



3/  
205-  
UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**Estudio cinemático de  
remanentes de supernova  
en la Vía Láctea**

**T E S I S**

Que para obtener el Título de

**F I S I C O**

P r e s e n t a :

Silvia Patricia Ambrocio Cruz

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN  
FALLA DE ORIGEN  
TESIS CON  
NO SISSEL

México, D. F.

1993



## **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 está 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.

## INDICE

<b>1. Introducción.</b>	<b>1</b>
<b>2. Los remanentes de supernova.</b>	<b>3</b>
2.1 Las supernovas y sus mecanismos de explosión.	3
a. Colapso gravitacional del núcleo de Fe-Ni.	6
b. Detonación y deflagración de carbono.	6
2.2 Clasificación de supernovas.	7
2.3 Tipos de remanentes de supernova.	10
2.4 Etapas evolutivas de los remanentes de supernova.	13
a. Fase de expansión libre.	13
b. Fase adiabática o de Sedov.	13
c. Fase radiativa.	14
d. Fase de conservación de momento.	15
e. Fase subsónica.	15
2.5 Ondas de choque interestelares.	15
a. El frente de choque.	17
b. Zona de relajamiento.	17
c. Zona de recombinación.	17
<b>3. Las observaciones</b>	<b>19</b>
3.1 El equipo.	19
3.2 El interferómetro Fabry-Perot de barrido.	19
a. Interferogramas, información espacial y espectral.	22
<b>4. Reducción de datos y obtención de parámetros cinemáticos.</b>	<b>24</b>
4.1 Reducciones.	24
a. Sustracción del fondo instrumental.	24
b. Calibración de los canales de barrido.	24
c. Sustracción de las líneas del cielo nocturno.	25
d. Velocidades radiales y perfil de la línea.	25

<b>4.2 Obtención de los parámetros cinemáticos.</b>	<b>28</b>
a. Distancia.	28
b. Velocidad de expansión.	29
<b>5. Estudio cinemático de 3 remanentes de supernova.</b>	<b>31</b>
<b>5.1 RCW86.</b>	<b>31</b>
a. Información bibliográfica.	31
b. Resultados.	33
<b>5.2 MSH 15-56.</b>	<b>40</b>
a. Información bibliográfica.	40
b. Resultados.	40
<b>5.3 MSH 11-61.</b>	<b>46</b>
a. Información bibliográfica.	46
b. Resultados.	46
<b>6. Conclusiones.</b>	<b>50</b>
 <b>Bibliografía</b>	 <b>52</b>

## INTRODUCCION

Aunque las estrellas brillan por un tiempo relativamente largo, no son eternas. A lo largo de su vida, las estrellas atraviesan por diferentes fases. El tiempo que duran en cada una de esas fases depende de su masa, ya que las estrellas masivas (de masa mayor que la masa del sol  $-M_{\odot}$ -) agotan su combustible mucho más rápidamente que las estrellas de baja masa. Las estrellas masivas terminan su evolución con una súbita y descomunal explosión llamada *supernova*; en algunos casos la estrella se destruye completamente y en otros permanece un remanente estelar (estrella de neutrones u hoyo negro). En dicha explosión se eyectan las capas externas de la estrella y si ésta se llega a destruir, se eyectarán incluso las capas internas. El material eyectado permanece como una nube de gas en expansión. A la nebulosa formada por la mezcla de la masa eyectada por la explosión de supernova con el material del medio interestelar se le llama *remanente de supernova*.

En crónicas chinas de diferentes épocas se tienen noticias de lo que pueden haber sido supernovas (SNs) en nuestra Galaxia. La información más antigua aparece en las crónicas de la dinastía Han donde se reporta la aparición de una nueva estrella en diciembre del año AD185. Las crónicas japonesas del año 1054 describen una estrella "tan brillante como Júpiter" (Yba, 1934). Posteriormente Hubble, en 1928, identificó los restos de esta explosión con la nebulosa del Cangrejo.

El estudio de los Remanentes de Supernova (RSN) es importante ya que de éste se pueden deducir propiedades fundamentales tanto de la estrella que termina su evolución explotando súbitamente como SN así como del medio interestelar donde se realizó la explosión. De hecho, las SNs son los principales proveedores de elementos pesados al medio interestelar (ya que eyectan sus capas externas, donde se encuentra el material que ya ha sido sintetizado en el núcleo, y durante la explosión se sintetizan otros más pesados) y de energía mecánica a los discos de galaxias espirales.

En el presente trabajo se miden las velocidades radiales de la contraparte óptica de tres remanentes de supernova en la Vía Láctea: RCW86, MSH 15-56 y MSH 11- 61, obtenidos de observaciones realizadas con un interferómetro de Fabry-Perot de barrido, y a partir de dichas velocidades se obtiene para cada uno de los remanentes la distancia cinemática, la velocidad de expansión, la edad, la energía depositada al medio en el momento de la explosión, así como su fase evolutiva.

En el capítulo 2 se hace una descripción de lo que son los remanentes de supernova; se describen los diferentes mecanismos que ocasionan que una estrella termine su evolución explotando súbitamente como SN tales como la detonación de C y el colapso gravitacional del núcleo estelar de Fe-Ni; se dan las características de los diferentes tipos de SN: tipo Ia , tipo Ib, tipo II-L y II-P; la clasificación y características de los RSN, dominados por emisión Balmer, ricos en O, pleriónicos y desarrollados; se da una breve explicación de las diferentes etapas evolutivas de los RSNs: la fase de expansión libre, la fase adiabática

o de Sedov, la fase radiativa, la fase de conservación de momento y la fase subsónica; se finaliza dicho capítulo describiendo las diferentes regiones de una onda de choque en el medio interestelar: el frente de choque, zona de relajamiento y la zona de recombinación.

En el capítulo 3 se describe el equipo con el cual fueron realizadas las observaciones de los remanentes estudiados en este trabajo y se explica la teoría que hay detrás de un interferómetro Fabry-Perot.

En el capítulo 4 se da una breve explicación de cómo se llevó a cabo la reducción de las imágenes obtenidas de los tres remanentes de supernova, y cómo de los datos obtenidos a través de esta reducción se obtienen para cada uno de los tres RSN los respectivos campos de velocidades radiales. También se da una breve descripción de los diferentes métodos para obtener la distancia a RSN galácticos.

En el capítulo 5 se muestran los resultados del estudio cinemático de los remanentes de supernova RCW86, MSH 15-56 y MSH 11-61, para cada uno se calcula la distancia cinemática, la velocidad de expansión, la edad, la energía depositada el medio por la explosión y su fase evolutiva; dichos resultados son comparados con los obtenidos por otros autores a partir de observaciones en otras longitudes de onda.

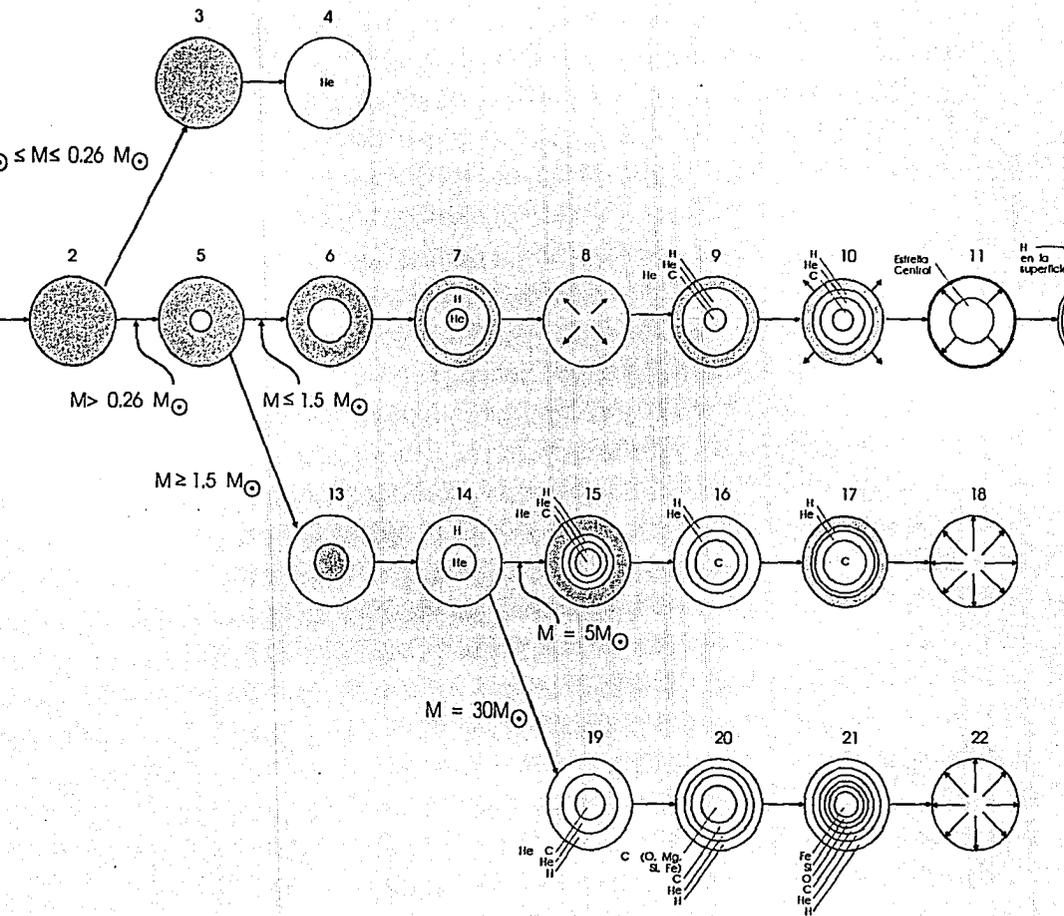
En el capítulo 6 se dan las conclusiones de este estudio cinemático

## LOS REMANENTES DE SUPERNOVA

### 2.1 LAS SUPERNOVAS Y SUS MECANISMOS DE EXPLOSION

Uno de los parámetros más utilizados como punto de referencia para describir la evolución estelar es el límite de Chandrasekhar. Este límite tiene un valor de  $1.4M_{\odot}$  y se le llama de Chandrasekhar, ya que fue él quien mostró que si la masa de una estrella enana blanca fuera mayor que este valor, el peso de las capas externas será tan grande que la presión de degeneración será incapaz de soportarlas y la estrella no tendrá una configuración estable. En una estrella recién formada el elemento más abundante es el hidrógeno. La primera reacción nuclear en una estrella es la transformación de H en He. Durante esta fase la estrella se encuentra localizada en la Secuencia Principal del diagrama Hertzsprung-Russell (H-R), donde pasa la mayor parte de su vida, el tiempo que dura en esa posición depende de su masa, ya que las estrellas de alta masa gastan su energía más rápidamente que las estrellas de menor masa. Una vez que se ha agotado el H en el núcleo de la estrella éste se contrae aumentando su densidad y temperatura. Si éstas son lo suficientemente altas se podrá iniciar la fusión de He en C y detener así la contracción y continuar la combustión de H en una capa externa. Si la masa de la estrella ( $M_{\star}$ ) es menor que  $1.5M_{\odot}$  la combustión nuclear terminará sin haberse iniciado la fase de fusión de C o aún antes de haber empezado la de He, ya que si la estrella no es lo suficientemente masiva, el núcleo no alcanza la densidad y temperatura necesarias para iniciar la siguiente fase de combustión nuclear.

El estado final de la evolución de una estrella depende de su masa. En el caso de estrellas aisladas se tiene que, para estrellas masivas,  $M_{\star} > 8M_{\odot}$ , el material se estratifica quedando un núcleo de Fe y Ni que, al superar el límite de Chandrasekhar, inicia la explosión como SN. Para estrellas de baja masa, éstas terminan su evolución como enanas blancas; si la masa estelar está en el rango de  $1.5M_{\odot} < M_{\star} < 8M_{\odot}$  se formará un núcleo de C, proveniente de la fusión de He en C, el cual estará rodeado por capas en las cuales se realiza la combustión de elementos más ligeros y que, al acretar masa al núcleo de C se pueden crear las condiciones necesarias para que se produzca una SN. Finalmente, en el caso de sistemas binarios, si la separación entre las estrellas es pequeña, se tiene un sistema en acreción en el cual habrá transferencia de masa de una de las estrellas a la otra, de tal modo que si una de ellas llega a superar el límite de Chandrasekhar terminará explotando como SN. En este trabajo sólo se tratará el caso de estrellas masivas. La figura 2.1 (tomada de Karttunen et al., 1987) muestra los diversos caminos evolutivos que siguen las estrellas según su masa.



