, ya sea en forma aislada o conjunta. Uno de los modelos descritos aquí, sugiere que la acción de los vientos estelares y explosiones de supernovas, además de producir una burbuja inducen la formación de nuevas estrellas y en otro modelo más, se plantea la liberación de una gran cantidad de energía como resultado del choque de nubes de HI, de intermedia y alta velocidad, con el disco galáctico.

3.1 Superburbujas formadas por vientos estelares.

Observaciones en el óptico, ultravioleta, radio e infrarrojo muestran que las estrellas de tipo espectral más temprano que B2 están perdiendo continuamente material de su superficie en forma de vientos estelares supersónicos (velocidades del orden de $V_w = 1000 - 3000$ km/s) con tasas de pérdida de masa de aproximadamente $10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$. Con estos valores, una estrella masiva ($\sim 35 M_\odot$) de tipo O7V que produce fotones ionizantes a razón de $\sim 7 \cdot 10^{48} \text{ s}^{-1}$ (Panagia 1973), imparte energía al MIE en forma de viento a una tasa $L_w = \dot{M}_w V_w^2 / 2 \sim 6 \cdot 10^{35} \text{ erg}$ y como resultado, la energía total E_w durante la vida en secuencia principal de la estrella ($\sim 5 \cdot 10^6$ años) es de $\sim 10^{50}$ ergs.

Estos parámetros varían aún para un mismo tipo espectral y clase de luminosidad, decayendo para tipos más tardíos y de estrellas supergigantes a enanas. En la tabla 3.1 se enlistan los parámetros típicos para vientos estelares de diferentes fuentes (McCray 1983).

La interacción de los vientos estelares con el MIE circundante ha sido estudiada por varios autores (Pikel'ner 1968, Pikel'ner y Sheglov 1969, Avedisova 1972, Dyson y deVries 1972, Dyson 1973, Falle 1975, Castor et al. 1975, Weaver et al. 1977, Smith et al. 1978), demostrando que el material barrido por el viento estelar se concentra en un cascarón delgado de alta densidad en expansión. Para describir la dinámica y estructura del cascarón formado se considerará aquí el modelo estándar de Castor et al. (1975) y Weaver et al. (1977) que hacen las siguientes suposiciones:

- a) el MIE tiene una densidad uniforme y constante $\rho_0 = \mu m_H n_0$, donde μ es el peso molecular medio, m_H es la masa del átomo de hidrógeno y n_0 es la densidad numérica,

- b) la estrella está en reposo con respecto al MIE
- c) el viento estelar es isotrópico y
- d) la potencia del viento L_w es constante.

Tabla 3.1 Parámetros de vientos estelares.

Fuente	\dot{M}_w	V_w	L_w	t	E	R	Ref
estrella O4I	10^{-6}	3000	$2 \cdot 10^{38}$	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{51}$	30-100	1
estrella O9V	10^{-8}	1000	$2 \cdot 10^{34}$	10^7	10^{48}	30-100	1
cúmulo OB	10^{-4}	3000	10^{39}	10^7	10^{53}	200-1000	2
estrella WR	$3 \cdot 10^{-5}$	2500	$5 \cdot 10^{37}$	10^5	$2 \cdot 10^{50}$	0.3-10	3
gigante roja	10^{-8}	10	10^{32}	10^6	10^{46}	10	4
neb. planetaria	10^{-7}	2500	$2 \cdot 10^{35}$	10^4	$5 \cdot 10^{46}$	0.1-1	5
L1551	10^{-6}	200	$2 \cdot 10^{34}$	$3 \cdot 10^4$	10^{46}	0.5	6
estrella T-Tauri	10^{-7}	200	10^{33}	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{46}$?	7

\dot{M}_w : tasa de pérdida de masa (M_\odot año $^{-1}$)

V_w : velocidad terminal del viento (km/s)

L_w : potencia mecánica del viento (ergs/s)

t : edad estimada del sistema (años)

E : energía mecánica impartida al MIE (ergs)

R : radio observado de la burbuja formada por el viento estelar (pc)

Referencias:

1. Garmany et al. 1981
2. Abbott et al. 1981
3. Willis 1982.
4. Castor 1981
5. Castor et al. 1981
6. Snell et al. 1980.
7. Edwards 1982.

El modelo supone que el viento estelar empuja al MIE a una velocidad inicialmente supersónica, actuando como un pistón y generando inmediatamente una onda de choque S_1 en el gas interestelar, el cascarón formado con el material interestelar barrido actúa también como un pistón pero ahora sobre el viento estelar y genera un segundo choque S_2 . La evolución del cascarón formado por el viento estelar es análogo al de una supernova, hay una primera fase de expansión libre, una fase de expansión adiabática, una fase en la cual el gas interestelar barrido se colapsa en un cascarón delgado y finalmente, una fase donde el cascarón se disipa en el medio que lo rodea. La fase más importante y que ocupa la mayor parte de la vida de la estrella es el colapso del cascarón. Durante esta fase se distinguen cuatro regiones en la estructura (fig. 3.1), diferenciándose con los RSN donde las inestabilidades de Rayleigh-Taylor mezclan las dos zonas de material chocado desde la fase de expansión libre.

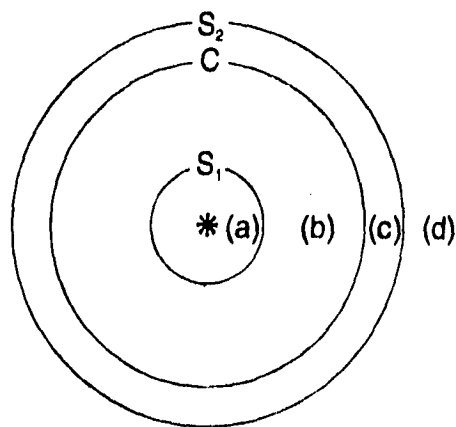


Fig. 3.1 Diagrama de una burbuja formada por viento estelar indicando las regiones y fronteras del flujo: a) viento estelar supersónico, b) viento estelar chocado, c) gas interestelar chocado y d) gas interestelar circundante. C es una superficie de discontinuidad.

La región (a) está ocupada por viento supersónico estelar en expansión libre con densidad $\rho_w = \dot{M}_w/4\pi R^2 V_w$.

La región (b) que es caliente y prácticamente isobárica consiste de viento estelar chocado con una pequeña fracción de material interestelar barrido que se ha evaporado del cascarón (c). La temperatura del gas inmediatamente después del choque S_1 es:

$$T_b = \frac{3mV_w^2}{32k} \sim 4 \cdot 10^7 \text{ K} .$$

La región (c) es un cascarón de gas interestelar que ha pasado a través del choque S_2 y se encuentra a presión constante. La superficie C que separa viento estelar chocado y gas interestelar chocado es una superficie de discontinuidad a través de la cual la temperatura, densidad y otros parámetros exceptuando la presión cambian abruptamente.

La región (d) es simplemente gas interestelar circundante de densidad n_o . Dado que la región (c) es un cascarón delgado, el radio R_s puede ser usado tanto para el radio del cascarón como para el radio externo de la burbuja de viento chocado y dado que la región (b) es gruesa, i.e. R_o es muy pequeño, se supone que el viento chocado ocupa el volumen total de la burbuja.

3.1.1 Dinámica del cascarón.

Para construir el modelo matemático del movimiento del cascarón se considera que el viento interestelar imparte energía a la región (b) a una tasa $\dot{E}_o = \dot{M}_w V_w^2/2$ y por otra parte la pérdida de energía para esta región se debe al trabajo realizado sobre el cascarón (c); si P_{int} es la presión de la región (b), la conservación de energía obedece la ecuación:

$$\dot{E}_b = \dot{E}_o - 4\pi R_s^2 P_{int} \dot{R}_s . \quad (3.1)$$

Se supone además que la energía cinética de la región (b) es despreciable mientras que la energía térmica es la importante. Como esta última por unidad de volumen en un gas monoatómico es 3/2 de la presión del gas, se tiene entonces que

$$\frac{4}{3}\pi R_s^3 P_{int} = \frac{2}{3} E_b . \quad (3.2)$$

La ecuación de movimiento del cascarón puede ser descrita por la segunda ley de Newton:

$$\frac{d}{dt} [M_s(t) \dot{R}_s(t)] = 4\pi R_s^2 P_{int} , \quad (3.3)$$

donde

$$M_s(t) = \frac{4}{3} \pi \rho_o R_s^3, \quad (3.4)$$

es la masa del cascarón, suponiendo que en él se concentra la mayor parte de la masa barrida. La solución a las ecuaciones (3.1)-(3.4) (Avedisova 1972), puede encontrarse por medio de una solución autosimilar para una dependencia de R_s con t que tenga además un comportamiento razonable en los estados iniciales, dando como resultado:

$$R_s(t) = 27(L_{36}/n_o)^{1/5} t_6^{3/5} \text{ pc}, \quad (3.5)$$

de la cual se deriva la velocidad de expansión :

$$V_s(t) = 16(L_{36}/n_o)^{1/5} t_6^{-2/5} \text{ km/s}, \quad (3.6)$$

donde $L_{36} = L_w/(10^{36} \text{ ergs s}^{-1})$ y $t_6 = t/(10^6 \text{ años})$. La edad del sistema puede ser derivada de la velocidad y radio del cascarón:

$$t_6 = 0.6 \frac{R_s}{V_s}. \quad (3.7)$$

El desarrollo descrito hasta aquí corresponde a un modelo de conservación de energía donde las pérdidas radiativas son despreciables y la presión interna tiene la expresión:

$$P_{int} = \frac{\alpha L_w t}{\frac{4}{3} \pi R_s^3}, \quad (3.8)$$

con $\alpha = 10/33$ en vez de los $2/3$ que indican la ecuación (3.2), ya que sólo $5/11$ de la energía del viento permanece en el interior de la burbuja y el resto realiza trabajo sobre el cascarón en expansión. Avedisova (1972) deriva un valor de α diferente, pero incorrecto según Weaver et al. (1977), pues supone que toda la energía $E = L_w t$ se encuentra en la región (c).

McCray (1983) considera un segundo caso, correspondiente a un modelo de conservación de momento donde la energía térmica interior se pierde en forma de radiación. Para este caso:

$$P_{int} = \frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi R_s^2}, \quad (3.9)$$

y la solución a las ecuaciones de movimiento está dada por:

$$R_s(t) = 16(L_{3\theta}/n_o V_{1000})^{1/4} t_6^{1/2} \text{ pc} \quad (3.10)$$

y

$$V_s(t) = 8(L_{3\theta}/n_o V_{1000})^{1/4} t_6^{-1/2} \text{ km/s} , \quad (3.11)$$

con $V_{1000} = V_w/(1000 \text{ km/s})$, en este caso la edad del sistema está dado por:

$$t_6 = 0.5 \frac{R_s}{V_s} . \quad (3.12)$$

Para diferenciar estos dos modelos se definen los parámetros ϵ y π . ϵ es la razón entre energía cinética del cascarón y la energía cinética total debida al viento estelar y π es la razón entre el momento en el cascarón y el impartido por el viento estelar (por unidad de ángulo sólido). Los valores predichos teóricamente para cada caso se presentan en la tabla 3.2. En general, los sistemas descritos por el modelo de conservación de momento tienen radios menores, velocidades más bajas y mucho menos energía que aquellos descritos por el modelo de conservación de energía que es el adoptado por los autores que hacen modelos de superburbujas formadas por vientos estelares y explosiones de supernovas.

Tabla 3.2 Parámetros de conservación de energía y momento.

Parámetro	Definición	cons. energía	cons. momento
ϵ	$M_s V_s^2 / 2L_w t$	0.2	$0.2(t/t_{rad})^{-1/2}$
π	$M_s V_s / \dot{M}_w V_w t$	> 1	1

t_{rad} = tiempo de radiación.

3.1.2 Región interna de la superburbuja.

El interior de la burbuja contiene viento estelar chocado y es lo suficientemente caliente para emitir rayos X (R-X). De acuerdo a los cálculos del modelo de Weaver et al. (1977), la razón entre las luminosidades en R-X y del viento estelar debe ser:

$$L_x/L_w \sim 10^{-3}(n_0 t_6)^{1/2} . \quad (3.13)$$

Para el caso de una burbuja de dimensiones pequeñas, $R_s = 30$ pc, $n_0 = 1$ cm⁻³, $t_6 = 1$ y $L_{36} = 1$, el brillo superficial en R-X resulta ser menor a la radiación de fondo en este intervalo de longitud de onda. Sin embargo, es posible que el interior de una superburbuja que fue formada por la acción combinada de vientos estelares de varias estrellas pueda ser observada en R-X. De hecho, algunas burbujas han sido detectadas, por ejemplo NGC6888 (Wrigge et al. 1994) y RCW49 (Belloni y Mereghetti 1994). En un estudio realizado en la Nube Mayor de Magallanes, Chu y MacLow (1990) encuentran emisión difusa de R-X no asociada a los remanentes de supernova conocidos, la emisión presenta una morfología que indica una estructura de cascarón. El rango en las luminosidades observadas va de $7 \cdot 10^{34}$ a $7 \cdot 10^{36}$ ergs/s, que resulta ser un orden de magnitud arriba de los valores esperados si se modelan como superburbujas formadas por acción de vientos estelares. Suponer supernovas cerca del centro de la superburbuja incrementaría un poco la emisión, pero si se consideran supernovas fuera del centro y cerca del cascarón, se encuentra que la onda de choque golpeando con el lado interno del cascarón que está fotoionizado y caliente podría producir la emisión de R-X observada.

El modelo de Weaver et al. (1977) considera la evaporación de gas de la región (c) hacia la región (b) causada por la conducción térmica a través de la frontera interna del cascarón. La pérdida de masa del cascarón debida a esta evaporación es pequeña comparada con la ganancia dada por el material interestelar barrido, sin embargo la evaporación domina al viento estelar como fuente de acumulación de masa para la región (b). La ganancia de masa en esta región debida a la evaporación está dada aproximadamente por:

$$\dot{M}_b = \frac{16\pi\mu CT_b^{5/2} R_s}{25k} , \quad (3.14)$$

donde $CT^{5/2} = K(T)$ es la conductividad térmica, con $C = 1.2 \cdot 10^{-6}$ erg cm⁻¹ s⁻¹ K^{-7/2} (Spitzer 1962).

La ecuación anterior, en conjunto con las ecuaciones iniciales de movimiento, dan como resultado para la temperatura y densidad:

$$T_b = 1.2 \cdot 10^6 \cdot n_o^{2/35} (\dot{M}_6 V_{1000}^2)^{8/35} t_6^{-6/35} \text{ K} \quad (3.15)$$

y

$$n_b = 7.8 \cdot 10^{-3} \cdot n_o^{19/35} (\dot{M}_6 V_{1000}^2)^{6/35} t_6^{-22/35} \text{ cm}^{-3} , \quad (3.16)$$

aquí $\dot{M}_6 = \dot{M}/(10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1})$. Un cambio abrupto de la temperatura entre la región (b) ($> 10^6$ K) y la región del cascarón ($\sim 10^4$ K) junto con el proceso de evaporación del gas hacia el interior, da como resultado una disminución de la temperatura en el interior y un incremento de la masa y de las pérdidas radiativas. Cuando estas pérdidas llegan a ser comparables a L_w , la región (c) empieza a sufrir un colapso, al tiempo en que esto ocurre se le llama tiempo de radiación (t_{rad}) y al radio correspondiente, radio de radiación (R_{rad}). Para un tiempo $t > t_{rad}$ la dinámica del cascarón es descrita por el modelo de conservación de momento. En el modelo planteado por Dyson (1981), no se supone la conducción térmica entre las regiones (c) y (b), pues se argumenta que el campo magnético paralelo a la onda de choque presenta una fuerte unión entre sus líneas, impidiendo el libre flujo de los iones que darían lugar a la conducción.

Un parámetro principal en este modelo como en otros, es el número de estrellas masivas presentes en la asociación que da origen a la superburbuja. Los cálculos resultan satisfactorios para explicar burbujas de tamaño regular (100-200 pc) usando un número de estrellas correspondiente al encontrado en las asociaciones OB típicas, pero para estructuras de mayor tamaño es necesario incrementar en gran medida el número de estrellas. Abbott et al. (1981), basados en este modelo, muestran que la superburbuja (radio de 225 pc) asociada a Cyg OB2 puede entenderse por la acción puramente de vientos estelares en una escala de tiempo $t_6 = 2$ en un medio con $n_o = 0.35 \text{ cm}^{-3}$, sin embargo en este caso se trata de una asociación OB rica en estrellas, rara vez vista.

Aunque como se mencionó anteriormente, este modelo de conservación de energía se emplea frecuentemente, últimamente ha sido objeto de cuestionamientos. Kwitter (1981) reporta un enriquecimiento de nitrógeno y helio en nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet de población I, que indica la mezcla del viento estelar con el material chocado, contradiciendo la teoría de Weaver et al. (1977).

Rosado (1986) calcula los valores de los parámetros ϵ y π para diferentes burbujas en la Galaxia y en la Nube Mayor de Magallanes, encontrando que la mayoría tienen valores que corresponderían a un modelo de conservación de momento.

Treffers y Chu (1982) argumentan que los bajos valores de ϵ resultan de una pérdida de energía del viento estelar por un mecanismo indeterminado, pudiendo ser la inhomogeneidad de densidad en el medio. Sin embargo en un modelo de conservación de momento no se esperaría una fuerte emisión en R-X dado que el viento se enfría rápidamente después de ser chocado y mezclado con el cascarón frío.

3.2 Superburbujas formadas por explosión de supernovas.

En esta sección se analizará el modelo numérico y bidimensional de Tomisaka e Ikeuchi (1986), quienes consideran la formación de una superburbuja debido exclusivamente a la explosión sucesiva de SNs en un medio interestelar con una distribución de densidad estratificada, más denso en el plano de la galaxia y disminuyendo exponencialmente con la altura (z) al plano. Se supone que las explosiones ocurren a puntos $z = 0, 100$ o 200 pc arriba del plano y además, las pérdidas radiativas son tomadas en cuenta usando la función de enfriamiento de Raymond et al. (1976). Como la mayoría de los modelos, éste está formulado para la Galaxia, donde se puede calcular la tasa de explosiones de SN en una asociación OB como:

$$S_{OB} = \frac{S_G f_{II} f_{OB}}{N_{OB}} \quad (3.17)$$

donde

S_G = tasa de SN en la Galaxia $\sim \frac{1}{20}$ año $^{-1}$,

f_{II} = fracción de SN de tipo II $\sim 1/2$,

f_{OB} = fracción de estrellas de tipo temprano pertenecientes a una asociación OB $\sim 0.5-0.9$

N_{OB} = número de asociaciones OB en la Galaxia (considerando que a 1 kpc del Sol existen 11 asociaciones) = 4400,

de lo anterior resulta que $S_{OB} \sim 2.8 - 5.1 \cdot 10^{-6}$ año $^{-1}$, obteniéndose un intervalo de tiempo entre cada explosión de SN de

$$\Delta t = S_{OB}^{-1} \sim 2 - 4 \cdot 10^5 \text{ años} .$$

Aunque ésto es válido sólo para la Galaxia, se puede hacer un cálculo general para cualquier galaxia involucrando la función inicial de masa (FIM), encontrándose que la tasa de explosión es prácticamente constante con el tiempo ya que para una FIM típica (Garmany et al. 1982), tanto el número de estrellas como el tiempo de vida en secuencia principal son proporcionales a $M^{-1.6}$, donde M es la masa de la estrella. En la Nube Menor de Magallanes se obtiene un valor $\Delta t = 5 \cdot 10^5$ años (Cowie et al 1979).

Para estos valores de Δt la luminosidad de las SNs predomina sobre la correspondiente al viento estelar, por tanto después de la primera explosión se ignoran los efectos del viento estelar y además, por simplicidad se asume que las explosiones ocurren en un mismo punto. La energía liberada por cada evento es tomada igual a 10^{51} ergs y es depositada en forma de energía térmica. El problema de evolución en el tiempo se resuelve por métodos numéricos encontrándose dos soluciones diferentes. Para un medio denso ($n_o = 1 \text{ cm}^{-3}$) se forma un cascarón frío, completo, de forma oval que rodea el interior caliente del remanente. Para un medio de baja densidad ($n_o = 0.1 \text{ cm}^{-3}$) se llega a un cascarón denso pero incompleto, de forma cilíndrica cuyo eje es perpendicular al disco y donde el gas caliente del interior fluye hacia el halo. Esta segunda solución se puede identificar con las estructuras cilíndricas mencionadas por Heiles (1984) descritas como cascarones de HI abiertos en la parte superior, sin embargo, los parámetros usados en los cálculos corresponden a regiones donde las estructuras no se observan. Las simulaciones realizadas por Tomisaka e Ikeuchi (1986) se siguen hasta un tiempo de $\sim 10^7$ años, durante el cual se dan 50 explosiones de SN. Las dimensiones alcanzadas contemplan radios de 200-400 pc y 250-1000 pc, paralelo y perpendicular al plano respectivamente. La energía cinética está en el rango de $1-4 \cdot 10^{51}$ ergs encontrándose los valores más altos para el caso de $n_o = 0.1 \text{ cm}^{-3}$. Por consiguiente, este modelo no explica algunas superburbujas observadas con energías cinéticas del orden de 10^{53} ergs.

3.3 Superburbujas formadas por la acción combinada de vientos estelares y explosión de supernovas.

Al igual que antes se considera que la potencia mecánica impartida al MIE vía vientos estelares y explosión de SNs es dominada por las estrellas OB. Las estrellas O con masas mayores a $30 M_{\odot}$ durante su vida en la secuencia principal perderán una fracción de su masa en forma de viento estelar impartiendo una energía mecánica de $\sim 10^{51}$ ergs. Para una estrella menos masiva las pérdidas en forma de viento estelar pueden ser importantes pero su contribución mayor es en la explosión como SN.

La estrella menos masiva que se espera termine como SN de tipo II tiene una masa inicial de $\sim 7 M_{\odot}$, correspondiente a un tipo espectral B3.

Considerando primeramente el modelo de McCray y Kafatos (1987) basado en la teoría de Weaver et al. (1977), inicialmente la potencia impartida al MIE está dominada por la radiación de ionización y vientos estelares de las estrellas más masivas ($\sim 35 M_{\odot}$ y tipo espectral O7V), con una potencia $L_w \sim 6 \cdot 10^{35}$ ergs/s, dando una energía total durante la vida en secuencia principal ($t_{sp} \sim 5 \cdot 10^6$ años) de $E_w \sim 10^{50}$ ergs. Hasta el tiempo de vida de la última estrella O, pocas explosiones de SN habrán ocurrido y continuarán hasta un tiempo $t \sim 5 \cdot 10^7$ años, tiempo de vida de la estrella menos masiva que puede explotar como SN. Si la tasa de explosión de SNs permanece constante como se discutió en 3.2 y cada SN produce una energía $E_{SN} = 10^{51}$ ergs, la potencia media liberada por explosiones de SN de una asociación OB será:

$$P_{SN} = \frac{N_* E_{SN}}{t_{OB}} \sim 6.3 \cdot 10^{35} (N_* E_{51}) \text{ ergs/s}, \quad (3.18)$$

donde N_* es el número de estrellas formadas en la asociación con masa mayor que $7 M_{\odot}$ y t_{OB} es el tiempo de vida de la asociación. De acuerdo con Weaver et al. (1977), el radio del cascarón formado por la acción de los vientos estelares está dado por la ecuación (3.5), donde L_w sería la luminosidad mecánica combinada de todos los vientos estelares en la asociación. En la mayoría de las asociaciones OB, que no son ricas en estrellas, el radio alcanzado al final de la fase de viento estelar, es menor de 100 pc y son las explosiones de SN las que provocarán un crecimiento mucho mayor. Como se trata de un modelo de conservación de energía es posible reemplazar L_w por P_{SN} en la ecuación (3.5) y obtener la ecuación de movimiento en esta segunda fase:

$$R_s = 97 (N_* E_{51} / n_0)^{1/5} t_7^{3/5} \text{ pc} \quad (3.19)$$

y

$$V_s = 5.7 (N_* E_{51} / n_0)^{1/5} t_7^{-2/5} \text{ km/s}, \quad (3.20)$$

la densidad en el cascarón estará dada por $n_s = n_0 (V_s / a_s)^2$ o:

$$n_s = 32 (N_* E_{51})^{2/5} n_0^{3/5} a_s^{-2} t_7^{-1/5} \text{ cm}^{-3} \quad (3.21)$$

donde a_s es la velocidad del sonido en el cascarón (~ 10 km/s).

Por otro resultado de Weaver et al. (1977), la energía cinética del cascarón es igual al 20% de la energía neta de las SNs, por tanto:

$$E_e = 4.0 \cdot 10^{49} (N_* E_{51}) t_7 \text{ ergs} . \quad (3.22)$$

Esta fase adiabática persiste hasta que el enfriamiento radiativo es importante, lo cual ocurre al tiempo

$$t_c \sim 4 \cdot 10^6 \zeta^{-1.5} (N_* E_{51})^{0.3} n_o^{-0.7} \text{ años} \quad (3.23)$$

y radio

$$R_c \sim 50 \zeta^{-0.9} (N_* E_{51})^{0.4} n_o^{-0.6} \text{ pc} , \quad (3.24)$$

donde ζ es un parámetro que depende de la metalicidad. Para obtener las ecuaciones (3.23) y (3.24) se utiliza la función de enfriamiento radiativo dada por Gaetz y Salpeter (1983). Después de esto el cascarón se expande de acuerdo a la ley

$$R(t) \sim R_c (t/t_c)^{1/4} . \quad (3.25)$$

Las dimensiones resultantes en este modelo de acción combinada están de acuerdo con las estructuras observadas en la Galaxia, sin embargo el problema de la energía persiste, para obtener valores del orden de 10^{51} ergs es necesario considerar una asociación de hasta $N_* = 1000$.

El segundo modelo de acción combinada de vientos estelares y explosiones de SN corresponde al de Tomisaka et al. (1981). Se trata de un modelo numérico unidimensional que supone un medio con densidad uniforme y constante. En una primera fase sólo se considera la acción de los vientos estelares que proporcionan energía a una tasa $L_w = 1.3 \cdot 10^{36}$ erg/s hasta un tiempo $\tau = 3 \cdot 10^6$ años en que ocurre la primera explosión de SN en el centro de la cavidad formada, después de la cual, las siguientes explosiones ocurrirán sucesivamente a una tasa S_{OB} . A diferencia del modelo de McCray y Kafatos (1987), aquí se consideran desde el principio las pérdidas radiativas causadas por procesos de enfriamiento interestelar usando la función de enfriamiento de Raymond et al. (1976). Se estudian dos casos de tasa de explosión de SNs, $\Delta\tau = 10^6$ y $2 \cdot 10^5$ años y tres densidades diferentes, $n_o = 1, 0.1$ y 0.01 cm^{-3} .

Los resultados obtenidos en la fase de viento estelar coinciden con el modelo analítico de Weaver et al. (1977), la ley de expansión es aproximadamente:

$$R_s = 18.5 n_o^{-0.26} t_6^{0.49} \text{ pc} . \quad (3.26)$$

Una vez que explota la primera SN, la expansión del cascarón se acelera, para el caso $\Delta\tau = 2 \cdot 10^5$ años :

$$R_s = 64.3 n_o^{-0.26} t_6^{0.49} \text{ pc} \quad (3.27)$$

y

$$V_s = 27.1 n_o^{-0.26} t_6^{-0.51} \text{ km/s} . \quad (3.28)$$

Los cálculos para un caso extremo, 360 SNs con $\Delta\tau = 2 \cdot 10^5$ años y $n_o = 0.01 \text{ cm}^{-3}$, dan un radio final de 1345 pc y una energía cinética de alrededor de $2 \cdot 10^{51}$ ergs. Para densidades mayores o intervalos $\Delta\tau$ más largos las cavidades son menores y las energías caen en el rango de 10^{50} ergs. Por otra parte, a los radios de las estructuras observadas les corresponde una velocidad de $\sim 5 \text{ km/s}$ en vez de los $\sim 20 \text{ km/s}$ observados.

Finalmente, a modo de comparar los modelos de McCray y Kafatos (1987) y Tomisaka et al. (1981), se grafica V_s contra R_s con distintos valores de N_s y $\Delta\tau$ para una densidad $n_o = 1 \text{ cm}^{-3}$ (figura 3.2). Es notorio que las estructuras formadas según el modelo de McCray y Kafatos (1987) tienen mayor velocidades de expansión que las formadas por Tomisaka et al. (1981) y por tanto son más energéticas.