### Notas a la fig. 2.1

- 1) En un principio una nube de gas se contrae rápidamente en caída libre. La contracción continúa hasta que el gas es completamente ionizado.
- 2) Protoestrella convectiva en equilibrio hidrostático.
- 3) Para  $M_* \geq 0.08M_{\odot}$  empieza la combustión de H cuando  $T \sim 4 \times 10^8 K$ , que es el inicio de la fase de secuencia principal.
- 4) Después de que todo el H del núcleo ha sido transformado en He, la estrella se contrae y se convierte en enana blanca.
- 5) Para estrellas con masa mayor que  $0.26M_{\odot}$  el incremento en temperatura las hace radiativas en el centro.
- 6) En estrellas de baja masa ( $0.26M_{\odot} \leq M_* \leq 1.5M_{\odot}$ ), durante su fase de secuencia principal, su núcleo permanece radiativo y la capa exterior es convectiva.
- 7) Al final de la secuencia principal la combustión de H continúa en una cáscara que rodea al núcleo de He y la parte más externa se expande, empezando así la fase de gigante roja.
- 8) Cuando el núcleo alcanza una temperatura del orden de  $10^8 K$  empieza el proceso triple alfa llevándola inmediatamente al inicio de la combustión (flash) de He.
- 9) La combustión de He continúa en el núcleo mientras que la de H se realiza en un cascarón externo.
- 10) Cuando el He se ha agotado en el centro, éste sigue fusionándose en un cascarón cercano al núcleo, queda un cascarón en el cual se transforma el He en C.
- 11) La parte más externa se expande, provocando que la estrella pierda masa dando lugar a una nebulosa planetaria.
- 12) La estrella en el centro de la nebulosa se convierte en una enana blanca.
- 13)  $M_* \geq 1.5M_{\odot}$ , el núcleo es convectivo mientras que la parte más externa es radiativa.
- 14) La fase de secuencia principal termina cuando se ha agotado el H en el núcleo.
- 15) El H y el He están estratificados. En el núcleo se continúa transformando el He en C.
- 16) El He se continúa quemando en un cascarón externo quedando un núcleo de C.
- 17) Para estrellas con  $3M_{\odot} \leq M_* \leq 15M_{\odot}$  se tiene un núcleo degenerado de C y ocurre el flash de C.
- 18) El flash de C lleva a una explosión de SN y probablemente a la destrucción de la estrella.
- 19) En el núcleo se transforma He en C y está rodeado de cascarones de material más ligero.
- 20) En el núcleo se transforma el C en (O, Mg, Si, Fe).
- 21) Finalmente, la estrella consiste de un núcleo de Fe rodeado por cascarones de Si, O, C, He e H.
- 22) Se ha agotado el combustible nuclear y la estrella se colapsa en una escala de tiempo dinámico produciendo así una SN, pero el núcleo se continúa contrayendo hasta formar una estrella de neutrones o un hoyo negro.

Algunos de los mecanismos por los cuales estas estrellas pueden explotar como SN (Bohigas y Rosado 1984) son los siguientes:

### a. Colapso gravitacional del núcleo de Fe-Ni

Si  $M_* > 8M_{\odot}$  al término de la fusión del núcleo, éste estará compuesto de Fe y Ni. Como la masa del núcleo aumenta de un modo natural por la producción de Fe y Ni a partir del Si que se está fusionando en la capa contigua al núcleo, una vez que rebase el límite de Chandrasekhar la presión de degeneración de los electrones no puede sostener el núcleo y éste se colapsa. Se piensa, tal como lo sugirieron Baade y Zwicky en 1934, que la energía liberada en el colapso, de alguna manera, debe de ser depositada en la parte no colapsada de la estrella para ser eyectada en la explosión de SN.

### b. Detonación y deflagración de carbono

Este mecanismo se inicia cuando en un sistema binario cercano, por transferencia, aumenta la masa del núcleo de carbono de una estrella enana blanca, o bien, cuando en una estrella de masa intermedia aumenta la masa de su núcleo degenerado, lo cual hace que aumente la temperatura. Cuando la densidad y la temperatura, de la enana blanca o del núcleo degenerado de C, son lo suficientemente altas se inicia la combustión de C, lo cual hace que la temperatura aumente y con ello aumenta la posibilidad de que se lleve a cabo la fusión de elementos más pesados. En condiciones de degeneración\* la presión sólo depende de la densidad, de tal manera que la temperatura puede aumentar mucho sin que el volumen de la estrella cambie considerablemente, iniciándose así un proceso de ignición de C propagándose un frente de fusión en la enana blanca o en el núcleo de la estrella de masa intermedia. Cuando este frente se expande supersónicamente se le llama *Detonación de C*, el cual destruye a la enana blanca o al núcleo de la estrella de masa intermedia eyectando aproximadamente  $1.4M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$  a una velocidad de aproximadamente 10,000 km/seg. Este proceso dura 1 seg, después de que todo el C se ha convertido en  $^{56}\text{Ni}$  (que ya no se puede fusionar). Cuando el frente de fusión se expande subsónicamente se llama *Deflagración de C*. Aquí la estrella no es destruida completamente, quedando un remanente estelar. El saber qué mecanismo predomina es todavía un problema abierto ya que la detonación de C produce demasiado Fe por lo que si éste fuera el mecanismo predominante, la abundancia de Fe debería de ser muy alta, dada la frecuencia con la que ocurren las SNs I, por otro lado, en el modelo de deflagración, no hay un consenso en cuanto a la composición química del material eyectado.

---

\* En un gas, la presión viene de los movimientos azarosos de las partículas. En un gas a altas densidades estos movimientos azarosos son causados por efectos cuánticos (principio de incertidumbre de Heisenberg y principio de exclusión de Pauli), debido a que la separación media entre electrones ( $\Delta x$ ) es muy pequeña  $\Delta p$  puede ser muy grande; de modo que los electrones pueden tener velocidades relativas entre ellos muy altas ( $v = \frac{p}{m_e}$ ). Estos grandes movimientos azarosos dan lugar a la presión de degeneración, la cual es mucho mayor que la presión térmica.  $P_{deg} = 0.05 h^2 n_e^{5/3} / m_e$ , donde  $h$  es la constante de Planck,  $n_e$  la densidad numérica de electrones y  $m_e$  la masa del electrón.

Una estrella al teminar su evolución explotando súbitamente como SN emite tanta energía como todas las estrellas de la galaxia combinadas ( $\sim 10^{43}$  ergs/s). Al cabo de un tiempo la SN deja de ser visible quedando únicamente el material eyectado expandiéndose en el medio interestelar (MIE) y posiblemente quede un remanente estelar que en función de la masa de la estrella al momento de explotar como SN producirá (Peimbert, 1984):

una estrella de neutrones si:  $1.4M_{\odot} < M_{*f} < 6M_{\odot}$   
 un hoyo negro si:  $6M_{\odot} < M_{*f}$

La explosión de SN eyecta material con una velocidad del orden de  $10^4$  km/seg que es mucho mayor que la velocidad del sonido en el MIE ( $\sim 10$  km/seg para un gas con una temperatura de  $10^4$  °K, típico del gas en una región HII), por lo que el material eyectado se expande supersónicamente, de modo que se forma una onda de choque en el borde externo del material eyectado por la explosión. La onda de choque barre el material interestelar con el que se encuentra, formándose una nebulosa en la que la masa eyectada por la SN se mezcla con el material interestelar, a este tipo de nebulosas se les conoce como *Remanentes de Supernova (RSN)*. Esta nebulosa se seguirá expandiendo por miles o cientos de miles de años radiando algo de su energía, consecuentemente su temperatura, presión y energía cinética disminuirán continuamente hasta igualarse a las del MIE que no ha sido perturbado.

## 2.2 CLASIFICACION DE SUPERNOVAS

La clasificación de RSN depende principalmente del tipo de SN del cual provenga y de su edad, por lo que primero daremos los tipos de SNs y sus características. Se les llaman de tipo I a las SNs que no presentan líneas de H en su espectro óptico, dividiéndose en dos subclases: tipo Ia y tipo Ib. Las SNs tipo Ia, son aquellas que no presentan H en sus espectros y muestran una profunda absorción en  $\lambda 6150\text{Å}$ ; mientras que el tipo Ib se identifica como una clase diferente y más débil, cuyas propiedades estadísticas no son bien conocidas. Se les llaman de tipo II a las SNs que presentan líneas de H, subdividiéndose en otras 2 clases: tipo IIL y tipo IIP. Las características de ambos tipos de SNs, I y II, se presentan en la Tabla I.

Debido a que las SNs Ia se encuentran localizadas tanto en galaxias tipo temprano como en tipo tardío y tienden a ocurrir en el halo y entre los brazos, donde casi no existen estrellas jóvenes, se cree que son el resultado de la incineración completa de estrellas enanas blancas viejas de baja masa, probablemente en un sistema binario en acreción, que al alcanzar el límite de Chandrasekhar explotan con una destrucción total de la estrella sin dejar un remanente estelar, pulsar u hoyo negro. Por otro lado, se ha encontrado que las SN Ib ocurren preferencialmente en los brazos espirales y cerca de regiones HII. van den Bergh (1988) ha sugerido que este tipo de SNs son generadas por estrellas O con masa  $> 18M_{\odot}$ .

Las SNs II por definición muestran líneas de H en sus espectros ópticos, pero en base a sus curvas de luz en la banda B han sido divididas en 2 subclases (Barbon et al.

1979), SN II-L (lineal) y SN II-P (plana), dependiendo de si muestran un aplanamiento temporal en su curva de luz a 30-80 días después del máximo. Falk y Arnett (1977) han hecho varios modelos para explicar estas diferencias en las curvas de luz, en su modelo A o "compacto" ellos simulan la parte plana de las SNs tipo II-P; en este modelo ellos suponen que la estrella progenitora es una supergigante con envoltente y sin cascarón circunestelar, tal envoltente la suponen de 10.7 u.a., sin embargo ninguno de sus modelos da una curva de luz con decaimiento lineal. Tradicionalmente se ha considerado que las SNs tipo II son el punto final de evolución de estrellas de población I, ya que este tipo de SNs se han encontrado sólo en galaxias espirales e irregulares donde aún existen brotes de formación estelar. Específicamente van den Bergh (1988) ha sugerido que este tipo de SNs son el estado final de la evolución de estrellas B tempranas con masas entre  $8M_{\odot}$  y  $18M_{\odot}$  que han evolucionado rápidamente de manera que su núcleo se colapsa en una estrella de neutrones u hoyo negro y eyecta sus capas externas como SN.

Tabla I \*

## CLASIFICACION DE SUPERNOVAS

Características	SN Tipo Ia	SN Tipo Ib	SN Tipo II-L	SN Tipo II-P
Definición	No muestra H.	No muestra H.	Muestra H.	Muestra H.
Localización	En todos los tipos galácticos, en brazos y halo.	Galaxias espirales e irregulares, cerca de regiones HII.	Galaxias espirales e irregulares, preferentemente en los brazos, cerca de regiones HII.	Galaxias espirales e irregulares, cerca de regiones HII.
Espectro Optico	Líneas P-Cygni y profunda absorción en $\lambda 6150\text{\AA}$ .	Líneas P-Cygni, líneas de He bien definidas.	Líneas P-Cygni.	Líneas P-Cygni.
Masa eyectada	$1.4M_{\odot}$ (Craig y Rusell, 1985).	$1.4M_{\odot}$ (Craig y Rusell, 1985).	$5M_{\odot}$ (Bohigas y Rosado, 1984).	$5M_{\odot}$ (Bohigas y Rosado, 1984).
Velocidad de eyección	$\geq 10^4$ km/seg.	$\geq 10^4$ km/seg.	$\leq 10^4$ km/seg.	$\leq 10^4$ km/seg.
Magnitud absoluta ( $H_0=50$ $\text{Kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ )	$-20^m$	$-18^m$	menos brillante que $-18^m$	menos brillante que $-18^m$
Población estelar de la progenitora	Estrellas de población II.	Estrellas de población I.	Estrellas de Población I.	Estrellas de población I.
Masa estimada de la progenitora	$2 - 8M_{\odot}$	$> 18M_{\odot}$	$8 - 18M_{\odot}$	$8 - 18M_{\odot}$ sin cascarón circunestelar

\* datos tomados de Weiler y Sramek (1988)

## 2.3 TIPOS DE REMANENTES DE SUPERNOVA

Tradicionalmente para catalogar RSN galácticos se identificaba si presentaban un cascarón en forma total o parcial y si su emisión en radio presentaba un espectro no-térmico. Recientemente, estudios más detallados han llevado a 4 categorías de RSN cuyas características, en diferentes longitudes de onda, se presentan en la tabla II.