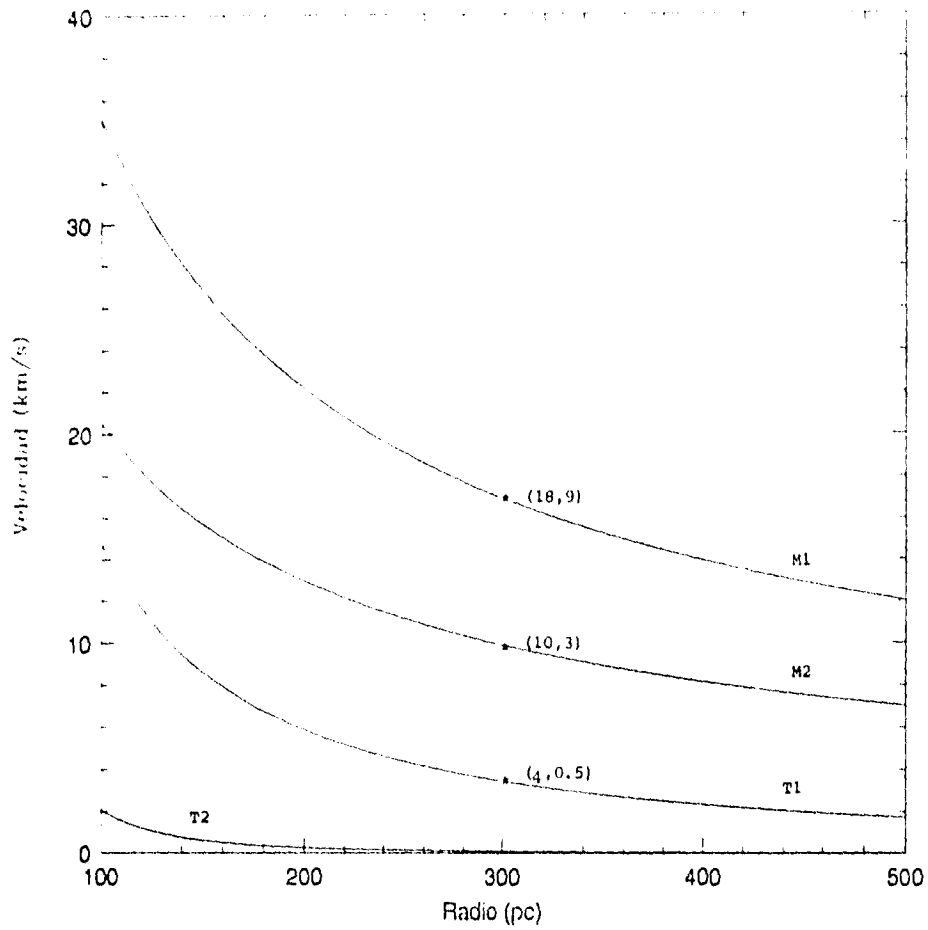


Fig. 3.2 Velocidad de expansión en función del radio para una superburbuja formada por vientos estelares y explosión de SNs en un medio de densidad constante $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$. Las curvas M_1 y M_2 representan la solución de McCray y Kafatos (1987) para 200 y 50 estrellas que explotan como SN y T_1 y T_2 son soluciones de Tomisaka et al. (1981) para un intervalo entre explosión de SN de $2 \cdot 10^5$ y 10^6 años respectivamente. Los números entre paréntesis (V_3, E_3) en cada curva representan la velocidad en km/s y la energía en unidades de 10^{51} ergs para un radio de 300 pc.

3.4 Superburbujas formadas por formación estelar secuencial.

La idea de este modelo es plantear un crecimiento en las dimensiones y energías depositadas al MIE en una burbuja por acción de estrellas de generación posterior a las que dieron origen a la estructura inicial. La formación secuencial como resultado de un choque compresivo fue introducida por Öpik (1953) expuesta de la siguiente manera: el cascarón en expansión de una SN empuja y comprime el material que se encuentra en su entorno, al mismo tiempo que la masa del cascarón se incrementa a expensas del material barrido, la velocidad de expansión decrece de acuerdo a la ley de inercia, cuando la velocidad de expansión se reduce a unos cuantos km/s la masa total del cascarón puede alcanzar cientos de masas solares y un cúmulo de estrellas se puede formar de la condensación, de modo tal que la muerte de una estrella como explosión de SN puede llevar al nacimiento de una gran cantidad de estrellas. Este proceso depende principalmente de la densidad del medio interestelar, viéndose favorecido para altas densidades.

Como resultado del proceso de formación estelar, se esperaría encontrar un gradiente de edades en la población estelar contenida en una superburbuja, siendo más viejas las estrellas del centro y más jóvenes aquellas que se encuentran en las orillas. McCray y Kafatos (1987) estudiaron la inestabilidad gravitacional producida en un supercascarón, imponiendo como condición que la suma de las energías térmica ($E_T = \pi R_s^3 \rho_o a_s^2 \theta^2 / 2$), cinética ($E_K = \pi R_s^3 \rho_o V_s^2 \theta^2 / 6$) y de amarre gravitacional ($E_A = -4\pi^2 G R_s^5 \rho_o^2 \theta^2 / 9$) sea menor que cero:

$$E_T + E_K + E_A < 0 \quad (3.29)$$

donde G es la constante de gravitación universal, a_s la velocidad del sonido en el medio y θ el ángulo subtendido por un elemento de área en el cascarón, resultando que la inestabilidad gravitacional aparece cuando:

$$\frac{8\pi G \rho_o R_s^2}{6V_s^2 + 9a_s^2} > 1 . \quad (3.30)$$

En el caso de que el radio esté dado por la ecuación (3.19) la inestabilidad se da al tiempo

$$t_i = 3.2 \cdot 10^7 (N_* E_{51})^{-1.8} n_o^{-1/2} a_s^{5/8} \text{ años} \quad (3.31)$$

y radio

$$R_i = 200 (N_* E_{51})^{1/8} n_o^{-1/2} a_s^{3/8} \text{ pc} . \quad (3.32)$$

Al principio la fragmentación se da lentamente, pero el proceso se acelera conforme el cascarón se expande y progresivamente fragmentos más pequeños llegarán a ser inestables.

Las superburbujas en la Nube Mayor de Magallanes muestran evidencias de formación de estrellas de segunda generación en la periferia, donde se encuentran asociaciones OB, pequeñas burbujas y algunos remanentes de SNs. Muchas de las asociaciones estelares en las Nubes de Magallanes se encuentran organizadas en sistemas de gran escala llamados "constelaciones" de Shapley que sugieren una propagación de formación estelar. De éstas, la más notable es la constelación III en la Nube Mayor de Magallanes, un arco de estrellas azules brillantes que tiene una extensión aproximada de 600 pc. Asociada a Shapley III está la superburbuja LMC4 con un radio de 750 pc, que contiene alrededor de 700 estrellas OB ($M_v < -4$) en aproximadamente veinte asociaciones jóvenes ($t < 1.3 \cdot 10^7$ años). Se cree que estas asociaciones pueden ser el resultado de la inestabilidad gravitacional en un supercascarón, del cual lo que actualmente se observa es el residuo, además de que en LMC4 hay una progresión en las edades estelares como se esperaría en este modelo (Dopita et al. 1985).

Otro ejemplo de formación estelar inducida también en la Nube Mayor de Magallanes es LH9 y LH10 (N11) (Parker et al. 1992, Laval et al. 1992), donde encuentran que LH10 presenta un mayor enrojecimiento y nebulosidad alrededor y un gran número de estrellas masivas jóvenes en comparación con LH9, lo que lleva a concluir que LH10 es más joven, aunado al hecho de que las pendientes de la función inicial de masa son diferentes. Lo anterior se enfatiza por la presencia de N11A, una estrella temprana O que se encuentra asociada a la región HII donde se formó y por el reciente descubrimiento de un máser de metanol en N11B (Ellingsen et al. 1994).

Dado que en las galaxias espirales la formación estelar se da principalmente por la presencia de ondas de densidad, en el caso de las galaxias irregulares como las Nubes de Magallanes que no tienen brazos espirales bien formados, la inestabilidad gravitacional de supercascarones puede ser el proceso dominante para la formación estelar.

3.5 Superburbujas formadas por la colisión de nubes de HI con un disco galáctico.

Otra alternativa para explicar la formación de supercascarones, es considerarlos como resultado de una colisión entre nubes de HI, de velocidades altas, con el disco de una galaxia espiral o irregular (Tenorio-Tagle 1981). La propuesta de un mecanismo de este tipo se basa en los siguientes puntos:

- a) existe una aparente asociación entre superburbujas y nubes de alta velocidad,
- b) la morfología de las superburbujas generalmente muestran un solo hemisferio y
- c) distinguir entre el origen de una burbuja y una superburbuja, dada la diferencia de energías requeridas.

En este modelo se plantea que las nubes de alta velocidad ($V_c > 100$ km/s) están cayendo hacia la galaxia, las nubes pudieron haberse formado durante la fragmentación de la nube protogaláctica permaneciendo como satélites fuera del disco galáctico, o bien puede tratarse de condensaciones de material extragaláctico que encuentran a la galaxia por vez primera. Existen evidencias observacionales de la presencia de este tipo de nubes en galaxias como NGC4631 (Winter 1975), M81 (Gottesman y Weliachew 1975) y M101 (Huchtmeier y Witzel 1979). Un problema principal es la determinación de la distancia a las nubes, lo cual induce una incertidumbre en el tamaño y la masa de éstas. Algunas estimaciones sugieren grandes dimensiones (> 300 pc) y masas en el rango de $10^4 - 10^7 M_\odot$, indicando que energías de $5 \cdot 10^{51}$ a $3 \cdot 10^{54}$ pueden ser liberadas en la colisión de una de estas nubes con el disco de la galaxia.

De la colisión de una nube de densidad n_c con el disco (en reposo) de altura w_g y densidad n_g (fig. 3.3a), resultan dos ondas de choque viajando en direcciones opuestas, una hacia la nube (S_c) y otra hacia el disco (S_g), formándose una capa de material caliente y ionizado que es empujado hacia la galaxia (fig. 3.3b). Una vez que S_c se mueve hacia afuera de la nube, decae y la capa de material chocado comienza a expandirse, llenando la cavidad producida por la colisión (figs. 3.3 c y d). Suponiendo que la energía depositada en el disco galáctico es igual a la energía cinética de la colisión, una nube pequeña (radio de 50-100 pc y densidad $n_c = 1 \text{ cm}^{-3}$) colisionando a una velocidad V_c ($200 \text{ km/s} < V_c < 3000 \text{ km/s}$) pueden convertir $10^{51} - 10^{55}$ ergs en energía térmica del gas chocado. Los cálculos realizados para la expansión del gas considerando una fase adiabática, dadas la alta temperatura y baja densidad del gas, dan una dependencia de la velocidad con la presión P en la cavidad

de la forma:

$$V_s = \left(\frac{4P}{3\rho_g} \right)^{1/2}, \quad (3.33)$$

de la integral de esta ecuación se deriva la posición del choque como función del tiempo:

$$R_s = R_o + \left(\frac{4P}{3\rho_g} \right)^{1/2} t \quad (3.34)$$

donde R_o es el radio de la cavidad inicial formada por la colisión.

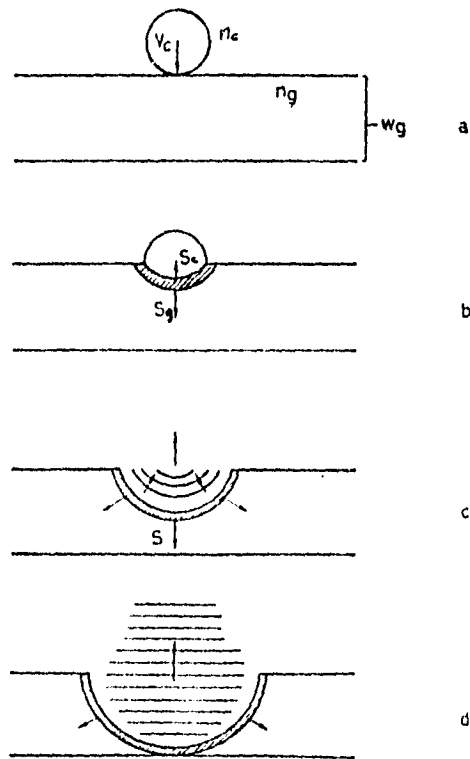


fig. 3.3 Colisión de una nube de HI de alta velocidad con el disco de una galaxia.

Suponiendo como valores iniciales como $R_0 = 100$ pc, $n_e = 0.1$ cm⁻³ y $n_g = 1$ cm⁻³ se obtienen fácilmente radios de gran tamaño (> 1 kpc).

En general, es un problema complicado discriminar entre los varios modelos existentes para tratar de explicar una superburbuja en particular y más aún cuando una estructura puede admitir múltiples interpretaciones.

4. EQUIPO, OBSERVACIONES Y REDUCCION DE DATOS.

Los campos utilizados en este trabajo están incluidos en la cartografía en H α de la Nube Menor de Magallanes (Le Coarer et al. 1993), realizada con fines a estudiar la estructura del hidrógeno ionizado y algunos objetos en especial, como RSNs, burbujas, regiones HII, Nebulosas Planetarias y superburbujas. El arreglo empleado consiste de un telescopio de 36 cm de diámetro equipado con un reductor focal, un interferómetro de Fabry-Perot de barrido y una cámara contadora de fotones. El sistema fue instalado en el Observatorio Europeo Austral (ESO) en La Silla, Chile, en Octubre de 1989.

4.1 Instrumentación.

El telescopio empleado es reflector de tipo Ritchey-Chretien; el foco Cassegrain está equipado con un reductor focal. Este arreglo proporciona un amplio campo de visión y una alta luminosidad, ideal para observar fuentes extendidas y débiles. La resolución angular es de 9"/pixel, equivalentes a 2.8 pc a una distancia de 65 kpc para la Nube Menor de Magallanes, de modo tal que los 256 x 256 pixeles de la cámara contadora de fotones cubren un campo de 38' x 38'.

4.1.1 El interferómetro de Fabry-Perot .

El interferómetro de haces múltiples o de Fabry-Perot consiste de dos superficies planas, paralelas, altamente reflectantes y separadas una distancia e . Si este espacio puede variarse se llama interferómetro de barrido, cuando las placas se mantienen fijas suele llamársele etalón. Un rayo proveniente de una fuente que atraviesa una de las superficies, se refleja varias veces dentro del espacio e , los rayos transmitidos son recogidos por una lente para formar un punto brillante u oscuro. Para una fuente difusa y extendida el patrón de interferencia serán anillos concéntricos (fig. 4.1). La condición de interferencia constructiva, es decir la luz transmitida es máxima, es que se cumpla la relación (ver apéndice):

$$\frac{2nec\cos i}{\lambda} = p \quad (4.1)$$

donde λ es la longitud de onda, i el ángulo de incidencia, n el índice de refracción del medio entre las placas, e la distancia entre las placas y p es un entero, llamado orden de interferencia.

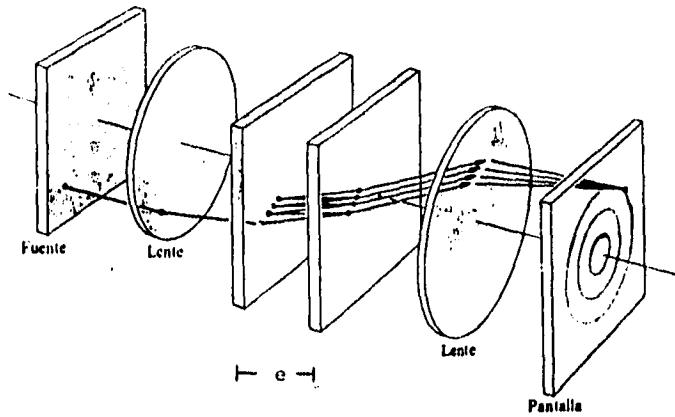


Fig. 4.1 Interferómetro de Fabry-Perot.

La irradiancia del haz transmitido será:

$$I = \left[1 + \left(\frac{2r}{1-r^2} \right)^2 \text{sen}^2(\delta/2) \right]^{-1} \quad (4.2)$$

donde r es el coeficiente de reflexión y δ es la fase con valor $4\pi encos i/\lambda$. Si se definen las funciones F y A como:

$$F = \left[\frac{2r}{1-r^2} \right]^2 \quad (4.3)$$

y

$$A(\delta) = [1 + F \text{sen}^2(\delta/2)]^{-1} \quad (4.4)$$

entonces:

$$I = A(\delta) .$$

A es la llamada función de Airy y representa la distribución de la densidad del flujo transmitido, su gráfica se presenta en la figura 4.2 para diferentes valores de F .

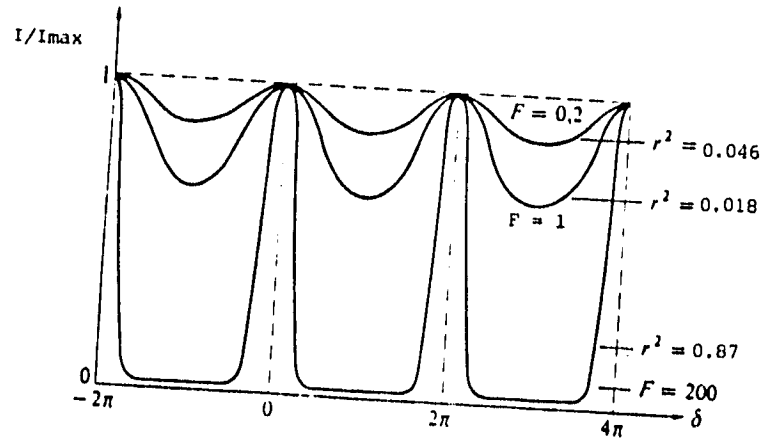


Fig. 4.2 Función de Airy para diferentes valores de F .

Una medida del grosor de los anillos de interferencia está dada por el ancho medio γ que es el ancho cuando $I = I_{max}/2$, en estos puntos la fase tiene valores:

$$\delta = \delta_{max} \pm \delta_{1/2} ,$$

de (4.2) $\delta_{1/2} = 2 \arcsin(F^{-1/2}) \approx 2F^{-1/2}$ ya que F generalmente es grande, por lo tanto:

$$\gamma = 2\delta_{1/2} = 4F^{-1/2} . \quad (4.5)$$

De la dependencia de F (ec. 4.3) es evidente que entre más grande sea r más agudos serán los máximos de transmisión. Otro parámetro de interés es la fineza F , definida como la relación entre la separación de máximos adyacentes (intervalo libre espectral) y el ancho medio (resolución espectral):

$$F \equiv \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{\pi F^{1/2}}{2} = \frac{\pi r}{1-r^2} . \quad (4.6)$$

En la práctica, la fineza efectiva F_E (Le Coarer et al. 1992) es tal que:

$$\frac{1}{F_E^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_D^2} + \frac{1}{F_S^2} ,$$

donde F_R es la fineza de reflexión dada por (4.6); $F_D = \lambda/2\delta_e$ se debe a defectos en la óptica donde δ_e es el error cuadrático medio de la separación e y $F_S = (p \operatorname{sen} i \delta_i)^{-1}$ es debida a la capacidad del receptor por su número finito de pixeles, δ_i es el tamaño del pixel para un rayo con ángulo de incidencia i . Para las observaciones de este trabajo se usó un interferómetro de Fabry-Perot de barrido fabricado en Londres por Queensgate Instruments Ltd., el espacio entre las placas, que contiene aire con índice de refracción $n = 1$, puede ajustarse mediante controladores electrónicos que manejan espaciadores piezoeléctricos. Las características de este instrumento para el filtro de interferencia usado ($H\alpha$ $\lambda 6563$ Å) se presentan en la tabla 4.1.

Tabla 4.1 Características del instrumento.

Detector	
-Número de pixeles:	256 x 256
-Resolución:	9"/pixel
Filtro de interferencia	
-Longitud de onda:	$H\alpha$ $\lambda 6563$ Å
-Ancho de banda:	10Å
Interferómetro	
-Orden de interferencia:	$p=796$
-Intervalo libre espectral:	8.2 Å=376 km/s
-Resolución espectral:	0.68 Å=31 km/s
-Fineza efectiva:	12
-Canales de barrido:	24
-Paso de barrido (Δe):	0.34 Å = 16 km/s
-Sensibilidad límite:	$10^{-9} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ *

* con una señal a ruido S/N entre 1 y 2 para 15^m de tiempo de exposición.

4.2 Observaciones.

La región SMC1 comprendida en tres campos fue observada en noviembre de 1991 por Y. M. Georgelin, E. Le Coarer y M. Rosado, utilizando un filtro $H\alpha$ $\lambda 6563 \text{ \AA}$ con un ancho de banda de 10 \AA . Los tiempos de exposición fueron de 3.3 horas. El resultado de cada exposición son cubos de datos, llamados así por su triple dimensión, una de ellas correspondiente al número de canales de barrido, las otras dos dimensiones corresponden al área del detector, combinando de esta forma la información espectral y espacial. El perfil obtenido para la emisión de una nebulosa al barrer todos los canales se representa en la figura 4.3.

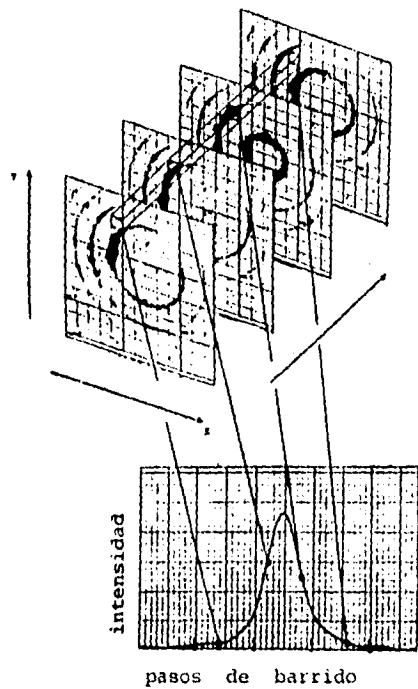


Fig. 4.3 Obtención del perfil de la línea con el interferómetro de Fabry-Perot de barrido.

Para cada observación se obtienen de manera directa:

- 24 interferogramas de calibración y
- 24 interferogramas de la nebulosa,

de los cuales se derivan:

- 65,536 perfiles $H\alpha$, uno para cada uno de los 256×256 píxeles.
- Una imagen monocromática obtenida al integrar el flujo de la línea de emisión para cada píxel.
- Una imagen del continuo resultante de integrar el flujo fuera de la línea de emisión para cada píxel.

De los interferogramas de calibración se se obtiene la carta de fase que establece la relación entre los interferogramas y las cartas en longitud de onda, el campo plano que representa una iluminación homogénea sobre cada píxel del detector y el perfil instrumental representado por una función de Airy característica del instrumento. Con esta información y los interferogramas de la nebulosa se obtiene además:

- Una carta de velocidades derivada del corrimiento Doppler del perfil de cada píxel.

4.3 Reducción de datos.

El proceso de reducción de datos se realizó con una estación de trabajo SPARC en el Instituto de Astronomía de la U.N.A.M, mediante el paquete Cigale (por Cinemática de galaxias) elaborado por el Dr. Etienne Le Coarer del Observatorio de Grenoble. El desarrollo completo de una sesión en Cigale está descrito en el Manual de Usuarios (Arias y Rosado 1994).

4.3.1 La carta de fase y el campo de velocidades radiales.

La carta de fase se construye a partir de los interferogramas de calibración producidos por la emisión en línea de una fuente bien conocida (lámpara de neón o hidrógeno). En cada píxel se comparan las posiciones de los máximos de emisión correspondientes a la nebulosa y a la calibración. La diferencia entre estos máximos proporciona la información sobre la velocidad radial del objeto en cada píxel, obteniéndose así un campo de velocidades.

4.3.2 Sustracción de las líneas del cielo.

Debido a la emisión de líneas producidas por la atmósfera terrestre a diferentes alturas, es necesario restar esta contribución para obtener la emisión debida solamente a la nebulosa. Para el filtro $H\alpha$ empleado ($\lambda = 6569 \text{ \AA}$, $\delta\lambda = 10 \text{ \AA}$), las líneas detectadas en orden de importancia son: $H\alpha$ Geocoronal a 6562.78 \AA y las líneas de OH a 6568.72 \AA y 6577.25 \AA , para las cuales se puede determinar el canal de barrido donde se encuentran. La figura 4.4 muestra el perfil de una región del campo donde la emisión de la nebulosa es mínima y la contribución principal es emisión del cielo. Generalmente las líneas del cielo se pueden representar por funciones de Airy. El programa permite hacer un ajuste del perfil mediante este tipo de curvas, el perfil correspondiente a la nebulosa es una convolución de la función de aparato con una gaussiana. Una vez hecho el ajuste e identificadas las líneas del cielo se pueden restar a todo el campo. Aunque la intensidad y longitud de onda de las líneas del cielo pueden variar por cuestiones instrumentales, tomar un valor promedio sobre todo el campo es una buena aproximación.

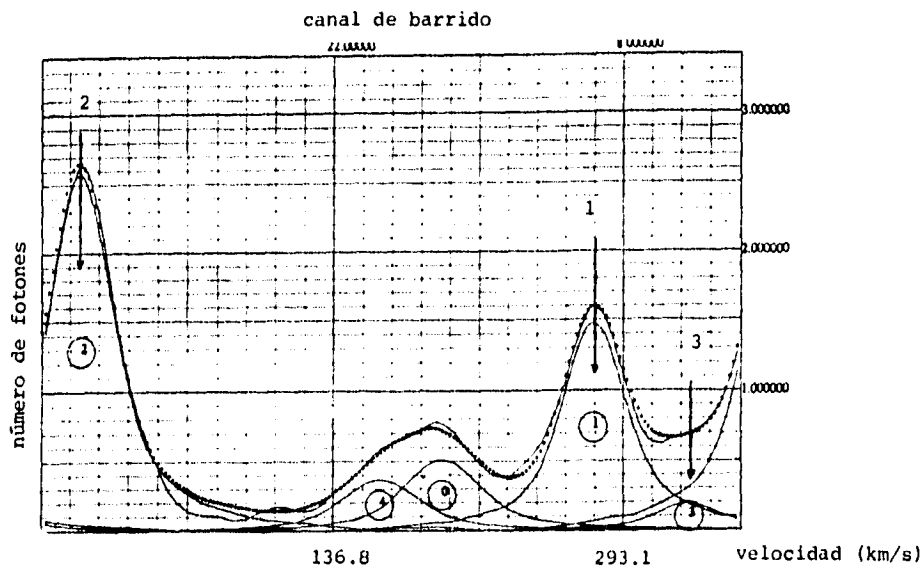


Fig. 4.4 Perfil de una región donde la emisión de la nebulosa es mínima. Los perfiles 1, 2 y 3 es emisión del cielo.

4.3.3 Perfil de la línea.

Aunque en principio se tiene un perfil para cada pixel del campo, el análisis se hace para subregiones o "ventanas" de 20×20 pixeles. Lo anterior es principalmente para aumentar la razón señal a ruido y además, simplifica el manejo de datos. Una vez eliminadas las líneas del cielo, a cada perfil se le ajustan por ensayo y error el menor número posibles de gaussianas. En cada curva, la longitud de onda, altura y el ancho medio, determinan la velocidad radial, la intensidad y la dispersión de velocidades, respectivamente.

4.4 Cantidades físicas.

4.4.1 Flujo y brillo superficial.

El brillo superficial (S) de una nebulosa en determinada región del espectro, en este caso la línea $H\alpha$, está dado por el flujo dividido entre el ángulo sólido subtendido. Para conocer los flujos correspondientes a la superburbuja en estudio fue necesario realizar una calibración fotométrica comparando el número de cuentas sobre un perfil integrado para diferentes regiones del catálogo de Davies, Elliot y Meaburn (DEM, 1976), las cuales fueron medidas fotométricamente por Kennicutt y Hodge (1986) usando placas fotográficas. Aunque existen mediciones fotoeléctricas de mayor precisión (Caplan y Deharveng, comunicación privada), sólo se disponía de una región DEM en común por lo que se usaron los valores de Kennicutt y Hodge (1986). En la tabla 4.2 se presentan las cuatro regiones DEM en común con uno de los campos de observación, su localización se muestra en la figura 4.5.

Tabla 4.2 Regiones DEM en SMC1 (Kennicutt y Hodge 1986).

DEM	ϕ apertura (min arc)	Flujo (10^{-12} ergs $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Brillo Superficial (10^{-6} ergs $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)
160	4	10.	9.4
161	5	41	24.7
162	8	28	6.6
164	8	85	19.5

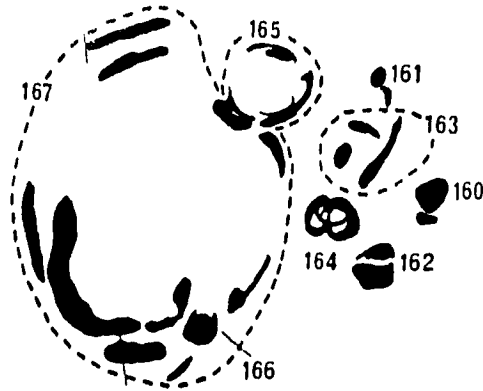


Fig. 4.5 Regiones de emisión en $H\alpha$ en SMC1, según el catálogo de Davies, Elliot y Meaburn (1976). La línea punteada delimita la extensión de las regiones 163, 165 y 167.

El paquete de reducción de datos empleado, permite determinar el número de cuentas o fotones registrados en un área circular con diámetro especificado. De este modo se obtienen las cantidades requeridas para las aperturas dadas por Kennicutt y Hodge (1986). Para indagar sobre la relación cuentas/pixel², el producto uh (h es la altura de la gaussiana y u el ancho medio) y la dependencia con el tamaño de la ventana, se tomaron ventanas con áreas tanto equivalentes a las aperturas de Kennicutt y Hodge como de menor y mayor área.