Los RSN cuyo cascarón filamentario presenta líneas de Balmer muy intensas y líneas en [OIII] y [SII] muy débiles o totalmente ausentes se les llama "dominados por emisión Balmer". Esto puede ser explicado en términos de un choque no-colisional de alta velocidad y no radiativo que se está encontrando con gas parcialmente neutro del medio interestelar que lo rodea. A estos remanentes también se les conoce como tipo Tycho, ya que el remanente de la explosión de la SN de 1572, descubierta por Tycho, es un buen ejemplo para este tipo de remanentes.

Otra categoría está constituida por los RSN "ricos en oxígeno" que generalmente están localizados cerca de regiones HII. Esto hace pensar que son el resultado de la explosión de estrellas masivas donde la eyección, rica en oxígeno, consiste de material procesado en el interior de la estrella por lo que el choque en estos RSN está interactuando más con el material circunestelar perdido por la estrella progenitora antes de explotar como SN que con el material del medio interestelar. Un objeto típico de esta clase de remanentes es Cas A.

Se les llama RSN "pleriónico" a aquellos en los que su fuente de energía no es una onda de choque, como en los demás tipos de RSN, sino que la energía se obtiene de la pérdida de energía rotacional de la estrella de neutrones o pulsar que se localiza en el centro. Un objeto representativo de RSN "pleriónico" es la Nebulosa del Cangrejo.

La cuarta categoría de RSN es llamada "desarrollados", ya que presentan ondas de choque con velocidades muy bajas que van de 50-400 km/seg, por lo que se cree que su emisión viene de choques con nubes del medio interestelar (Weiler y Sramek, 1988). Es probable que esta categoría represente la evolución final de los 3 tipos de RSN anteriores. Tanto los RSN dominados por emisión Balmer como los ricos en oxígeno formaron su cascarón siendo jóvenes y se espera que los tipo plerión lo formen cuando el pulsar se apague. Un objeto que representa muy bien esta clase de remanentes de supernova es el Encaje del Cisne.

Tabla II\*

## CLASIFICACION DE RSN

Dominados por emisión Balmer	Ricos en O	Pleriónicos	Desarrollados
<b>RADIO</b>			
1) No térmico.	No térmico.	No térmico.	No térmico.
2) Cascaron total o parcial.	Cascaron total o parcial.	Forma extendida con máximo brillo en el centro.	Cascaron total.
3) Indice espectral $\alpha \leq -0.3$	Indice espectral $\alpha \leq -0.3$	Indice espectral $\alpha - 0.3$	Indice espectral $\alpha \leq -0.3$
<b>OPTICO</b>			
1) Líneas intensas de Balmer y muy débiles de [OIII] y [SII]. Espectro de choque no colisional: Perfiles de Balmer compuestos de una componente angosta y una componente muy ancha ( $\sim 5000$ km/seg).	Líneas intensas en [OIII] y espectro de choque radiativo.	Filamentos con espectro de choque radiativo más un continuo no-térmico del plerión, altamente polarizado.	Espectro de choque radiativo con: [SII]/ $H\alpha > 0.7$
2) Cascaron total o parcial.	Cascaron total o parcial.	Filamentos por toda la fuente y un continuo concentrado en el centro.	Cascaron total o parcial altamente filamentario.
<b>RAYOS X</b>			
1) Emisión térmica.	Emisión térmica y alta luminosidad.	Emisión no-térmica del plerión.	Emisión térmica.
2) Se ven tanto el cascaron como la parte interna.	Se ven tanto el cascaron como la parte interna.	Extendido, con máximo brillo en el centro más un emisor compacto.	Cascaron de forma irregular.

\* datos de Raymond (1984) y Weiler y Sramek (1988)

Tabla II-continuación  
 CLASIFICACION DE RSN

Dominados por emisión Balmer	Ricos en O	Pleriónicos	Desarrollados
<b>PROPIEDADES FISICAS</b>			
Emisión de H neutro barrido por un choque rápido en el MIE.	Choque interactuando con material interno procesado.	Probable existencia de un pulsar.	Emisión de nubes del MIE chocadas.
<b>VELOCIDAD DE CHOQUE MEDIDA EN EL OPTICO</b>			
~ 2000 km/seg.	Filamentos rápidos a 6000 km/seg y lentos a 150 km/seg.	Plerión: ~750 km/seg. Cascarón: ~1800 km/seg.	50-400 km/seg.
<b>PRECURSOR ESTELAR</b>			
Estrellas viejas de baja masa en sistemas binarios en acreción.	Estrellas masivas que se han despojado de su envolvente de H.	Estrellas masivas.	Ambos tipos de progenitoras.
<b>TIPO DE SN</b>			
SN Tipo Ia.	SN Tipo Ib.	SN Tipo II.	
<b>REMANENTE ESTELAR</b>			
Ninguno.	Desconocido.	Estrella de neutrones.	
<b>FUENTE DE ENERGIA DEL REMANENTE</b>			
Onda de choque.	Onda de choque.	Pulsar y onda de choque.	Onda de choque.

## 2.4 ETAPAS EVOLUTIVAS DE LOS RSN

Un RSN es la interacción de la masa eyectada ( $M_e$ ) por la explosión de SN con el material interestelar. Al eyectarse  $M_e$  a velocidades supersónicas se crea una onda de choque en el medio circundante, la cual va a barrer una masa  $M_b$ . Al aumentar la masa barrida por la onda de choque la velocidad de expansión del RSN disminuye y con ella la intensidad del choque, por ello es conveniente describir el estado evolutivo de un RSN por medio del cociente  $M_e/M_b$  y de la velocidad de choque  $V_c$ .

Cuando la onda de choque se propaga en un medio homogéneo se distinguen 4 etapas evolutivas de un RSN: Expansión libre, fase adiabática o de Sedov, fase de conservación de momento y etapa subsónica (Woltjer, 1972 y Spitzer, 1978).

La fase de transición entre la fase de Sedov y la de conservación de momento se puede considerar como otra fase dinámicamente diferente y se le llama fase radiativa (Chevalier, 1974). Cuando se toma en cuenta que el MIE no es homogéneo, si no que está formado de pequeñas nubes densas sumergido en un medio internube menos denso, entonces se incluyen los efectos de evaporación de nubes frías en el medio internube caliente surgiendo otras dos fases evolutivas, la fase adiabática evaporativa y la fase radiativa evaporativa (McKee y Ostriker, 1977).

Aquí vamos a suponer que la onda de choque se propaga en un MIE homogéneo y por lo tanto vamos a considerar 5 fases evolutivas de un RSN que son: La fase de expansión libre, la fase de Sedov, la fase radiativa, la fase de conservación de momento y la etapa subsónica.

### a. Fase de expansión libre

Como su nombre lo indica, esta fase ocurre cuando el RSN se expande libremente a una velocidad constante e igual a la inicial y por lo tanto  $M_e \gg M_b$ . Esta etapa finaliza cuando  $M_b \sim M_e$ , es decir cuando  $\frac{4\pi R_c^2 \rho_0}{3} = M_e$  (Spitzer, 1978) donde  $\rho_0$  es la densidad antes del choque y  $R_c$  el radio del choque. En esta etapa:

$$R_c \sim t. \quad [2.1]$$

Para una  $M_e=0.25M_\odot$  y  $n_0=1 \text{ cm}^{-3}$ , 60 años después de la explosión de SN el remanente habrá alcanzado un radio de 1.3 pc, en ese momento la condición  $M_e \gg M_b$  ya no es válida, con lo que termina esta fase.

### b. Fase adiabática o de Sedov

Se dice que el RSN se encuentra en su fase adiabática o de Sedov (Sedov, 1959) cuando ha barrido el suficiente material interestelar como para frenarse considerablemente, es decir, cuando  $M_e/M_b \ll 1$ , sin embargo  $V_c$  es lo suficientemente grande como para que las pérdidas radiativas no sean importantes. En el caso en el que  $n_0=1 \text{ cm}^{-3}$  esta etapa termina cuando el RSN alcanza un radio de aproximadamente 14 pc y tiene una edad de  $2 \times 10^4$  años. Se

encuentra una solución analítica (autosimilar) para esta fase (Sedov 1954 y Cox 1972) con:

$$R_c = 12.2 t_4^{2/5} \left( \frac{E_{51}}{n_o} \right)^{1/5} \quad [2.2]$$

y

$$V_c = 476.8 t_4^{-3/5} \left( \frac{E_{51}}{n_o} \right)^{1/5}, \quad [2.3]$$

de aquí se derivan las siguientes ecuaciones:

$$t_4 = 39.1 \frac{R_c}{V_c} \quad [2.4]$$

y

$$E_{51} = 2.44 \times 10^{-9} n_o V_c^2 R_c^3. \quad [2.5]$$

Donde  $R_c$  es el radio de choque medido en pc,  $V_c$  es la velocidad del choque medida en km/seg,  $t_4$  es la edad del remanente en unidades de  $10^4$  años,  $E_{51}$  es la energía depositada al medio en el momento de la explosión en unidades de  $10^{51}$  erg y  $n_o$  es la densidad pre-choque medida en  $\text{cm}^{-3}$ .

### c. Fase radiativa

En esta fase se ha formado un cascarón denso, el cual es ópticamente delgado a la radiación ultravioleta. La velocidad del choque ha disminuido considerablemente ( $V_c < 300$  km/seg) debido al frenamiento inicial de la fase de Sedov. A esta velocidad le corresponde una  $T \sim 10^5$  °K, que es la del máximo de la curva de enfriamiento, por lo que el enfriamiento del gas comienza a ser importante y afecta la dinámica del cascarón formado. Debido a este enfriamiento las pérdidas radiativas son importantes. Como es necesario incluir la función de enfriamiento en la ecuación de energía, las soluciones ya no son analíticas. Tomando los modelos numéricos de Chevalier (1974), para  $n_o = 1 \text{ cm}^{-3}$  y  $E_o = 3 \times 10^{50}$  erg, se tiene que para esta fase:

$$R_c = 21.9 t_5^{0.31} \quad [2.6]$$

y

$$V_c = 66.5 t_5^{-0.69}, \quad [2.7]$$

de aquí se obtiene lo siguiente:

$$t_4 = 30.7 \frac{R_c}{V_c} \quad [2.8]$$

y

$$E_{50} = 5.3 \times 10^{-7} n_o^{1.12} V_c^{1.4} R_c^{3.12}. \quad [2.9]$$

Donde  $R_c$  es el radio del choque medido en pc,  $V_c$  es la velocidad del choque medida en km/seg,  $t_5$  y  $t_4$  son la edad del remanente en unidades de  $10^5$  y  $10^4$  años respectivamente,  $E_{50}$  es la energía depositada al medio en el momento de la explosión, en unidades de  $10^{50}$  erg y  $n_0$  es la densidad pre-choque medida en  $\text{cm}^{-3}$ .

En esta fase la estructura del objeto cambia y las pérdidas radiativas son más importantes. La materia que pasa a través del frente de choque se enfría rápidamente y la densidad aumenta, ocasionando la formación de filamentos débiles que radian en el óptico y ultravioleta.

#### d. Fase de conservación de momento

Cuando el enfriamiento radiativo llega a ser importante la temperatura del gas desciende considerablemente. La expansión del gas ya no es debida principalmente a la energía térmica almacenada, la cual está siendo radiada, sino al momento del gas que se está expandiendo, el choque se puede considerar como isotérmico. La compresión a través del choque aumentará mientras que la velocidad disminuye considerablemente. Para esta etapa se tiene (Spitzer, 1978):

$$R_c \sim t^{1/4}$$

y

$$V_c \sim R_c^{-3}.$$

Siendo  $R_c$  el radio del choque medido en pc y  $V_c$  la velocidad del choque medido en km/seg y  $t$  la edad del remanente.