El resultado encontrado es una relación lineal independiente del tamaño de la ventana dada por:

$$\text{cuentas/pixel}^2 = 0.11 uh , \quad (4.8)$$

con u en km/s y h en número de fotones. El interés principal de esta sección es encontrar el factor de conversión entre el brillo superficial en $H\alpha$ $S(H\alpha)$, medido por Kennicutt y Hodge (1986) que posteriormente se utiliza para derivar la densidad electrónica, y los parámetros de los perfiles observados, es decir u y h , para esto se grafica $S(H\alpha)$ contra el producto uh (fig. 4.6).

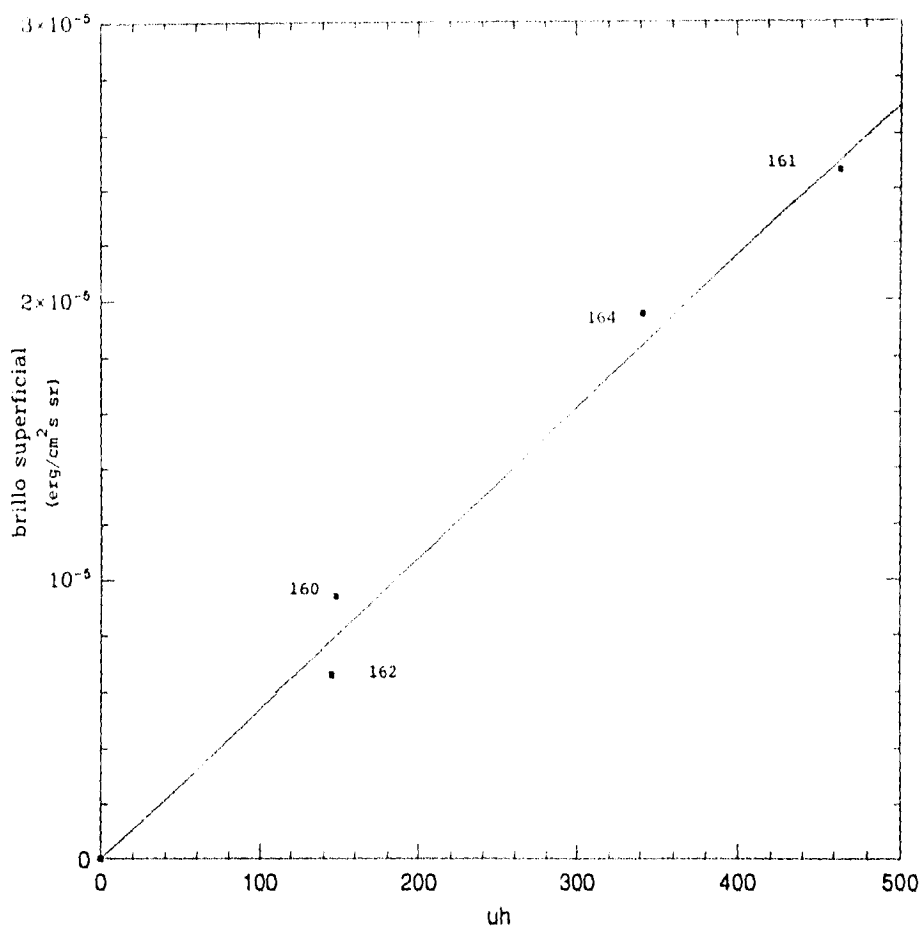


Fig. 4.6 Gráfica del brillo superficial en H α contra el producto uh , h es la altura del perfil en número de fotones y u el ancho a altura media en km/s.

Como se observa nuevamente es una relación lineal, haciendo un ajuste por mínimos cuadrados se obtiene:

$$S(H\alpha) = 3.4 \cdot 10^{-9} u h \text{ ergs cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}, \quad (4.9)$$

nuevamente con u en km/s y h en número de fotones.

La relación dada por (4.9) es válida para un campo de observación, la superburbuja en su totalidad está formada por tres campos pero para los otros dos no existen regiones DEM en común con flujos reportados por Kennicutt y Hodge (1986), sin embargo hay zonas de traslape entre los campos, con lo cual se puede encontrar el factor de conversión en cada uno de ellos. La Nube Menor de Magallanes se encuentra en una región de bajo enrojecimiento interestelar y no se aplicarán las correcciones debidas a enrojecimiento, por lo cual los resultados serán un límite superior.

5. LA SUPERBURBUJA SMC1.

En este capítulo se presentan los resultados derivados del estudio cinemático de SMC1, la única superburbuja detectada en el óptico en la Nube Menor de Magallanes, a partir de las observaciones realizadas con el sistema descrito en 4.1 y el proceso de reducción de datos señalado en 4.3

5.1 Dimensiones.

La figura 5.1 muestra la imagen de SMC1 obtenida con el interferómetro de Fabry-Perot de barrido, en un mosaico compuesto con las cartas monocromáticas de los tres campos que la forman. La apariencia de la estructura es filamentaria y prácticamente circular (línea punteada) con una región irregular y aparentemente asociada al noroeste. La región entera comprende ocho regiones DEM (160 a 167) con un tamaño angular de $\sim 48'$. La sola estructura circular con centro en las coordenadas:

$$\begin{aligned}\alpha &= 1\text{h } 28\text{m } 40\text{s} \\ \delta &= -73^\circ 35',\end{aligned}$$

tiene un diámetro angular de $\sim 31'$, que a la distancia a la Nube Menor de Magallanes (65 kpc) equivale aproximadamente a 600 pc.

5.2 El campo de velocidades radiales.

El campo de velocidades radiales se obtiene determinando la velocidad del perfil en cada pixel del campo, mediante la comparación de la emisión de la nebulosa con la emisión de la fuente de calibración. El resultado se muestra en la figura 5.2 en una representación de colores. Entre cada color existe un intervalo de 10 Km/s con los siguientes valores: azul 150 km/s, verde 160 km/s, amarillo 170 km/s y rojo 180 km/s. Los mosaicos aquí presentados fueron construidos mediante la rutina `mosaique` del paquete `Cigale`. De esta última imagen es notorio que la región localizada al noroeste no sigue la misma distribución de velocidades que la estructura circular y aunque tiene la misma velocidad sistémica puede no tener el mismo origen, de hecho, aún considerándola como una burbuja de menor tamaño, no se encuentra el comportamiento característico, debido probablemente a fuertes movimientos turbulentos en esa región.

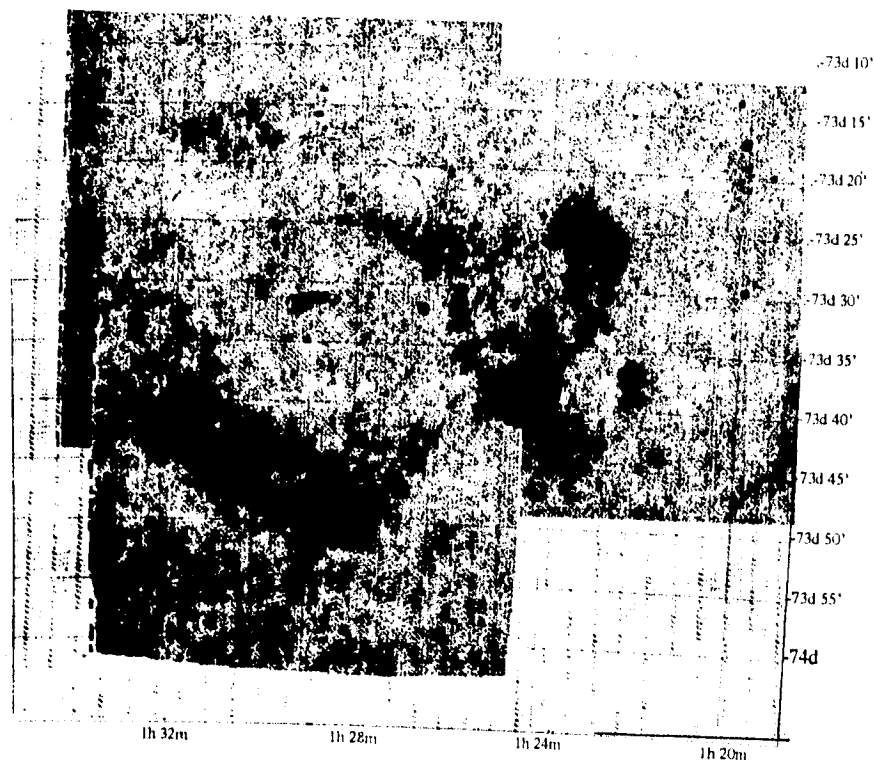


Fig. 5.1 Imagen monocromática de SMC1 en H α obtenida con el interferómetro de Fabry-Perot de barrido instalado en el Observatorio Austral Europeo.

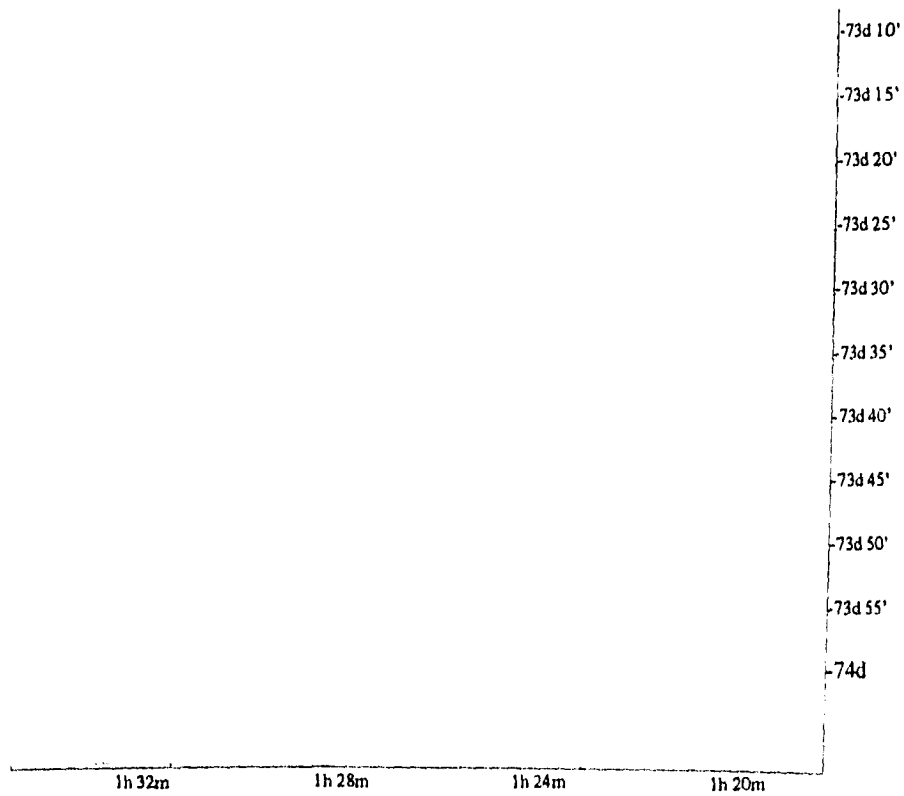


Fig. 5.2 Campo de velocidades de SMC1 resultante de obtener la velocidad radial en cada pixel mediante el corrimiento Doppler de la línea de emisión. Cada color representa un valor de la velocidad: azul 150 ± 5 km/s, verde 160 ± 5 km/s, amarillo 170 ± 5 km/s y rojo 180 ± 5 km/s. La velocidad sistémica de la región (173 km/s) corresponde al amarillo, de modo tal que las regiones en azul y verde es material que se acerca y las regiones en rojo es el material que se aleja.

En adelante se considerará como la superburbuja solamente la estructura circular y para todo cálculo se supone un radio de 300 pc. La emisión de la superburbuja se encuentra en un rango aproximado de velocidades de 137-217 km/s y esto se muestra en la figura 5.3 en una sucesión de cartas en longitud de onda centradas a diferentes velocidades y separadas por 16 km/s, que corresponde al paso de barrido del interferómetro.

Una vez hecho el ajuste de los perfiles en todo el campo de estudio, se distinguen tres componentes de velocidad (fig. 5.4):

- 1) una componente brillante a velocidad prácticamente uniforme, con velocidad promedio $v_{prom} = 173$ km/s,
- 2) una componente "roja" con $v_{prom} = 203.8$ km/s y
- 3) una componente "azul" con un promedio de velocidad $v_{prom} = 133.9$ km/s.

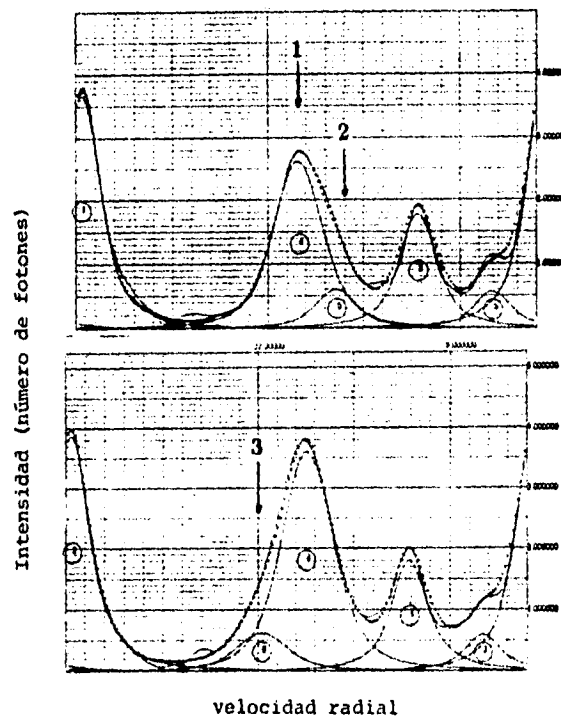


Fig. 5.4 Perfiles de emisión H α en SMC1, las flechas indican las tres componentes de velocidad: 1)173 km/s, 2)204 km/s y 3)134 km/s. Los perfiles restantes corresponden a la emisión del cielo.