#### e. Fase subsónica

En esta fase la velocidad del choque es menor que la velocidad del sonido en el MIE ( $V_c < C_s$ ). Al moverse subsónicamente el RSN se mezcla con el MIE y se confunde con él.

## 2.5 ONDAS DE CHOQUE INTERESTELARES

Las ondas de choque ocurren en un medio compresible, cuando el gradiente de presión es suficientemente grande como para generar movimientos compresivos supersónicos. Ya que el choque se propaga más rápido que la velocidad del sonido en el MIE, el medio que se encuentra delante del choque no puede responder dinámicamente, el choque entonces comprime, calienta y acelera el medio. Un choque produce un cambio irreversible en el medio a través del cual pasó. El universo observable contiene muchos eventos violentos que dan lugar a ondas de choque tales como vientos estelares o explosiones de SN, que son los que producen los choques más intensos en el MIE. No es de sorprenderse que las ondas de choque jueguen un papel importante en muchos contextos astrofísicos, uno de ellos es la formación estelar. En las fases de expansión libre y adiabática de su evolución, un RNS transmite choques dentro del MIE con velocidades mayores que  $10^4$  km/seg y las pérdidas radiativas llegan a ser importantes cuando la velocidad del choque es de  $\sim 200$  km/seg. Si la onda de choque se llega a encontrar con una nube molecular generará perturbaciones que pueden provocar el colapso de algunas regiones de la nube y dar lugar a la formación estelar.

Los choques interestelares tienen un amplio rango de parámetros:  $V \sim 1 - 10^4$  km/seg, densidades pre-choque de  $(10^{-2} - 10^7)$   $\text{cm}^{-3}$  y temperatura post-choque  $\sim (10^2 - 10^9)$   $^\circ\text{K}$ . La intensidad del choque está dada por el número de Mach,  $M = V_c/C_s$ , donde  $C_s$  es la velocidad del sonido en el MIE antes del choque. Como el MIE está magnetizado, este campo magnético afecta el número de Mach, la estructura del frente de choque y la máxima compresión post-choque, pero este efecto no lo trataremos aquí.

La integración de las ecuaciones hidrodinámicas a través del frente de choque da las ecuaciones de Rankine-Hugoniot (R-H).

A continuación se dan las condiciones de R-H para un choque en el cual

$$B = 0 \quad \text{y} \quad U = \frac{P}{\gamma - 1}$$

$[\rho V] = 0$	Conservación de masa	[2.10]
$[P + \rho V^2] = 0$	Conservación de flujo de momento	[2.11]
$[\rho V(\frac{1}{2}V^2 + \frac{\gamma P}{\rho(\gamma-1)}) + F] = 0$	Conservación de flujo de energía	[2.12]

Donde los paréntesis cuadrados indican que son evaluados en ambos lados del frente de choque y con un sistema moviéndose con él. B es el campo magnético, U la densidad de energía interna,  $\rho$  la densidad, P la presión,  $\gamma$  el cociente de calores específicos, V la velocidad del fluido y F el flujo de energía electromagnética (McKee y Hollenback 1980).

Un choque puede dividirse en 3 regiones (fig. 2.2).

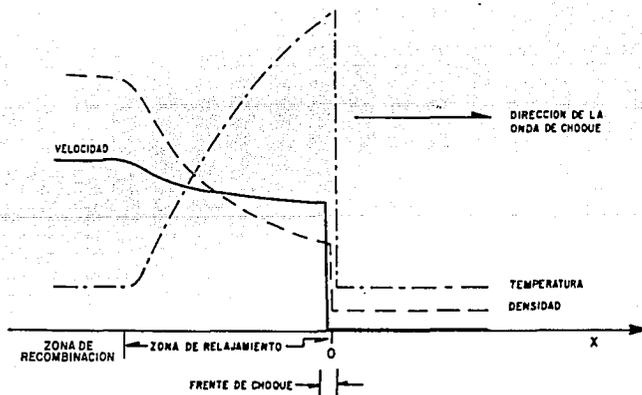


Figura 2.2 Perfiles de densidad, temperatura y velocidad del gas en las tres regiones de una onda de choque.

### a. El frente de choque

Las colisiones elásticas producen un aumento en la temperatura, densidad y entropía del gas. En la mayoría de los casos el frente de choque es lo suficientemente delgado para que los procesos inelásticos sean insignificantes dentro de él, consecuentemente el flujo F no cambia a ambos lados del frente de choque. La solución a las ecuaciones (2.10 – 2.12) da los siguientes resultados:

- i) Los choques son supersónicos respecto al gas que está delante del frente de choque y subsónicos respecto al gas detrás del frente de choque.
- ii) Los choques son compresibles ( $P_2/P_0$ ,  $\rho_2/\rho_0$  y  $T_2/T_0$  son mayores que 1).
- iii) La compresión aumenta monótonicamente con M.
- iv) Para choques fuertes ( $M \rightarrow \infty$ ):

$$P_2 = \frac{2\rho_0 V_c^2}{\gamma+1}, \quad \frac{\rho_2}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad V_2 = \frac{3}{4}V_c \quad \text{y} \quad kT_2 = \frac{2(\gamma-1)\mu_2 V_c^2}{(\gamma+1)^2}$$

con  $\mu_2$  la masa media por partícula detrás del choque. Para el caso en el que se tiene solamente H,  $\mu_2 = 0.5m_H$ , y para un cociente He-H de 0.1,  $\mu_2 = 0.61m_H$ .

De aquí se observa que para  $\gamma = 5/3$ , caso de un gas ideal, monoatómico y no relativista:  $\rho_2/\rho_0 = 4$ .

### b. Zona de relajamiento

Como se ve de la figura 2.2, la zona de relajamiento es una zona de transición entre el frente de choque y la zona de recombinación. En esta región las colisiones inelásticas (disociación molecular, ionización, excitación colisional, etc.) y los procesos radiativos son importantes. Los procesos colisionales inelásticos calientan los granos de polvo; excitando, ionizando, enfriando y eventualmente recombinando los átomos y los iones, por lo que la temperatura del gas y la frecuencia de la radiación emitida por él disminuyen conforme se aleja del frente de choque (fig.2.2).

### c. Zona de recombinación

En contraste con el frente de choque, la región de recombinación está dominada por procesos colisionales inelásticos (ionización, disociación, excitación colisional, recombinación y formación de moléculas) y por la emisión y absorción de radiación, lo que provoca que en esta zona el gas se enfríe y se relaje. Esta región es una zona isotérmica. De las condiciones de R-H se tiene que para estos choques:

$$T_2 = T_0, \quad V_2 \simeq V_c, \quad \text{y} \quad \rho_2 \simeq M_0^2 \rho_0$$

lo que implica que

$$\frac{\rho_2}{\rho_0} \simeq \left(\frac{V_c}{C_s}\right)^2 \quad \text{y} \quad P_2 \simeq \rho_0 V_c^2$$

Históricamente, la firma óptica de una nebulosa chocada comparada con una región HII y nebulosas planetarias ha sido:

- 1) La aparición de líneas intensas de baja excitación como [OI], [OII], [NI], [NII], [SII] y [CaII] comparables en intensidad a  $H\beta$ .
- 2) Altos valores de cocientes de líneas sensibles a la temperatura como  $[OIII]\lambda 4363/\lambda 5007$ .

Esto viene del hecho de que el gas post-choque tiene una pequeña zona totalmente ionizada ( $N_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ) y una gran zona parcialmente ionizada ( $N_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ). Esto contrasta con regiones HII y nebulosas planetarias, que tienen una gran zona totalmente ionizada ( $N_e \sim 10^{20-21} \text{ cm}^{-2}$ ) (McKee y Hollenback, 1980).

Cabe mencionar que existen modelos de choques interestelares radiativos, empleados para simular la dinámica del gas en RSN y para explicar las líneas de emisión observadas. Estos modelos son dados por Shull y McKee (1979) y Raymond (1979). Una de las diferencias que existe entre estos modelos, es que Raymond supone que existe pre-ionización. Esta pre-ionización puede ser debida a estrellas OB cercanas o bien, a que el frente de choque radia de tal manera que ioniza el material que se encuentra delante de él.

## LAS OBSERVACIONES

### 3.1 EL EQUIPO

Las observaciones fueron parte de la cartografía  $H\alpha$ , que se está realizando con un equipo especial (descrito más adelante), de la Vía Láctea y las Nubes de Magallanes. Tales observaciones fueron realizadas por Michel Marcellin y Etienne le Coarer, del Observatorio de Marsella, durante la temporada de abril de 1992. Fueron llevadas a cabo específicamente los días 21 y 22 de abril con el telescopio de 36 cm instalado en el Observatorio Europeo Austral (ESO) de la Silla Chile. Este telescopio es del tipo Ritchey-Chretien, tiene una resolución espacial de 9" por pixel y cubre un campo de 38'x38'.

Se utilizó un telescopio de 36 cm. El foco Cassegrain de este telescopio está equipado con un reductor focal, un detector contador de fotones y un interferómetro Fabry-Perot de barrido. El reductor focal colocado en el foco Cassegrain y combinado con un interferómetro Fabry-Perot de barrido permite detectar líneas de emisión débiles de objetos extendidos. El objeto del reductor focal es el de aumentar el brillo por unidad de área para así aumentar el poder de detección monocromática. Se utilizó un detector contador de fotones (de 256x256 pixeles) ya que para este tipo de observaciones ofrece algunas ventajas como el hecho de que se puede barrer tan rápido como se desee, leyendo y registrando las imágenes para cada uno de los 24 pasos de barrido por lo que uno puede barrer nuevamente en todo el rango espectral libre y sumar en la memoria las exposiciones sucesivas para cada paso de barrido sin preocuparse del ruido de lectura que es importante para el caso de los CCDs.

Las observaciones fueron realizadas con un filtro  $H\alpha$   $\lambda 6563\text{\AA}$  con un ancho de banda de 10 $\text{\AA}$  y con tiempos de exposición de 2 hrs. para el caso de RCW86 y MSH 11-61 y de 1 hr 2 min. para el caso de MSH 15-56. A continuación describiré los principios fundamentales del interferómetro Fabry-Perot de barrido. Posteriormente daré las características del interferómetro que se utilizó para realizar las observaciones de los objetos estudiados aquí.

### 3.2 EL INTERFEROMETRO FABRY-PEROT DE BARRIDO

El interferómetro, constituido por 2 láminas de vidrio semi-reflejante separadas por una capa de aire, fue fabricado por Fabry y Perot en 1896 y fue utilizado por primera vez en el Observatorio de Marsella por Buisson, Fabry y Bourget en 1914 sobre la Nebulosa de Orión.

En su versión actual, el interferómetro Fabry-Perot está compuesto por 2 placas paralelas semi-transparentes revestidas con capas dieléctricas y separadas una distancia  $e$ .

Por transmisión, se observan las interferencias de ondas múltiples de igual inclinación que producen anillos localizados en el plano focal. El coeficiente de transmisión de la energía lumínica a través de las placas está dado por:

$$I = \left( \frac{\tau}{1-\rho} \right)^2 \frac{1}{1 + m \operatorname{sen}^2 \frac{\phi}{2}}$$

$\tau$  y  $\rho$  son los coeficientes de transmisión y reflexión de la lámina respectivamente. La función

$$A(\phi) = \frac{1}{1 + m \operatorname{sen}^2 \frac{\phi}{2}}$$

es la función de Airy que depende de la fase  $\phi = \frac{4\pi n e \cos i}{\lambda}$  donde  $e$  es la separación entre las placas,  $n$  el índice de refracción del medio entre las placas,  $\lambda$  es la longitud de onda del rayo incidente e  $i$  es el ángulo de incidencia del rayo;  $m = \frac{4\rho}{(1-\rho)^2}$  es el factor de modulación.

Ocurrirá una interferencia constructiva, es decir la luz monocromática incidente será transmitida, sólo cuando la longitud de onda  $\lambda$ , el ángulo de incidencia  $i$  y el espaciamiento entre las placas sigan la siguiente relación:

$$\frac{2ne \cos i}{\lambda} = p.$$

Donde  $p$  es un número entero y es llamado orden de interferencia.