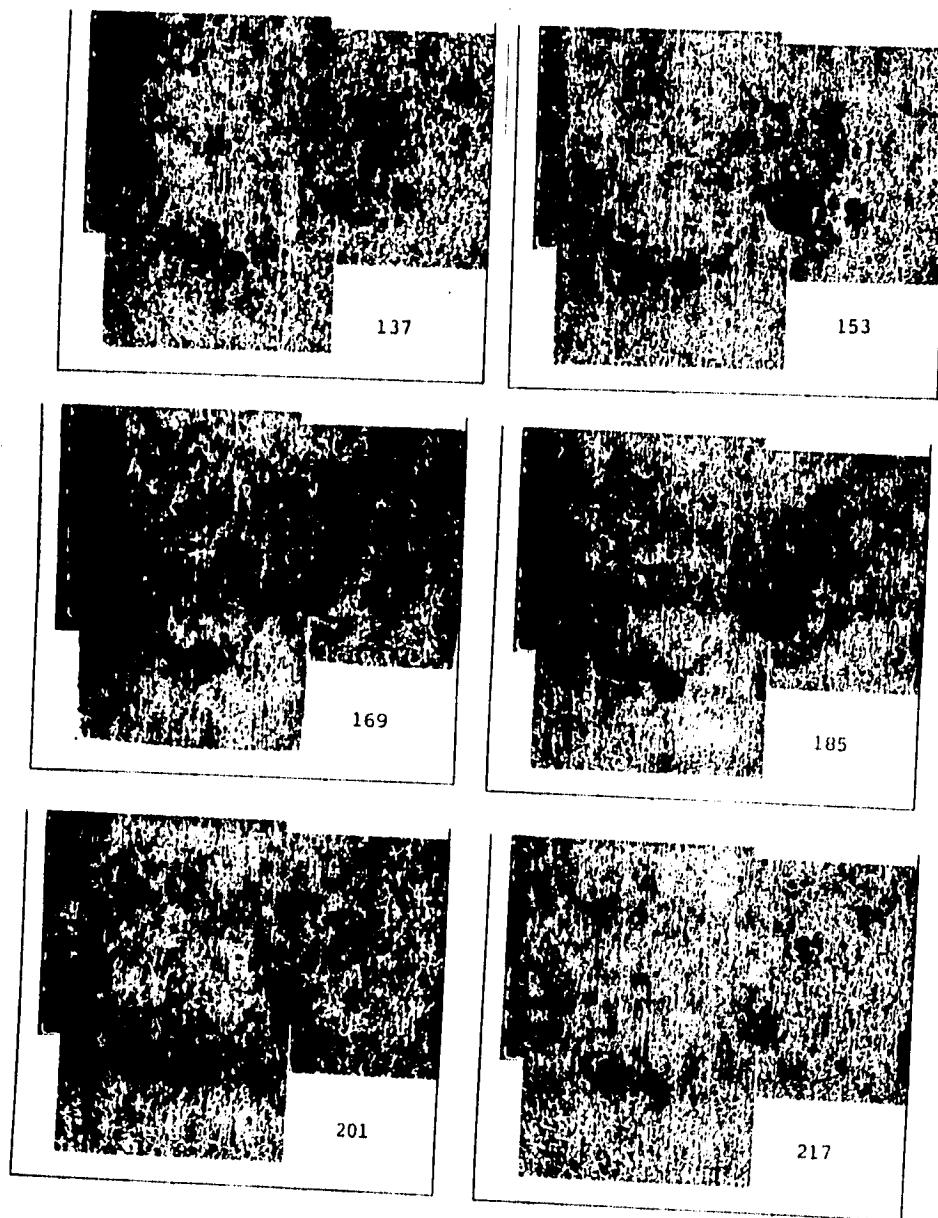


Fig. 5.3 Serie de cartas en longitud de onda de SMC1 centradas a la velocidad en km/s indicada en cada cuadro, la separación entre cada una (16 km/s) corresponde al paso de barrido del interferómetro.

Suponiendo que el cascarón se expande radialmente a una velocidad V_s constante, la componente azul representa el hemisferio del cascarón que se acerca en dirección del observador y la componente roja es la parte opuesta que se aleja. La componente brillante proviene de la región III asociada, concordante a uno de los grupos de velocidad encontrados por Le Coarer et al. (1993) y asociada a la componente H de Martin et al. (1989).

5.3 Velocidad de expansión.

La figura 5.5 es la gráfica de la velocidad radial V_r contra la distancia R al centro de la superburbuja, con los valores del campo de velocidad obtenido. De acuerdo a un modelo de cascarón en expansión, por la proyección geométrica se esperaría encontrar una distribución de velocidades de la forma:

$$\frac{(V_r - V_{sis})^2}{V_s^2} + \frac{R^2}{R_s^2} = 1 \quad (5.1)$$

donde V_s y R_s son velocidad de expansión y radio del cascarón, de modo tal que la velocidad máxima se alcanza en el centro y en la periferia debe ser prácticamente la velocidad sistémica V_{sis} . Los pocos puntos correspondientes a las componentes roja y azul hacen difícil un ajuste de la forma dada por la ecuación (5.1) y por consiguiente no se puede calcular la velocidad de expansión y más aún, no es claro que se tenga una expansión esférica. Sin embargo es posible tener una estimación si se toma la mitad de la diferencia entre los máximos alcanzados por las componentes roja ($V_{R_{max}} = 204.3$ km/s) y azul ($V_{B_{max}} = 122.6$ km/s), de lo cual resulta:

$$V_s = 40.8 \text{ km/s} .$$

5.4 Ensanchamiento de los perfiles.

El ancho del perfil σ_o , representa la dispersión de velocidad a media intensidad. La gráfica de σ_o contra la distancia R al centro (fig.5.6) muestra que los valores máximos se alcanzan cerca del centro y son menores en la frontera. Asumiendo que el ancho del perfil es afectado de la misma manera que la velocidad radial por la proyección geométrica, se puede trazar sobre la gráfica la elipse $\sigma_o^2/V_o^2 + R^2/R_o^2 = 1$ que mejor se ajusta a los datos y que corresponde a un cascarón de radio $R_o = 365$ pc y velocidad de expansión $V_o = 56$ km/s.

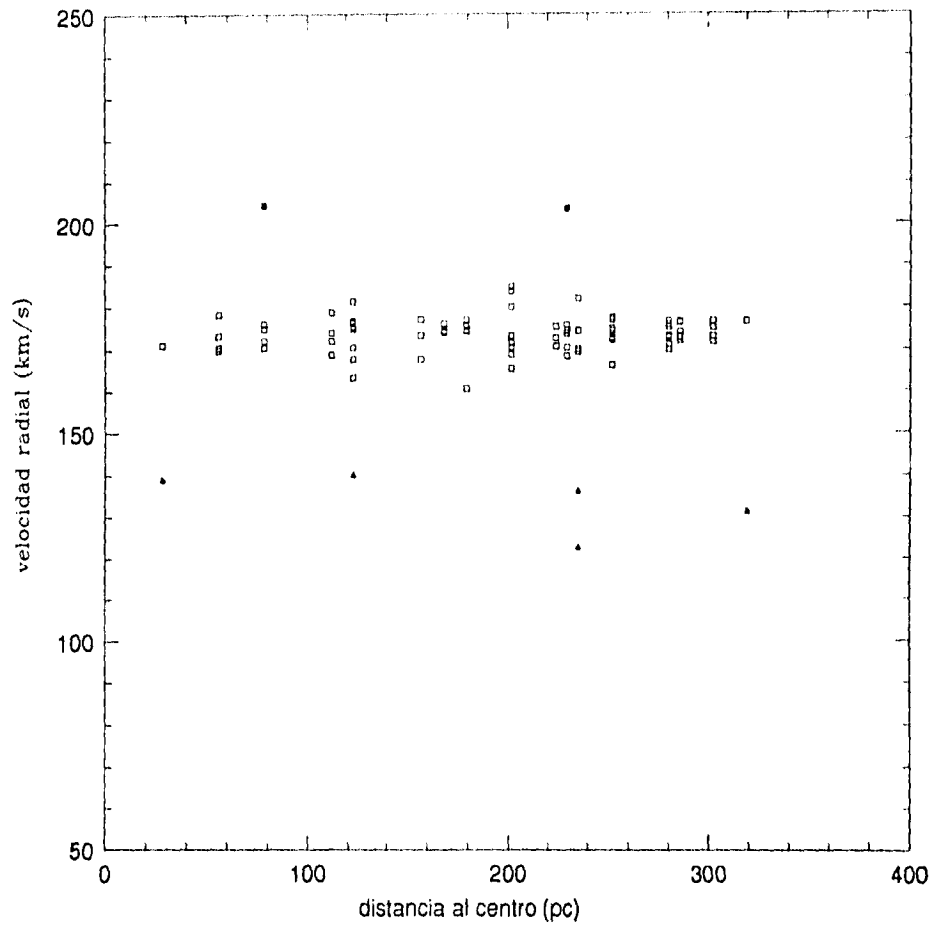


Fig. 5.5 Gráfica de velocidad radial contra distancia al centro de la superburbuja SMC1. Los cuadros vacíos representan la componente brillante y los cuadros y triángulos llenos corresponden a las componentes roja y azul del cascarón respectivamente.

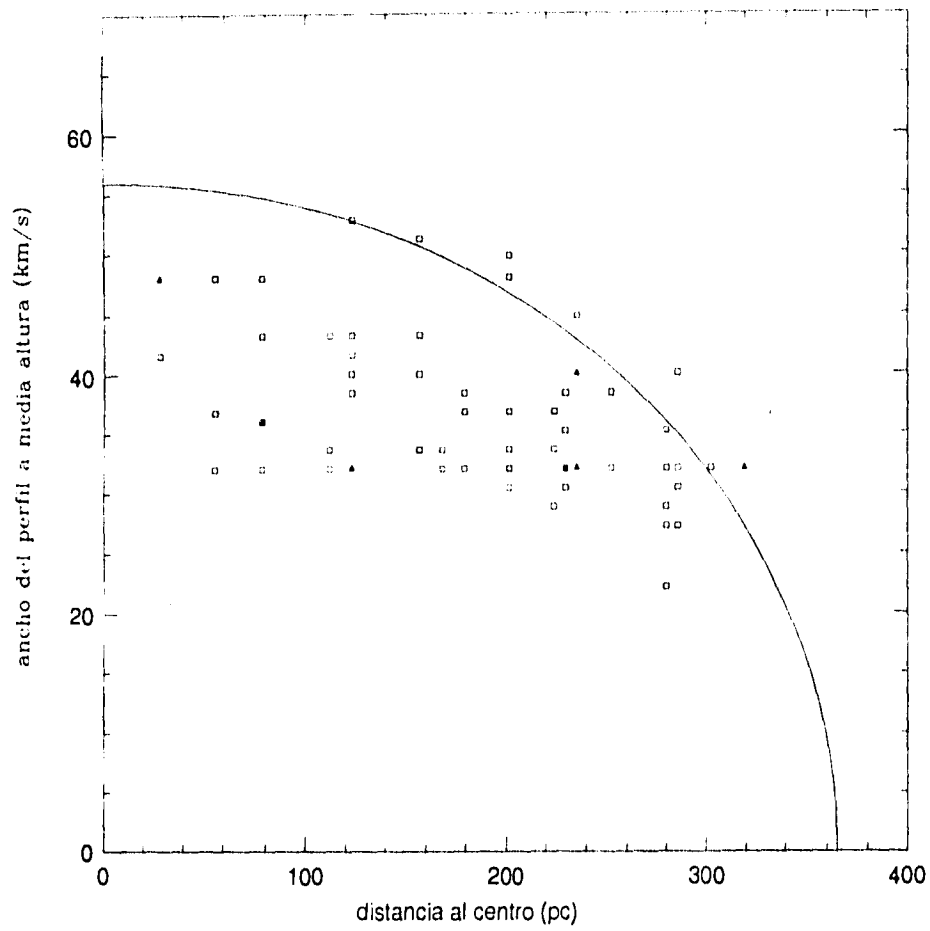


Fig. 5.6 Gráfica de dispersión de velocidad contra distancia al centro de la superburbuja SMC1. Los cuadros vacíos representan la componente brillante y los cuadros y triángulos llenos corresponden a las componentes roja y azul del cascarón respectivamente.

En esta gráfica, la mayoría de los puntos corresponden a la componente brillante, por lo que la distribución de un cascarón en expansión hace suponer que no sólo se trata de la componente de la región HII, sino que están presentes las componentes roja y azul sin resolver. Lo anterior explicaría además las pocas regiones donde estas componentes se distinguen claramente.

5.5 Cantidades físicas.

5.5.1 Brillo superficial.

En el perfil de una ventana del campo en dirección del centro de la superburbuja, están presentes la componente azul del cascarón y la correspondiente a la región HII. De acuerdo a los parámetros de cada una se obtiene el brillo superficial (ec. 4.9). Los resultados se presentan en la tabla 5.1.

Tabla 5.1 Brillo superficial y medida de emisión.

Componente	altura h (cuentas)	ancho u (km/s)	S(H α) (ergs cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹)	EM (cm ⁻⁶ pc)
1) región HII	2.93	40	3.9 10 ⁻⁶	45.4
3) azul	0.64	32	7.0 10 ⁻⁷	7.9

5.5.2 Densidad.

El brillo superficial de una nebulosa estará dado por:

$$S = \frac{h\nu}{4\pi} \alpha_{mn} n_e n_p L, \quad (5.2)$$

donde h es la constante de Planck, ν_{mn} es la frecuencia de emisión al pasar el átomo del nivel m al nivel n , n_p y n_e son las densidades protónica y electrónica respectivamente, α_{mn}

es el coeficiente de recombinación efectivo para la línea $\lambda_{m\alpha}$ y L es el tamaño lineal de la nebulosa en dirección de la línea de visión. En el caso de fotoionización del hidrógeno suponiendo $T = 10^4$ K, $n_p \approx n_e$ y para la línea H α : $\alpha_{32} = 11.7 \cdot 10^{-14}$ cm $^{-3}$ s (Spitzer 1975), el brillo superficial escrito en términos de la medida de emisión $EM = n_e^2 L$ es:

$$S(H\alpha) = 8.3 \cdot 10^{-8} EM, \quad (5.3)$$

con EM en cm $^{-6}$ pc.

Para un cascarón de espesor ΔR en dirección del centro se tiene:

$$EM = 2\Delta R n_e^2 \quad (5.4)$$

con ΔR en pc y n_e en cm $^{-3}$, por tanto combinando (5.3) y (5.4) se obtiene la densidad electrónica en el cascarón:

$$n_e = 2.4 \cdot 10^3 \left[\frac{S(H\alpha)}{\Delta R} \right]^{1/2} \quad (5.5)$$

La cantidad ΔR es un parámetro difícil de medir observacionalmente, pero si se supone que la masa del cascarón es igual a la masa barrida de una esfera de radio R_s con densidad n_o , entonces:

$$\frac{n_o}{n_e} = 3 \frac{\Delta R}{R_s}, \quad (5.6)$$

por otro lado, de las condiciones de Rankine-Hugoniot para choques radiativos:

$$\frac{n_s}{n_e} = \left(\frac{V_s}{a_s} \right)^2 \quad (5.7)$$

donde V_s es la velocidad de expansión del cascarón y a_s es la velocidad del sonido en el medio. Finalmente, a partir de (5.6) y (5.7) y considerando que para gas ionizado $a_s \sim 10$ km/s, se obtiene una expresión para el espesor del cascarón en términos de cantidades conocidas:

$$\Delta R = 33.3 \left(\frac{R_s}{V_s^2} \right) \quad (5.8)$$

con V_s en km/s y R_s y ΔR en pc.