El rango espectral libre  $\Delta\lambda$  (distancia entre 2 picos de  $A(\phi)$ ) se obtiene de la relación  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = p$ . A la relación que existe entre  $\Delta\lambda$  y el ancho a media altura  $\delta\lambda$  del pico se le conoce como la fineza  $F = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$ , sin embargo vamos a definir distintas finezas:

$F_R = \frac{\pi\sqrt{\rho}}{1-\rho}$  Fineza de reflectividad, se puede demostrar, en condiciones ideales, que es la misma que acabamos de definir.

$F_D = \frac{\lambda}{2\delta e}$  Fineza de defecto, la cual es debida a defectos de la óptica y donde  $\delta e$  es el error cuadrático medio de  $e$ .

$F_I = \frac{1}{p \operatorname{sen}^2 \delta i}$  Fineza de imagen, es debida a la capacidad del receptor por su número finito de pixeles;  $\delta i$  es el poder de separación angular del receptor.

La fineza efectiva está dada por:

$$\frac{1}{F_E^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_D^2} + \frac{1}{F_I^2}.$$

Existen dos modalidades de interferómetro de Fabry-Perot, aquellos cuya separación es fija se les conoce como etalones, mientras que a los interferómetros cuya distancia entre las láminas es variable se les llama interferómetros de barrido. La separación de las láminas es controlada por medio de un sistema de condensadores en los que la capacitancia varía con la separación de las láminas. Un interferómetro Fabry-Perot de barrido nos permite obtener perfiles detallados de una línea de emisión de una nebulosa (fig. 3.1) que al ser

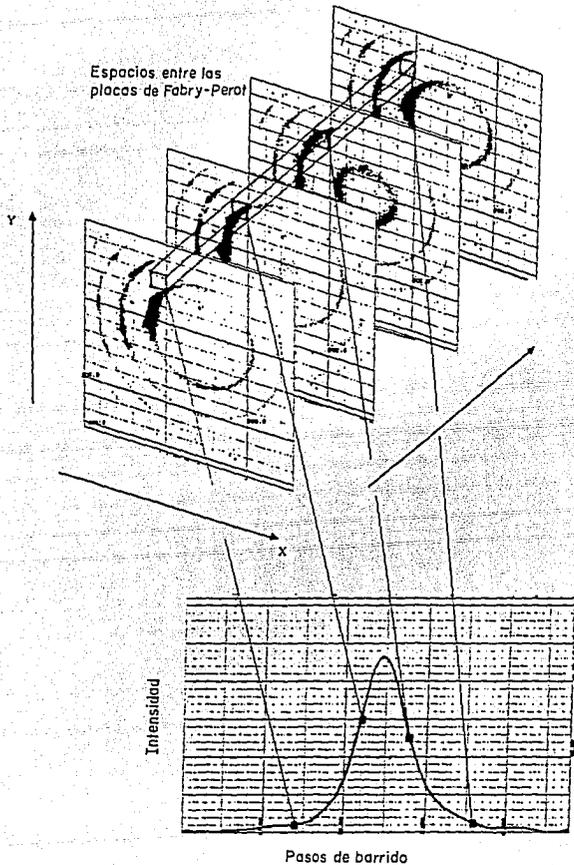


Figura 3.1 Para mostrar lo que pasa en un interferómetro Fabry-Perot de barrido aquí se pone atención en un pixel dado, el perfil se obtiene graficando la intensidad medida en dicho pixel para cada paso de barrido.

comparados con un anillo de calibración producido por una línea en emisión bien conocida permite encontrar la longitud de onda original del perfil observado en cada pixel del campo.

Para el interferómetro utilizado con este equipo se tienen las siguientes características:

-Filtro de interferencia	$H\alpha$ $\lambda 6562.78$
-Orden de interferencia para $H\alpha$	$p=796$
-Rango espectral libre para $H\alpha$	$8.2\text{\AA}$ $\Delta\nu = 376$ km/seg
-Resolución espectral para $H\alpha$	$0.68\text{\AA}$ $\delta\nu = 31$ km/seg
-Resolución espacial	$9''$ /pixel
-Fineza	12
-Pasos de barrido	24 pasos

En los datos obtenidos con este tipo de observaciones la información espacial y espectral están muy ligadas.

### a. Interferogramas, información espacial y espectral

El interferómetro Fabry-Perot se encuentra localizado en la pupila conjugada del telescopio (fig.3.2),

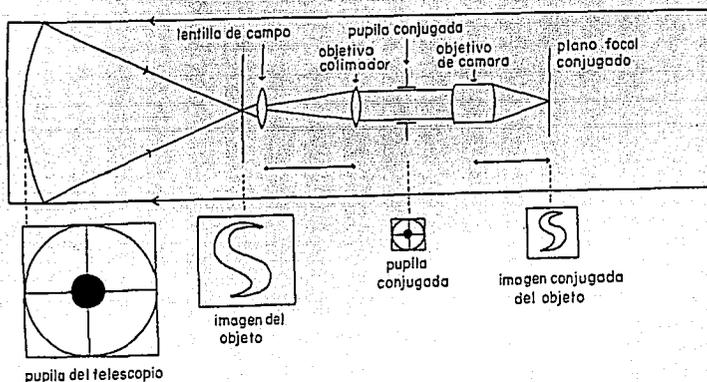


Figura 3.2 Diseño del conjunto telescopio-reductor focal. El interferómetro se encuentra localizado en la pupila conjugada del telescopio.

de él obtenemos las interferencias sobrepuestas de un gran número de ondas provenientes de una fuente extendida monocromática. Un rayo proveniente de un punto cualquiera de la fuente, después de reflexiones múltiples en las caras semi-reflejantes del interferómetro, va a emerger como un gran número de rayos paralelos que después de atravesar el objetivo L de la cámara van a converger a un punto M del plano focal del objetivo, sobre un pixel del detector (fig. 3.3).



## REDUCCION DE DATOS Y OBTENCION DE PARAMETROS CINEMATICOS

### 4.1 REDUCCIONES

La reducción de las imágenes de los objetos estudiados aquí fue realizada en el Instituto de Astronomía de la UNAM. Esto se llevó a cabo con la ayuda del paquete de procesamiento de imágenes astronómicas CIGALE (Cinématique des Galaxies) elaborado por el Dr. Etienne Le Coarer del Observatorio de Grenoble.

#### a. Sustracción del fondo instrumental

Lo que interesa es separar con cuidado la emisión monocromática de la emisión continua en cada pixel. Es importante corregir las imágenes del fondo instrumental y estas correcciones se hacen con "effluve" y "campos planos", donde el "effluve" sirve para corregir la corriente oscura del detector. Los "campos planos" se obtienen observando una pantalla iluminada uniformemente con una fuente de luz continua, estos corrigen las diferencias espaciales en la transmisión del filtro y/o de la sensibilidad del detector. Cuando el filtro de interferencia utilizado para el objeto es el mismo que el de las calibraciones se puede disponer de imágenes de campos planos de buena calidad a partir de las calibraciones. Si no es el caso, es necesario hacer especialmente un campo plano con el filtro usado para el objeto.

#### b. Calibración de los canales de barrido

Las calibraciones permiten construir la respuesta del instrumento a una fuente extendida, uniforme y monocromática de longitud de onda conocida, ésta es la función de aparato; el perfil de esta función y en particular su ancho a media altura indica su fineza. Además, las calibraciones permiten determinar para cada punto del campo "la fase" u "origen en longitud de onda" de los perfiles de calibración. Se le llama "carta de fase" a la carta en dos dimensiones establecida a partir de los anillos de calibración, dados en este caso por la línea  $H\alpha$ . En cada pixel la posición del máximo de la línea de emisión  $H\alpha$  observada para un objeto es comparada con la posición del máximo de la línea de calibración, gracias a esta carta de fase. La diferencia observada entre estos máximos da información sobre la velocidad radial del objeto en cada pixel. Esta corrección de fase permite dar el mismo origen en longitud de onda a los 256x256 perfiles obtenidos para cada objeto y por consiguiente permite obtener un campo de velocidades radiales.

El alisado que se hace en la carta de fase obtenida tiene por objeto tener una señal a ruido equivalente sobre todo el campo.

### c. Sustracción de las líneas del cielo nocturno

Esta sustracción es necesaria ya que la señal está contaminada por las líneas del cielo nocturno emitidas en la alta atmósfera.

Las líneas del cielo nocturno cercanas a  $H\alpha$  son las debidas a las bandas rotacionales del radical OH y a la línea  $H\alpha$  geocoronal. En este caso, como el ancho de banda del filtro es de 8.2 Å, se toman solamente la línea  $H\alpha$  geocoronal y dos líneas rotacionales del radical OH  $P_{1(3)}$  y  $P_{2(4)}$ , donde se le llama rama P cuando  $\Delta J = -1$  con J el número cuántico rotacional. El estado base  ${}^2\Pi_{3/2}$  da lugar a la rama  $P_1$  y el estado  ${}^2\Pi_{1/2}$  a la rama  $P_2$ . Se denota  $P_{1,2(J)}$  con J el estado mas bajo; en la notación de  ${}^2\Pi_{3/2}$  II indica el momento angular orbital (L=1), 2 es la multiplicidad (2S+1, con S el spin total) y 3/2 es el momento angular total (L+S). Para obtener el canal en el que se encuentran cada una de estas líneas se toma la siguiente ecuación:

$$A = \frac{\lambda_{\text{línea}} - \lambda_{\text{barrido}}}{\delta\nu}$$

con  $\delta\nu$  el rango espectral libre dividido entre el número de canales. En este caso es de 0.343529 Å y la longitud de onda de barrido es de 6562.78 Å. Como se tienen 24 pasos de barrido si A es mayor que 24 se le resta 24 y si es menor que cero se le suma 24 y se obtiene que tales líneas se encuentran en los siguientes canales:

	línea	$\lambda$	canal
	$H\alpha$ geoc.	6562.78	0.00
$P_{1(3)}$	OH 6553I	6553.55	21.24
	OH 6553II	6553.67	21.62
$P_{2(4)}$	OH 6568I	6568.78	17.39
	OH 6568II	6568.77	17.35

Para determinar la intensidad de las líneas del cielo nocturno se toman regiones del campo que no contengan ni nebulosa ni estrellas; la idea es tomar como referencia un mismo perfil obtenido en esas zonas vacías ya seleccionadas y considerar ese perfil como representativo de las líneas del cielo en el campo (fig. 4.1). Este perfil después es ajustado con varias funciones de Airy y restado a cada uno de los perfiles de la nebulosa. Esto no es rigurosamente cierto, ya que tanto el interferómetro como el filtro pueden variar su transmisión y ancho de banda en diferentes puntos del campo con lo que la intensidad de las líneas del cielo nocturno también puede variar, por lo que, al restarlas del perfil de la nebulosa no se toma exactamente el valor de la intensidad obtenida para dichas líneas, sin embargo se tiene una buena aproximación.

### d. Velocidades radiales y perfil de la línea

En este trabajo no se obtienen las velocidades radiales para cada pixel individualmente, sino que para aumentar la razón señal a ruido y para hacer más manejable la gran cantidad de datos se hacen promedios cada  $5 \times 5$  o  $10 \times 10$  pixeles, a los que llamaremos "cajas", dependiendo de la intensidad de la línea. Se obtienen los perfiles

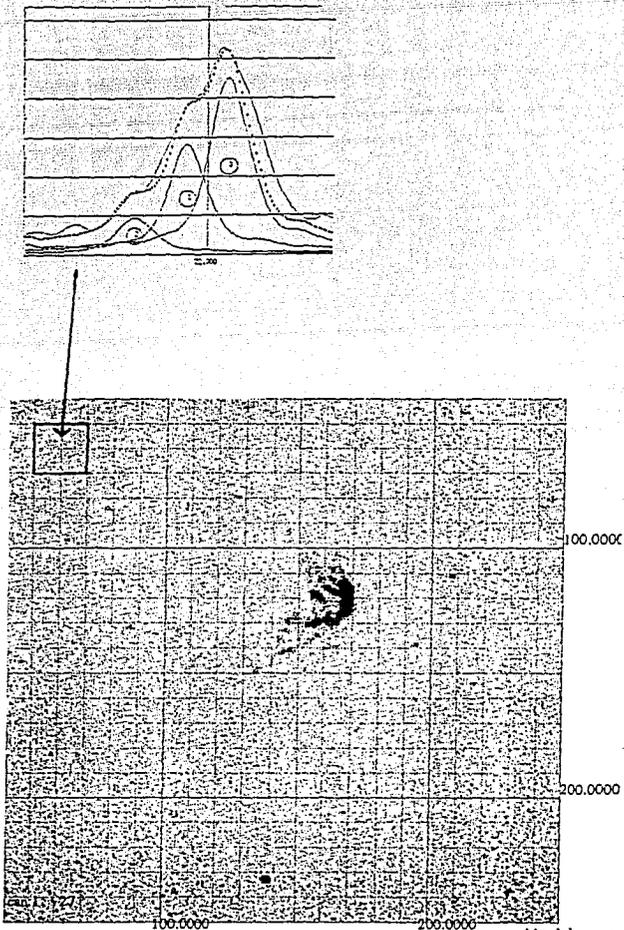


Figura 4.1. Intensidad de las líneas del cielo nocturno al ajustarle el perfil de una región del campo que no contiene estrellas ni nebulosa, los perfiles localizados en los canales que corresponden a las líneas del cielo nocturno, el máximo del perfil cero se encuentra en la posición que correspondería al canal 23.5, el 1 en el canal 21 y el perfil 2 en el canal 18.

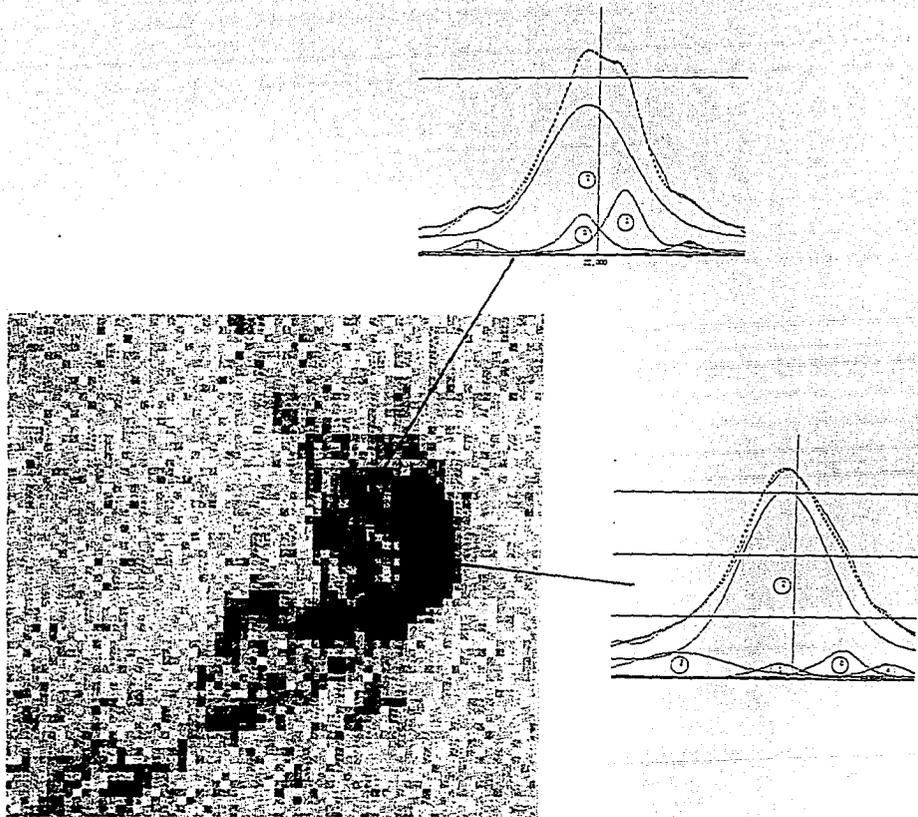


Figura 4.2 Perfiles de una región de la nebulosa a los cuales se les restan las líneas del cielo nocturno obtenidas anteriormente, perfiles cero y uno, quedando únicamente los perfiles 2 y 3 que corresponden a la emisión de la nebulosa.

para cada una de estas cajas, a los cuales se les ajustan el menor número posible de gaussianas de diferentes anchos y se les resta las líneas del cielo nocturno como se explicó anteriormente (fig. 4.2). Todo esto, habiendo convolucionado cada una de las gaussianas con la función de Airy. Posteriormente se grafica el campo de velocidades radiales de las diferentes componentes gaussianas en que se descompuso el perfil y se trata de interpretarlo. Una manera bastante ilustrativa consiste en localizar el centro del remanente para obtener la distancia a cada una de las diferentes cajas y poder graficar distancia contra velocidades radiales con respecto al Sistema Local de Reposo ( $V_{LSR}$ ). Estas velocidades se obtienen de la reducción de datos hecha con el programa CIGALE.

## 4.2 OBTENCION DE LOS PARAMETROS CINEMATICOS

El objetivo de esta tesis es obtener propiedades fundamentales de remanentes de supernova galácticos, tales como la velocidad de expansión, la energía depositada en el medio interestelar, la edad y la fase evolutiva en la cual se encuentran, sin embargo, para ello es importante el tener una buena determinación de la distancia al RSN, por lo cual se hará un análisis de los diferentes métodos para obtener la distancia a RSN galácticos. Posteriormente se hablará de la velocidad de expansión ( $V_e$ ) y de la corrección geométrica para filamentos cercanos al borde del cascarón.

### a. Distancia

Existen diferentes métodos para el cálculo de distancias a RSN galácticos.

#### i) Relación $\Sigma$ -D:

Un método muy común es a través del tamaño angular del remanente y su diámetro lineal ( $D$ ), siendo este último derivado del flujo superficial ( $\Sigma$ ) observado en radio y de la relación empírica  $\Sigma$ -D (Poveda y Woltjer, 1968). Sin embargo, esta relación no da un valor exacto para la distancia de RSN individuales, ya que esta relación es estadística, además no hay una explicación teórica para la dependencia del brillo superficial en radio con el diámetro del RSN.

#### ii) RSN provenientes de SNs históricas:

Existen dos métodos aplicables a remanentes de supernovas históricas. En el caso de que se conozca muy bien la curva de luz de la SN, se puede aplicar la siguiente fórmula:  $5\log(d/10) = M_{v(m\acute{a}x)} - m_{v(m\acute{a}x)} - A_v$  con  $d$  la distancia a la SN en pc,  $M_{v(m\acute{a}x)}$  la magnitud absoluta de la SN, que tomada de la tabla I se observa que no varía mucho,  $m_{v(m\acute{a}x)}$  la magnitud aparente estimada de observaciones históricas y  $A_v$  la extinción óptica. La distancia que se obtiene con este método es incierta, ya que las observaciones históricas son inexactas. El otro método aplicable a SNs históricas es aquel en el que se conoce su edad (en años), su tamaño angular  $\theta$  (en minutos de arco) y la velocidad de expansión promedio  $\langle v \rangle$  (en km/s), por lo que se puede aplicar la siguiente relación simple:  $d_{pc} = \langle v \rangle t / (1.4 \times 10^5) \theta$ . Este método nos da un límite superior para la distancia al remanente, ya que el RSN pudo haberse frenado.

iii) Asociación con objetos de distancia conocida:

La distancia a varios RSN galácticos ha sido estimada por medio de otros objetos (regiones HII, asociaciones OB o regiones de emisión HI) a los cuales pueden estar asociados. Los errores son inevitables, ya que no se tiene solamente la incertidumbre de la distancia a estos objetos, sino que además la asociación de éstos con el remanente es incierta.

iv) Distancias cinemáticas:

Muchas de las distancias calculadas a RSN galácticos están basadas en el método cinemático. La velocidad radial del RSN calculada a través de observaciones de líneas en el visual o en radio es convertida a distancia por medio del modelo de rotación galáctica, suponiendo que la velocidad sistémica del objeto, referida al LSR, es la de rotación (esto es válido sólo para objetos de población I). Para objetos en la vecindad solar se puede usar:

$$d = \frac{V_{sis}}{A \sin 2l}, \quad [4.1]$$

donde  $V_{sis} = \frac{V_R + V_B}{2}$  es la velocidad del sistema,  $V_R$  y  $V_B$  son las velocidades del material que se aleja y del que se acerca, respectivamente,  $l$  es la longitud galáctica del remanente y  $A$  la constante de Oort, que en este trabajo se tomó  $A = 14.5 \pm 1.5 \text{ kms}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  (Binney y Tremaine, 1987). Para objetos más lejanos hay que usar la curva de rotación galáctica (Binney y Tremaine, 1987). Sin embargo, hay incertidumbre en la forma general de la curva de rotación galáctica.

Como se desprende, existen varios métodos para determinar la distancia a RSN galácticos y lo que se trata de estudiar es si las distancias cinemáticas son más precisas.

## b. Velocidad de expansión

Para obtener la velocidad de expansión del remanente supondremos que este es un cascarón delgado que se expande radialmente, con una velocidad de expansión ( $V_e$ ) constante, por lo que en el centro del remanente tendremos que

$$V_r = \frac{V_R - V_B}{2}. \quad [4.2]$$

Sin embargo, cuando se tiene un filamento cerca del borde del RSN se hace una corrección geométrica, tal como sigue:

De la figura (4.3) se tiene que  $\sin \theta = R_f / R_o$  y  $\cos \theta = V_r / V_e$  y tomando la ecuación (4.2) tenemos que:

$$\frac{(V_R - V_B)}{4V_e^2} + \frac{R_f^2}{R_o^2} = 1. \quad [4.3]$$

Así como se conoce  $V_R$ ,  $V_B$  y  $\frac{R_f}{R_o}$  se determina la velocidad de expansión  $V_e$  en cada punto observado.

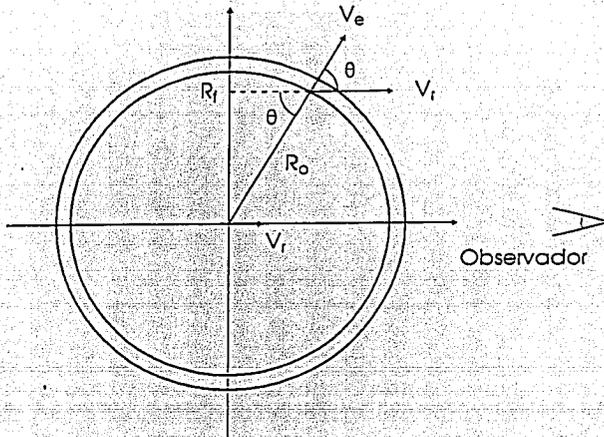


Figura 4.3 Corrección geométrica para un filamento que se encuentra a una distancia  $R_f$  del centro.

## ESTUDIO CINEMATICO DE 3 REMANENTES DE SUPERNOVA

En este capítulo se expondrán los resultados de un estudio cinemático realizado a tres RSN: RCW86, MSH 15-56 y MSH 11-61. Se calculan sus distancias cinemáticas, sus velocidades de expansión, sus edades, la energía depositada al medio en el momento de la explosión y a partir de estos datos se determina la fase evolutiva de cada uno de los RSN.

### 5.1 RCW86

#### a. Información bibliográfica

Varios autores, entre ellos Hill (1967) y Clark y Stephenson (1977), han sugerido que la supernova de este remanente ocurrió en el año AD185, basados en antiguos registros astronómicos chinos catalogados por Hsi Tse-Tsung (1958), ya que de las cuatro fuentes no-térmicas en forma de cascarón en la vecindad del evento RCW86, es el único que está a una distancia menor de 5 kpc. De aquí se deriva su edad considerando a RCW86 como el remanente de SN histórica:

$$t_h = 1.8 \times 10^3 \text{ años.}$$

Sin embargo Naranan et al. (1977), a partir de un análisis en rayos X y suponiendo que el remanente se encuentra en su fase adiabática de expansión y que el radio es el mismo que el observado en longitud de onda de radio encuentran una edad de

$$t_{r-x} = 9 \times 10^3 \text{ años}$$

y una energía cinética inicial de  $3.7 \times 10^{50}$  erg, la cual es típica de una SN de tipo II.