Para los valores derivados $R_s = 300$ pc y $V_s = 40.8$ km/s, el espesor del cascarón resulta ser:

$$\Delta R = 6.25 \pm 2.5 \text{ pc} .$$

Tomando el valor ΔR obtenido y el del brillo superficial promedio observado (tabla 5.1), la densidad electrónica promedio en el cascarón (ec. 5.5) es:

$$n_e = 1.1 \pm 0.3 \text{ cm}^{-3} .$$

Suponiendo que la masa del cascarón concentra la masa barrida de una esfera de densidad n_o (ec. 5.7) se obtiene una densidad prechoque:

$$n_o = 0.07 \pm 0.04 \text{ cm}^{-3} .$$

5.5.3 Masa y energía cinética.

La masa del cascarón, bajo la misma suposición de concentración de material en el cascarón será:

$$M_s = 1.9 \cdot 10^5 M_{\odot} .$$

Con lo cual, la energía cinética del cascarón resulta ser:

$$E_s = 2.0 \cdot 10^{51} \text{ ergs} .$$

En el caso de formación por acción de explosiones de SNs, dado que sólo se deposita el 20% en forma de energía cinética, este valor implicaría un número considerable de estrellas.

5.6 Contenido estelar de la superburbuja.

Antes de intentar explicar la dinámica de SMC1 es útil tener conocimiento del contenido estelar. Desgraciadamente para esta región como para la gran mayoría de la Nube Menor de Magallanes este conocimiento no es muy bueno. En la tabla 5.2 se enlistan los objetos encontrados en la bibliografía que están presentes en la superburbuja: 4 asociaciones estelares, 3 nebulosas de emisión y 12 estrellas Sanduleak. Su localización se muestra sobre una imagen del continuo (figura 5.7). El único dato de edad se tiene para el cúmulo globular L107. De acuerdo a observaciones UBV, van den Bergh (1981) lo clasifica como un cúmulo muy joven ($< 4 \cdot 10^6$ años). S188 es la única estrella WO conocida en la Nube Menor de Magallanes, Dopita et al. (1994) encuentran algunas nebulosidades que sugieren que fuertes vientos estelares han barrido material del medio interestelar. En las imágenes concernientes a este trabajo no se encontró dicha evidencia en torno a S188.

5.7 Comparación con los modelos.

Una vez que se han determinado los parámetros cinemáticos de la superburbuja en la región SMC1, es posible hacer una evaluación directa de los diferentes modelos discutidos en el capítulo 3.

La edad cinemática (ec. 3.7) dada por el tamaño (300 pc) y la velocidad de expansión (40 km/s) es de $4.5 \cdot 10^6$ años. Suponer que SMC1 se formó solamente por acción de vientos estelares (Weaver et al. 1977), implica una potencia mecánica del viento (ec. 3.5) de $L_w = 1.3 \cdot 10^{38}$ ergs/s para una densidad $n_0 = 0.07 \text{ cm}^{-3}$. Este valor está dentro del rango proporcionado por una típica asociación OB, sin embargo es poco probable que durante este tiempo no hayan ocurrido explosiones de SN que contribuyan a impartir energía al medio.

La presencia de una estrella WO con evidencias de un fuerte viento estelar (Dopita et al. 1994) deja de lado el modelo que ignora los efectos de vientos estelares y sólo considera las explosiones de SN (Tomisaka e Ikeuchi 1986).

Tabla 5.2 Objetos contenidos en SMC1.

objeto	A.R. (1950)	Dec.	Tipo espectral	Tipo de asociación
L103	1 ^h 23 ^m 55 ^s	-73° 30' 05''		OB
L104	24 24	38 18		OB
L107	30 00	40 09		OB
HW80	22 11	28 19		OB
e87	19 54	30 00		
e89	24 30	38 00		Regiones III
e90	28 18	49 00		
S173	24 23	22 47	OB	
S174	24 24	37 47	OB	
S176	25 42	23 46	OB	
S177	25 54	24 46	OB	
S178	26 06	25 46	OB	
S182	28 07	17 44	OB	
S183	28 14	48 44	OB	
S185	29 32	37 43	A2	
S186	29 38	19 43	OB	
S187	29 44	38 43	OB	
S188	30 03	40 43	WO	
S190	30 27	37 42	OB	
Se62	29 06	34 00		

Clasificación:

- L: Linsay (asociación estelar)
- HW: Hodge y Wright (asociación estelar)
- e: Henize, (nebulosa de emisión)
- Se: Henize (estrellas con emisión en línea)
- S: Estrella Sanduleak.

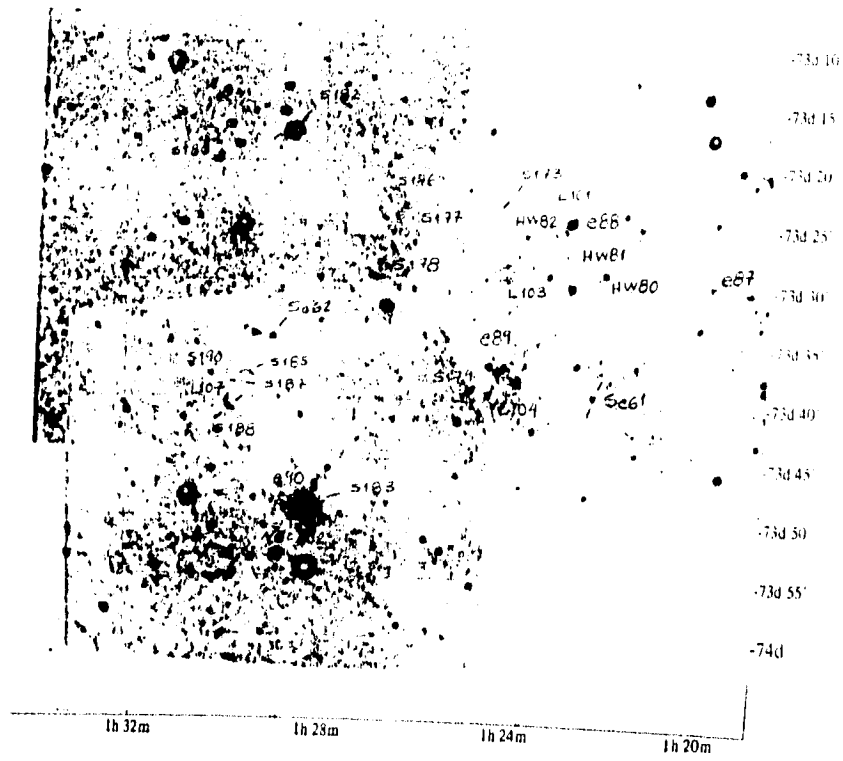


Fig. 5.7 Localización de los objetos contenidos en la superburbuja SMC1 (Tabla 5.2).

Si se consideran ahora los modelos de acción combinada de vientos estelares y explosiones de SN, la figura 5.8 es la gráfica de velocidad de expansión contra radio para $n_0 = 0.07 \text{ cm}^{-3}$. Están representados las soluciones de McCray y Kafatos (1987) y Tomisaka et al. (1981) para el número de estrellas N_* que se formaron y que pueden llegar a explotar como SN ($M_* > 7 M_\odot$) de 50 y 200. Los valores del radio y velocidad determinados se ajustan preferencialmente al modelo de McCray y Kafatos (1987) para $N_*=200$. Aunque no se tiene un completo estudio del contenido estelar de la superburbuja, el valor N_* requerido no es extremo y difícil de encontrar. De tal modo que la superburbuja bien pudo tener su origen en la acción combinada de vientos estelares y explosiones de SN. De acuerdo a este modelo de conservación de energía, el tiempo de enfriamiento al cual las pérdidas radiativas son importantes (ec. 3.23) resulta mayor al tiempo dinámico, por lo que el sistema aún se encontraría en la fase adiabática. Por otra parte la presencia del cúmulo globular L107 con edad inferior a $4 \cdot 10^6$ años y localizado fuera del centro de la superburbuja, puede ser evidencia de una formación estelar subsecuente. En lo que respecta al último de los modelos aquí discutidos, la colisión de nubes de HI de alta velocidad con el disco de la galaxia (Tenorio-Tagle 1981) puede servir para explicar la formación de estructuras de origen diferente que poseen valores mucho mayores de tamaño ($> 1 \text{ kpc}$) y energía ($\sim 10^{54} \text{ ergs}$).

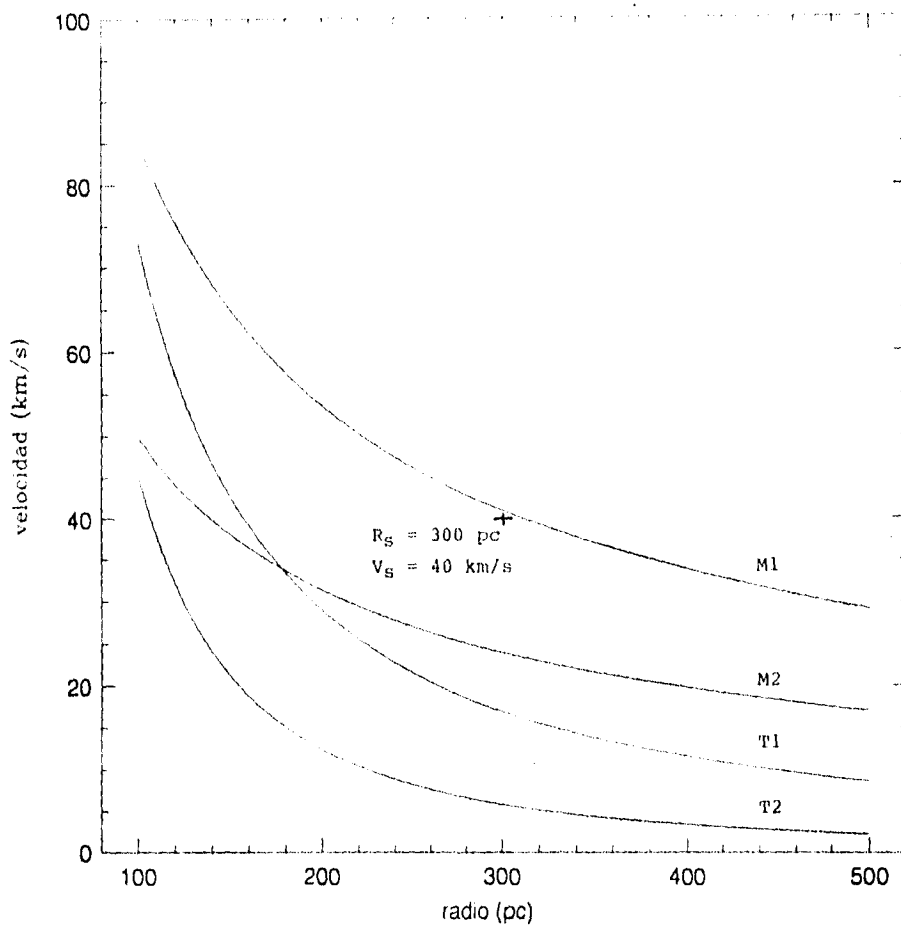


Fig. 5.8 Velocidad de expansión en función del radio para una superburbuja formada por vientos estelares y explosión de SNs en un medio de densidad constante $n_0 = 0.07 \text{ cm}^{-3}$. Las curvas M₁ y M₂ representan la solución de McCray y Kafatos (1987) para 200 y 50 estrellas que explotan como SN y T₁ y T₂ son soluciones de Tomisaka et al. (1981) para un intervalo entre explosión de SN de $2 \cdot 10^5$ y 10^6 años respectivamente. Los valores correspondientes a la superburbuja SMC1 se representan con una cruz.

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

6. CONCLUSIONES.

Las superburbujas han sido detectadas en varias galaxias espirales e irregulares y diferentes modelos se han formulado para explicar su formación.

Las observaciones de la región SMC1 en la Nube Menor de Magallanes realizadas en el Telescopio Europeo Austral en La Silla, Chile, por Y. M. Georgelin, E. Le Coarer y M. Rosado empleando un telescopio de 36cm de diámetro equipado con un reductor focal, un interferómetro de Fabry-Perot de barrido y una cámara contadora de fotones, revelan la existencia de una superburbuja con radio de 300 pc y una región irregular de menor tamaño al noroeste, muy probablemente con un origen diferente al de la superburbuja.

Con estos datos, se analizó en este trabajo el campo de velocidades de la región y se estima que la velocidad del cascarón en expansión es de 40.8 km/s, del orden del valor reportado para LMC2 (Caulet et al. 1982) y LMC4 (Dopita et al. 1985) en la Nube Mayor de Magallanes. La edad dinámica correspondiente es de $4.5 \cdot 10^6$ años.

Mediante una calibración fotométrica del brillo superficial en $H\alpha$, medido para diversas regiones del campo por Kennicutt y Hodge (1986), se encuentra un brillo superficial del cascarón $S(H\alpha) = 7.0 \cdot 10^{-7}$ ergs $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$, del cual se deriva una medida de emisión $EM = 7.9 \text{ cm}^{-6}\text{pc}$.

Bajo la suposición de que la mayor parte del material interestelar barrido se ha concentrado en el cascarón, éste resulta tener un espesor $\Delta R = 6.25$ pc y una densidad electrónica $n_e = 1.1 \text{ cm}^{-3}$, dando una masa total barrida $M_s = 1.9 \cdot 10^5 M_\odot$ y una energía cinética de expansión $E_s = 2.0 \cdot 10^{51}$ ergs. La densidad inicial del medio es $n_0 = 0.07 \text{ cm}^{-3}$.

Estos parámetros obtenidos se ajustan en buena medida al modelo de McCray y Kafatos (1987) para superburbujas formadas por la acción combinada de vientos estelares y explosión de supernovas, el número de estrellas de alta masa ($M_* > 7 M_\odot$) que ya han explotado como SN es de ~ 200 . La presencia de un cúmulo globular muy joven localizado fuera del centro de la superburbuja puede ser evidencia de una reciente formación estelar.

APENDICE

INTERFERENCIA

Cuando dos ondas planas de luz monocromática se superponen, se encuentra que la intensidad en la región de superposición varía de punto a punto entre un máximo, que excede la suma de las intensidades de las ondas incidentes y un mínimo, que puede llegar a ser cero. A este fenómeno se le llama interferencia.

Si una onda de luz incide en un par de placas paralelas (fig 1), las reflexiones múltiples en las superficies internas de las placas, darán como resultado una serie de ondas de amplitud menor, que emergen de cada una de las superficies exteriores de las placas. En este caso se tendrá interferencia por la superposición de múltiples ondas de luz.

Para encontrar cual es la intensidad resultante de esta superposición, se supondrá que el medio entre las placas (separadas una distancia e) tiene un índice de refracción n' y que el medio que las rodea tiene índice de refracción n .

Para una onda plana monocromática que incide en una de las placas a un ángulo i , SB_1 representa la dirección de propagación. En la primera superficie, la onda se divide en dos ondas planas, una reflejada en la dirección B_1C_1 y otra transmitida en la dirección B_1D_1 , esta última incide en la segunda superficie a un ángulo i' , y se divide a su vez, en dos ondas planas, una transmitida en la dirección D_1E_1 y otra reflejada en la dirección D_1B_2 . El proceso de división de onda continúa dentro de las placas como se indica en la figura.

Para cada una de las ondas reflejadas o transmitidas, la fase de la función de onda difiere de la fase de la onda anterior por una cantidad:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L, \quad (1)$$

donde λ es la longitud de onda de la luz incidente y ΔL es la diferencia de camino óptico dada por:

$$\Delta L = n'(B_1D_1 + D_1B_2) - n(B_1P), \quad (2)$$

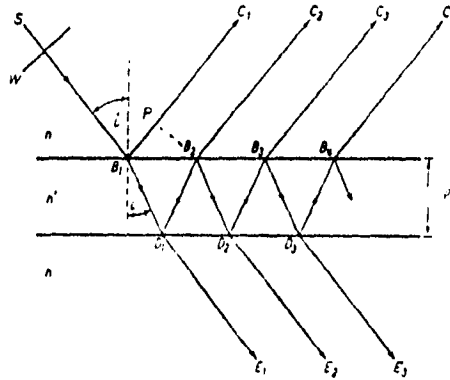


fig. 1 División de onda por la reflexión múltiple en un par de placas paralelas.

pero de la figura se puede ver que:

$$B_1 D_1 = D_1 B_2 = \frac{e}{\sin i'} , \quad (3)$$

$$B_1 P = B_1 B_2 \sin i = 2e \tan i' \sin i \quad (4)$$

y por la ley de refracción:

$$n' \sin i' = n \sin i ; \quad (5)$$

lo cual lleva a que:

$$\Delta L = 2n'e \cos i' , \quad (6)$$

y entonces la diferencia de fase (ec. 1) será:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n'e \cos i' . \quad (7)$$

Para una onda que viaja hacia las placas, sea r el coeficiente de reflexión (razón entre las amplitudes reflejada e incidente) y t el coeficiente de transmisión (razón entre las amplitudes transmitida e incidente) y sean r' y t' los coeficientes correspondientes para

una onda que sale hacia el medio que rodea las placas. Si $A^{(i)}$ es la amplitud de la onda incidente (un número complejo), las amplitudes de las ondas reflejadas en la placa son:

$$rA^{(i)} - tt'r'A^{(i)}e^{i\delta}, tt'r'^3A^{(i)}e^{i3\delta}, \dots, tt'r'^{(2m-1)}A^{(i)}e^{i(m-1)\delta}, \dots \quad (8)$$

donde m es un entero. De forma análoga, las amplitudes de las ondas transmitidas por las dos placas son:

$$tt'A^{(i)} - tt'r'^2A^{(i)}e^{i\delta}, tt'r'^4A^{(i)}e^{i2\delta}, \dots, tt'r'^{2(m-1)}A^{(i)}e^{i(m-1)\delta}, \dots \quad (9)$$

Si R es la reflectividad T es la transmisividad (razón entre la densidad de energía incidente y la reflejada y transmitida respectivamente), los coeficientes r , r' , t , y t' siguen las relaciones:

$$tt' = T, \quad (10)$$

$$r = -r', \quad (11)$$

$$r^2 = r'^2 = R. \quad (12)$$

Para el caso en que no hay absorción de energía, el flujo de energía de la onda incidente es igual a la suma de los flujos de energía de las ondas reflejada y transmitida y

$$R + T = 1. \quad (13)$$

Si las primeras m ondas reflejadas se superponen, la amplitud $A^{(r)}(m)$ de la onda de luz reflejada está dada por:

$$\begin{aligned} A^{(r)}(m) &= \{r + tt'r'e^{i\delta}(1 + r'^2e^{i\delta} + \dots + r'^{2(m-2)}e^{i(m-2)\delta})\}A^{(i)} \\ &= \left\{r + \left(\frac{1 - r'^{2(m-1)}e^{i(m-1)\delta}}{1 - r'^2e^{i\delta}}\right)tt'r'e^{i\delta}\right\}A^{(i)}. \end{aligned} \quad (14)$$

Para un número grande de reflexiones, es decir en el límite cuando $m \rightarrow \infty$, se tiene usando (10) a (13):

$$A^{(r)} \equiv A^{(r)}(\infty) = \frac{(1 - e^{i\delta})R^{1/2}}{1 - Re^{i\delta}} A^{(i)}, \quad (15)$$

y entonces la intensidad $I^{(r)} = A^{(r)}A^{(r)*}$ de la luz reflejada es:

$$I^{(r)} = \frac{(2 - 2 \cos \delta)R}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} I^{(i)} = \frac{4R \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} I^{(i)}, \quad (16)$$

donde $I^{(i)} = A^{(i)}A^{(i)*}$ es la intensidad de la luz incidente.

De manera similar, se obtiene una expresión para la amplitud de la luz transmitida:

$$\begin{aligned} A^{(t)}(m) &= tt'(1 + r'^2 e^{i\delta} + \dots + r'^{2(m-1)} e^{i(m-1)\delta}) A^{(i)} \\ &= \left(\frac{1 - r'^{2m} e^{im\delta}}{1 - r'^2 e^{i\delta}} \right) tt' A^{(i)}, \end{aligned} \quad (17)$$

en el límite cuando $m \rightarrow \infty$, la ecuación (17) se reduce a:

$$A^{(t)} \equiv A^{(t)}(\infty) = \frac{tt'}{1 - r'^2 e^{i\delta}} A^{(i)}, \quad (18)$$

y usando (10) y (12) se tiene:

$$A^{(t)} = \frac{T}{1 - R e^{i\delta}} A^{(i)}. \quad (19)$$

La intensidad correspondiente $I^{(t)} = A^{(t)}A^{(t)*}$ de la luz transmitida es:

$$I^{(t)} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} I^{(i)} = \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} I^{(i)}. \quad (20)$$

El máximo en la luz transmitida ocurre cuando el denominador de (20) es lo más pequeño posible, es decir cuando $\cos \delta = 1$ y entonces:

$$(I^{(t)})_{max} = I^{(i)} \quad (I^{(r)})_{min} = 0,$$

para este caso $\delta = 2\pi p$, donde p es un entero y de la ecuación (7) se llega a la condición de interferencia donde la transmisión es máxima:

$$p = \frac{2n'e \cos i'}{\lambda}, \quad (20)$$

en esta última ecuación p es llamado el orden de interferencia.

A partir de la intensidad transmitida, dada por la ecuación (20), se define el coeficiente de fineza F y la función de Airy A descritos ya en el capítulo 4 de esta tesis.

REFERENCIAS

- Abbot, D. C., Biegging, J. H., Churchwell, E., 1981, *ApJ*, **250**, 645.
- Allen, R. J., van der Hulst, J. M., Goss, W. M., Huchtmeier, W., 1978, *A&A*, **64**, 359.
- Ardeberg, A., Maurice, E., 1979, *A&A*, **77**, 277.
- Arias, L., Rosado, M., 1994, *Paquete Cigale, Reducción de datos de un Interferómetro de Fabry-Perot de barrido*, MU-94-02, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Avedisova, V. S., 1972, *SvAAJ*, **15**, 708.
- Azzopardi, M., 1981, *Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Toulouse*.
- Belloni, T., Mereghetti, S., 1994, *A&A*, **286**, 935.
- Brinks, E., Bajaja, E., 1986, *A&A*, **149**, 14.
- Caldwell, J. A. R., Coulson, I. M., 1986, *MNRAS*, **218**, 223.
- Castor, J., McCray, R., Weaver, R., 1975, *ApJL*, **200**, L107.
- Castor, J. I., 1981, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben y A. Renzini.
- Castor, J. I., Lutz, J. H., Seaton, M. J., 1981, *MNRAS*, **194**, 547.
- Caulet, A., Deharveng, L., Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P., 1982, *A&A*, **110**, 185.
- Chu, Y.-H., Mar Low, M.-M., 1990, *ApJ*, **365**, 510.
- Cohen, J. G., 1981, *AJ*, **80**, 1779.
- Davies, R. D., Elliot, K. H., Meaburn, J., 1976, *MNRAS*, **81**, 89.
- Deul, E. R., den Hartog, R.H., 1990, *A&A*, **229**, 362.
- Dopita, M. A., Mathewson, D. S., Ford, V. L., 1985, *ApJ*, **297**, 599.
- Dyson, J. E., de Vries, J., 1972, *A&A*, **20**, 223.
- Dyson, J. E., 1973, *A&A*, **23**, 381.
- Edwards, S., 1982, *Region of Recent Star Formation*, eds. R. S. Roger y P. E. Dewney, pp. 141.
- Feast, M. W., Thackeray, A. D., Wesselink, A. J., 1960, *MNRAS*, **121**, 337.
- Fitzpatrick, E. L., 1981, *ApJ*, **282**, 436.
- Fitzpatrick, E. L., 1985, *ApJS*, **59**, 77.
- Gaetz, T. J., Salpeter, E. E., 1983, *ApJS*, **52**, 155.
- Garmani, C. D., Olson, G. L., Conti, P. S., 1981, *ApJ*, **250**, 645.
- Garmani, Conti, P. S., Chiosi, C., 1982, *ApJ*, **263**, 777.
- Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P., Laval, A., Monnet, G., Rosado, M., 1983, *A&AS*, **54**, 459.

- Gottesman, S. T., Weliachew, L., 1975, *ApJ*, **105**, 23.
- Hayward, R., 1964, *PASP*, **76**, 35.
- Heiles, C., 1979, *ApJ*, **220**, 533.
- Heiles, C., 1984, *ApJS*, **55**, 585.
- Hindman, J. V., 1964, *Nature*, **202**, 377.
- Hindman, J. V., 1967, *AuJP*, **20**, 147.
- Huchtmeier, W. K., Witzel, A., 1979, *A&A*, **74**, 138.
- Johnson, H. M., 1961, *PASP*, **73**, 20.
- Jonhson, P. G., Meaburn, J., Osman, A. M. L., 1982, *MNRAS*, **198**, 985.
- Kennicutt, R. C., Hodge, P. W., 1986, *ApJ*, **300**, 130.
- Kerr, F. J., de Vaucouleurs, G., 1955, *AuJP*, **8**, 90.
- Kwitter, K. B., 1981, *ApJ*, **245**, 154.
- Laval, A. Rosado, M., Boulesteix, J. Georgelin, Y. P., Le Coarer, E., Marcelin, M., Viale, A., 1992, *A&A*, **253**, 213.
- Le Coarer, E., Amram, P., Boulesteix, J., Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P., Marcelin, M., Joulíé, P., Urios, J., 1992, *A&A*, **257**, 389.
- Le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A., Goldes, G., 1993, *A&A*, **280**, 365.
- Lesh, J. R., 1968, *ApJ Suppl.*, **17**, 371.
- Lindbland, P.O., 1967, *BAIN*, **19**, 34.
- Lynds, C. R., Sandage, A. R., 1963, *ApJ*, **137**, 1005.
- Martin, N., Maurice, E., Lequeux, J., 1989, *A&A*, **215**, 219.
- Mathewson, D. S., Ford, V. L., Visvanathan, N., 1986, *ApJ*, **301**, 664.
- Maurice, E., 1979, *Thesis, Université de Provence*.
- McCray, R., 1983, *Highlights of Astronomy*, Vol. 6, ed R. M. West.
- McCray, R., Kafatos, M., 1987, *ApJ*, **317**, 190.
- Meaburn, J., 1980, *MNRAS*, **192**, 365.
- Meaburn, J., 1981, *Investigating the Universe.*, ed. F. Kahn , p 61.
- Murai, T., Fujimoto, M., 1980, *PASJ*, **32**, 581.
- Öpik, E. J., 1953, *IRAJ*, **2**, 219.
- Panagia, N., 1973, *AJ*, **78**, 929.
- Parker, J. W., Garmany, C. D., Massey, P., Walborn, N. R., 1992, *AJ*, **103**, 1205.

- Pikel'ner, S. B., 1968, *AL*, **2**, 97.
- Pikel'ner, S. B., Shcheglov, P. V., 1969, *SvAAJ*, **12**, 757.
- Raymond, J. C., Cox, D. P., Smith, B. W., 1976, *ApJ*, **204**, 290.
- Rosado, M., 1986, *A&A*, **160**, 211.
- Shklovskii, I. S., 1960, *SvAAJ*, **4**, 355.
- Shostak, G. S., Skillman, E. D., 1989, *A&A*, **214**, 33.
- Sivan, J.-P., 1974, *A&AS*, **16**, 163.
- Smith, L. F., Biermann, P., Mezger, P. G., 1978, *A&A*, **66**, 65.
- Snell, R. L., Loren, R. B., Plambeck, R. L., 1980, *ApJL*, **239**, L17.
- Songaila, A. 1981, *ApJ*, **248**, 945.
- Songaila, A., Blades, J. C., Hu, E. M., Cowie, L. L., 1986, *ApJ*, **303**, 198.
- Spitzer, L. Jr., 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, (New York: Interscience).
- Staveley-Smit, L., Sault, R. J., Mc-Conell, D., Kesteven, M. J., 1994, *Artículo remitido a Proceedings of Astronomical Society of Australia para su publicación.*
- Stothers, R., Frogel, J. A., 1974, *AJ*, **79**, 456.
- Taylor, D. K., Dickman, R. L., Scoville, N.Z., 1987, *ApJ*, **315**, 104.
- Tenorio-Tagle, G., 1980, *A&A*, **88**, 61.
- Tenorio-Tagle, G., 1981, *A&A*, **94**, 338.
- Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., 1988, *ARAA*, **26**, 145.
- Tomisaka, K., Ikeuchi, S., 1986, *PASJ*, **38**, 697.
- Tomisaka, K., Habe, A., Ikeuchi, S., 1981, *ASS*, **78**, 273.
- Torres, G., Carranza, G. J., 1987, *MNRAS*, **226**, 513.
- Treffers, R. R., Chu, Y. H., 1982, *ApJ*, **254**, 569.
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., Moore, R., 1977, *ApJ*, **218**, 377.
- Welch, D. L., Laren, L. A. Mc, Madore, B. F., Alary, C. W. Mc, 1987, *ApJ*, **321**, 162.
- Westerlund, B. E., Mathewson, D. S., 1966, *MNRAS*, **131**, 371.
- Willis, A., 1982, *Wolf-Rayet Stars: Observation, Physics and Evolution*, eds. C. de Loëne y A. Willis.
- Wilson, R. E., 1918, *MNRAS*, **172**, 1.
- Winter, A. F. B., 1975, *Publs. Lick. Obs.*, **13**, 187.
- Wrigge M., Wendker, H. J., Wisotzki, L., 1994, *A&A*, **286**, 219.