En concordancia con esto último, Huang y Moriarty-Schieven (1987) al retomar la antigua literatura china y haciendo una reinterpretación de la duración visible y de la localización de AD 185, sugieren que RCW86 no está relacionado con ella. AD185 tuvo una duración visible de 7 meses y apareció entre  $\beta$  y  $\epsilon$  Centauri, en lugar de tener una duración visible de 20 meses y estar localizada entre  $\alpha$  y  $\beta$  Centauri como se había interpretado anteriormente (fig. 5.1). Además, Thorsett (1992) asocia a la SN AD185 con el RSN MSH 15-52 (RCW89). Como se puede ver, toda la información acerca de la SN de AD185 es bastante incierta y por consiguiente deberán tomarse con cuidado los parámetros de RCW86 obtenidos al asociarlo con la SN AD185.

La emisión nebular filamentaria de RCW86 coincide con el remanente de supernova MSH 14-63 (G315.4-2.3), el cual fué descubierto en los primeros estudios del cielo hechos en radio continuo (Mills et al. 1961). Este RSN es del tipo "desarrollado". Hills (1967) encontró para esta fuente un índice espectral  $\alpha = -0.5$  y una polarización a 1410 MHz de  $2.9\% \pm 0.5\%$  con lo que establece el carácter no térmico de la fuente. Por otro lado, Westerlund y Mathewson (1966) obtuvieron espectros ópticos que mostraban intensas

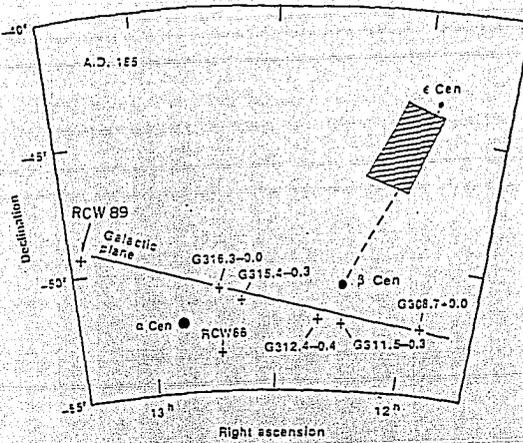


Figura 5.1 El rectángulo rayado muestra la región donde, al hacer una reinterpretación de la literatura china, según Huang y Moriarty-Schieven (1987) creen que ocurrió la SN de AD185

líneas en emisión de  $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731\text{\AA}$  que son características de los RSN, con esto se establece que la nebulosa RCW86 es un RSN.

La distancia a este remanente ha sido obtenida de manera independiente por varios autores y siguiendo diferentes métodos, algunos de los cuales son los siguientes:

-Pisarski et al. (1984) al tomar la magnitud aparente de la SN, que sugieren los registros astronómicos chinos ( $m_v \sim -8$ ), y limitando la magnitud absoluta del evento en el rango de  $-16 \leq M_v \leq -20$  obtienen una distancia de 0.4 a 2.5 kpc.

-Westerlund (1969) encontró una distancia de 2.5 kpc asociando este remanente con una asociación de estrellas OB que aparece en el campo.

-Milne (1970), en base a la reacción  $\Sigma$ -D, deriva una distancia a RCW86 de 2 kpc. Allakhverdiyev et al. (1986) al hacer una corrección por  $z$  (altura sobre el plano galáctico) y seleccionando los calibradores de la relación  $\Sigma$ -D (RSN tipo cascarón situados en los brazos espirales de la Galaxia) encuentran que la distancia a RCW86 es de 3.6 kpc.

-Pisarski et al. (1984) y Claas et al. (1989) mediante observaciones en rayos X obtienen temperaturas diferentes. Pisarski et al. obtienen una temperatura de  $1.4 \times 10^7 \text{ }^\circ K$  y Claas et al., al observar la región noreste, obtienen una temperatura de  $3 \times 10^7 \text{ }^\circ K$ . Suponiendo que es el remanente de una SN histórica ( $1.8 \times 10^3$  años) y tomar en cuenta la solución para el caso en el cual el remanente se encuentra en su fase Sedov ( $d_{kpc} = 0.021t_4\theta^{-1}T_7^{1/2}$  con  $\theta$  el radio de remanente en radianes,  $T_4$  la edad en unidades de  $10^4$  años y  $T_7$  la temperatura en unidades de  $10^7 \text{ }^\circ K$ ) obtienen una distancia de 0.7 kpc y 1.1 kpc respectivamente.

-Estudios de extinción óptica dan distancias que van de 1 kpc para  $A_v = 0.8$  mag (Ruiz 1981) a 3.2 kpc para  $A_v = 1.7$  mag (Leibowitz y Danziger 1983). De donde se obtiene que la extinción en esa región es muy variable a pequeña escala ya que de acuerdo a las

mediciones de Leibowitz y Danziger la extinción varía de punto a punto.

## b. Resultados

La figura 5.2 muestra la imagen del único filamento óptico detectado para RCW86. Esta imagen se obtuvo de observaciones realizadas con el interferómetro Fabry-Perot de barrido y el equipo descrito en el capítulo 3. El campo abarcado es de 38'. La figura 5.3 muestra el campo cubierto por las observaciones ópticas respecto al total de las dimensiones en radio de este RSN.

La imagen H $\alpha$  mostrada se obtuvo mediante la integración de la contribución exclusiva de la línea, como se explicó en el capítulo 4. El campo de las observaciones ópticas ( $\sim 1/4$  de la extensión total del RSN en radio) contiene el único filamento óptico detectado. Como puede apreciarse, su forma está muy bien correlacionada con la morfología del máximo de emisión del radio continuo. Este filamento óptico se encuentra a una distancia de 18" a 20" del centro geométrico de la emisión en radio que da Green (1991). Este centro se localiza en:

$$\begin{aligned}\alpha &= 14^h 39^m 00^s \\ \delta &= -62^\circ 17'\end{aligned}$$

El diámetro de la emisión en radio es de 42', en consecuencia, este filamento no está en el borde proyectado del cascarón, por consiguiente podemos extraer información acerca de la velocidad de expansión del remanente, pues se espera un desdoblamiento en el perfil de velocidades radiales para puntos "interiores" a los bordes proyectados del cascarón.

La figura 5.4 nos muestra la emisión en rayos X del RSN. Aquí se aprecia que el máximo de emisión en radio y óptico también corresponde a un máximo de la emisión en rayos X. Esta última no muestra al cascarón completo, sino que se observan máximos secundarios al noreste y al norte mucho menos intensos que el máximo correspondiente a la emisión óptica. A menos de que exista un gradiente de enrojecimiento muy pronunciado, pareciera que la onda explosiva encontró en su camino un material más denso, probablemente "grumoso", hacia el suroeste, en el cual indujo choques secundarios que emiten en el visual (el filamento óptico), de acuerdo con el modelo de McKee y Cowie (1975). La emisión de rayos X, más intensa en esa zona, sería debida a que es la parte más densa del medio internube chocado, lo cual concuerda con lo dicho por Pisarski et al. (1984), de que la alta emisividad en esta región es consistente con la interpretación de que la onda de choque de la SN se encuentra en la región suroeste con un medio interestelar que es 2 o 3 veces más denso que el que rodea al resto del remanente.

La figura 5.5 muestra el campo de velocidades radiales determinado en esta tesis para este RSN. Este campo de velocidades se obtuvo al obtener las velocidades radiales con respecto al sistema local de reposo ( $V_{LSR}$ ), como se indica en el capítulo 4. En este campo se tienen las velocidades a las cuales se mueve el material que se encuentra en esa región del campo, que son regiones de 10  $\times$  10 o de 5  $\times$  5 pixeles. Una primera inspección de esta figura nos muestra que existe una componente a una velocidad  $V_{LSR} = -35 \pm 11$  km/s que permea todos los perfiles de velocidades. Es muy probable que corresponda a H $^+$  difuso galáctico (o a una región HII), la intensidad de esta emisión es 6 veces la del RSN. La velocidad a la cual se mueve este H $^+$  difuso (o región HII) nos dice, aplicando la

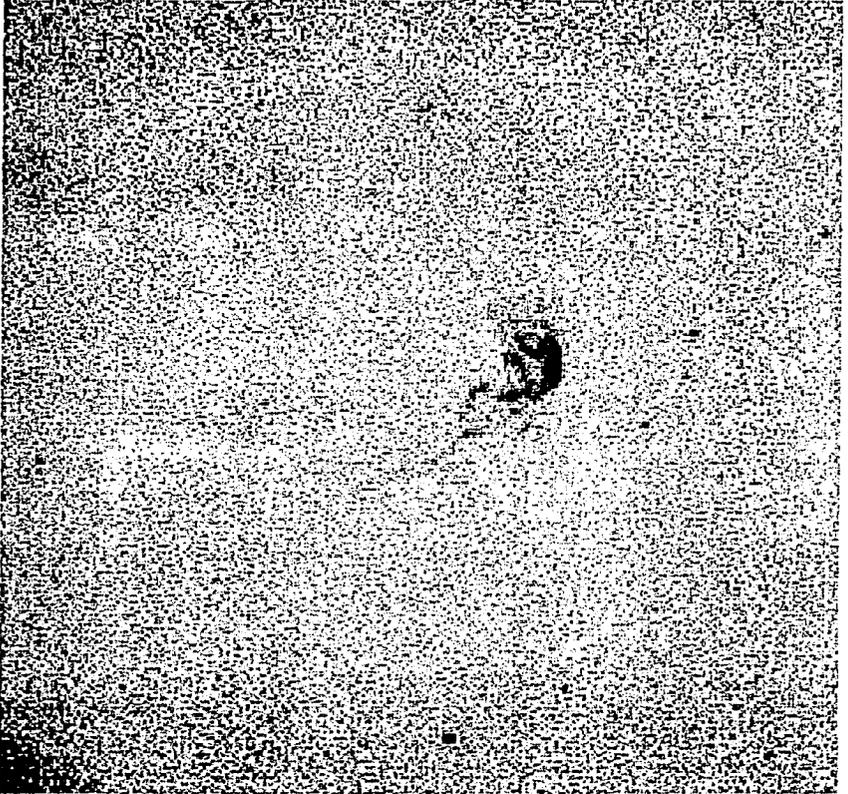


Figura 5.2 Filamento óptico de RCW86, detectado con un interferómetro Fabry-Perot de barrido. El campo cubierto es de  $38'$ .

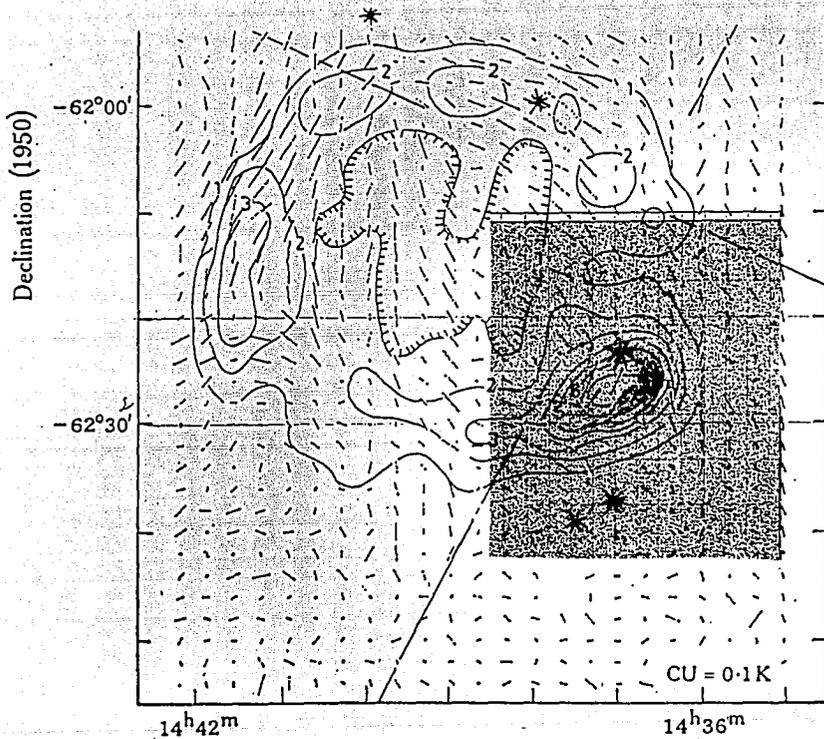


Figura 5.3 Contornos en radio de RCW86, obtenidos por Milne y Dickel (1975), sobrepuestos a la imagen en  $H\alpha$  obtenida para este trabajo. Aquí se observa como la contraparte óptica coincide con la máxima emisión en radio. Los asteriscos muestran las estrellas de la asociación OB y las rayas la distribución de polarización.

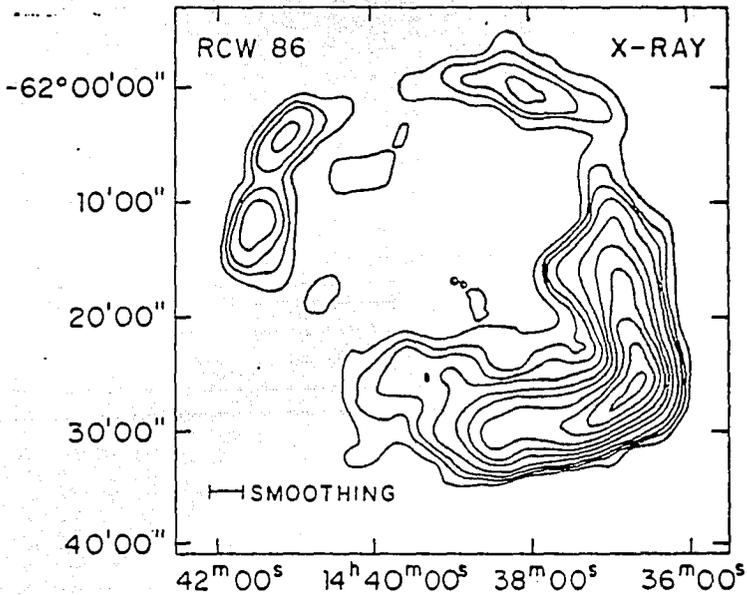


Figura 5.4 Imagen en rayos X de RCW86, tomada por Pisarski et al. (1984), a la misma escala que la figura 5.3. La máxima emisión en rayos X coincide con la de radio y óptico.



relación 4.1 y tomando en cuenta que la longitud galáctica es  $l=315^{\circ}.4$ , que la distancia cinemática a este gas es:

$$d_{RHII} = 2.4 \pm 0.9 \text{ kpc.}$$

La distancia cinemática de esta región HII es muy similar a la encontrada por Westerlund (1969) para una asociación de 10 estrellas OB en esa región (figura 5.3), esto indica que son estas estrellas las que ionizan a la región HII. El campo de velocidades radiales representado en la figura 5.5 también nos muestra componentes de alta velocidad asociadas al RSN, sus intensidades son de 2 fotones en un tiempo de exposición de 2hrs., teniendo en cuenta que el factor de conversión aproximado es de 1fotón/s equivale a un flujo  $H\alpha$  de  $4 \times 10^{-12}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (le Coarer et al. 1993) y las velocidades LSR son de hasta  $V_R = +109$  km/s para el material que se aleja y de hasta  $V_B = -175$  km/s para el material que se acerca. Tomando estos valores extremos, podemos calcular la velocidad sistemática del remanente de la siguiente forma:  $V_{sis} = (V_R + V_B)/2$ , con lo que obtenemos:

$$V_{sis} = -33 \pm 11 \text{ km/s.}$$

Esto nos hace ver que RCW86 se encuentra a la misma distancia de la región HII discutida anteriormente y que probablemente el progenitor de RCW86 fué una de las estrellas de esta asociación, por consiguiente, proviene de una SN tipo II. Su distancia cinemática sería de:

$$d_c = 2.1 \pm 0.9 \text{ kpc,}$$

lo cual confirma la asociación, postulada por Westerlund, con las estrellas OB y favorece la determinación de distancia de Westerlund, Leibowitz y Danziger y las basadas en la relación  $\Sigma$ -D (Milne, 1970). A esta distancia le corresponde un radio lineal de 13 pc. Sin embargo, este valor de la distancia implica una edad de  $1.5 \times 10^4$  años (como veremos más adelante) y por consiguiente nuestros resultados no favorecen la idea de que RCW86 sea el remanente de la SN AD185. Reforzando nuestro resultado Thorsett (1992) sugiere que, debido a la posición de RCW86 con respecto al sol y al horizonte, éste debía de ser invisible cuando la SN AD185 era visible. Además encuentra que el pulsar asociado con MSH 15-52 (RCW89), uno de los cinco candidatos para el RSN de AD185, tiene una edad de  $1.8 \times 10^3$  años, por lo que es más probable que MSH 15-52 sea el remanente de AD185 y no RCW86.

La velocidad de expansión de RCW86 la calculamos a partir de  $(V_R - V_B)$  usando una corrección geométrica, por el hecho de que el filamento óptico no se encuentra en el centro del RSN sino a una distancia  $R_f$  de éste, entonces, de acuerdo a la ecuación 4.3, discutida en la sección 4.2, tenemos:

$$V_e = 333 \pm 22 \text{ km/seg.}$$

Ahora tomando las ecuaciones (2.4) y (2.8) obtenemos una edad de

$$t = 1.5 \times 10^4 \text{ años} \quad \text{fase adiabática}$$

$$t = 1.2 \times 10^4 \text{ años} \quad \text{fase radiativa.}$$

Claas et al. (1989) al estudiar la región noreste y suroeste obtienen una densidad pre-choque de  $0.11$  y  $1.1 \text{ cm}^{-3}$  respectivamente, siendo la parte suroeste la región que

se detectó en este survey. Por otro lado al tomar el cociente de líneas de [SII] $\lambda\lambda$  6717, 6731 que da Ruiz (1981) y tomando la curva de cocientes de intensidades que dan Torres-Peimbert y Peña (1991) se obtiene una densidad electrónica de  $2.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , tomando las velocidades obtenidas aquí, considerando un choque radiativo (Spitzer, 1978) y la relación  $\frac{E_0}{\rho_0} \approx (\frac{V_c}{C_s})^2$ , dada en el capítulo 2, se obtiene una densidad pre-choque  $n_0 = 2 \text{ cm}^{-3}$ . Este es el valor que tomaremos, pues corresponde al mismo filamento estudiado.

Para calcular la energía depositada al medio en el momento de la explosión se toman las ecuaciones (2.5) y (2.9) y se toma el valor de la densidad pre-choque calculada aquí, obtenida de los datos de Ruiz, con lo que se obtiene una energía de:

$$E_0 = 1.19 \times 10^{51} \text{ erg} \quad \text{fase adiabática}$$

$$E_0 = 1.17 \times 10^{51} \text{ erg} \quad \text{fase radiativa.}$$

El radio de enfriamiento ( $R_e = 24.3(\epsilon_0/n_0)^{5/17} n_0^{-2/17}$  pc, con  $\epsilon_0$  en unidades de  $0.75 \times 10^{51}$  erg, Cox 1972) para RCW86 es de 21pc, el cual es mayor que su radio lineal (13pc). Por lo que se cree que el remanente podría estar en su fase adiabática, con lo cual la emisión óptica sería debida a la emisión de choques inducidos en los "grumos" de acuerdo con el modelo de McKee y Cowie (1975) como se explicó anteriormente.

## 5.2 MSH 15-56

### a. Información bibliográfica

MSH 15-56 (G326.3-1.S) es otra fuente de radio no térmica (Kesteven, 1968). van den Bergh (1979), en un placa fotográfica de la zona tomada en  $H\alpha$ , encontró una nebulosidad difusa entre la cual están embebidos unos filamentos que asoció con el cascarón externo de esta fuente de radio (fig. 5.6). En la figura 5.7 se muestra la imagen  $H\alpha$  obtenida con el interferómetro Fabry-Perot de barrido, esta imagen se obtuvo al restarle a todo el campo el archivo que contiene las líneas del cielo nocturno, por lo que solo quedó la imagen del objeto sin la contaminación de la luz del cielo nocturno. Posteriormente se hicieron filtrados espaciales y espectrales para resaltar los filamentos. Como puede apreciarse, en esta imagen se logran observar más filamentos en la parte noreste y cerca del centro, los cuales no habían sido detectados anteriormente por otros métodos (fig. 5.8), revelando la verdadera estructura esférica de la contraparte óptica.

MSH 15-56 es un remanente de supernova poco común, ya que su imagen en radio muestra una estructura amorfa como en el Cangrejo y un cascarón externo bien definido (fig. 5.8). El cascarón presenta un diámetro de 36' y la estructura interna de 10'. Clark et al. (1975) notaron que el remanente presentaba un cambio abrupto en su índice espectral, de -0.4 en el cascarón a -0.1 en la estructura interna. También cabe hacer notar que no se detecta emisión  $H\alpha$  como contraparte de la región amorfa (fig. 5.7). MSH 15-56 es un RSN tipo "desarrollado".

La distancia a este remanente ha sido calculada a través de diferentes métodos y se han obtenido diferentes valores.

-Los cálculos basados en la relación  $\Sigma$ -D dan valores para la distancia de 3.2 kpc (Clark y Caswell, 1976) y al corregir por  $z$  (altura sobre el plano de la galaxia) dan un valor de 2.4 kpc (Allahverdiyev et al. 1986).

-Por absorción de HI a una velocidad de -20 km/seg, Caswell et al. (1975) obtienen una distancia cinemática  $\geq 1.5$  kpc.

-Usando las relaciones empíricas, para RSN galácticos,  $[NII]/H\alpha$ -diámetro y  $\lambda 6717/\lambda 6731$ -diámetro (Daltabuit et al., 1976), Dennefeld (1980) a partir de un cociente de líneas de azufre  $\lambda\lambda 6717, 6731$  de 1.2 deriva un diámetro de 30 a 40 pc y de ahí una distancia de 2.9 a 3.8 kpc.

### b. Resultados

Tomando el centro del remanente que da Green (1991)

$$\alpha = 15^h 14^m 00^s$$

$$\delta = -56^\circ 00'$$

obtenemos la distancia de dicho centro a diferentes puntos de la nebulosa, y de la reducción de los datos se obtienen las velocidades  $V_{LSR}$  para tales puntos, con lo cual se grafican las velocidades como función de la distancia al centro como se muestra en la gráfica 5.1, de

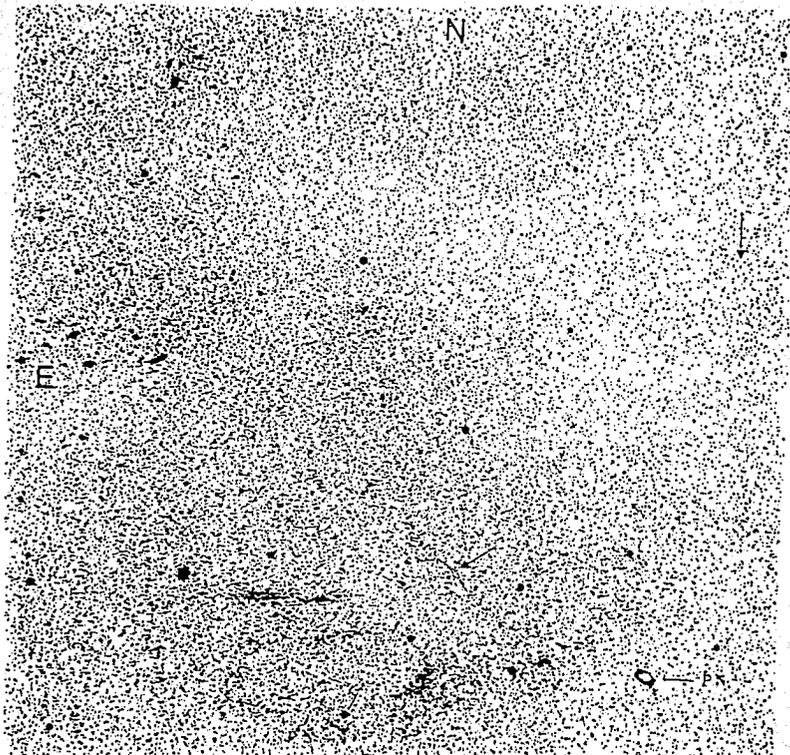


Figura 5.6 Imagen de MSH 15-56, tomada con el filtro H $\alpha$  por van den Bergh (1979) en el telescopio CTIO de 4m. La placa cubre un campo de 35'.

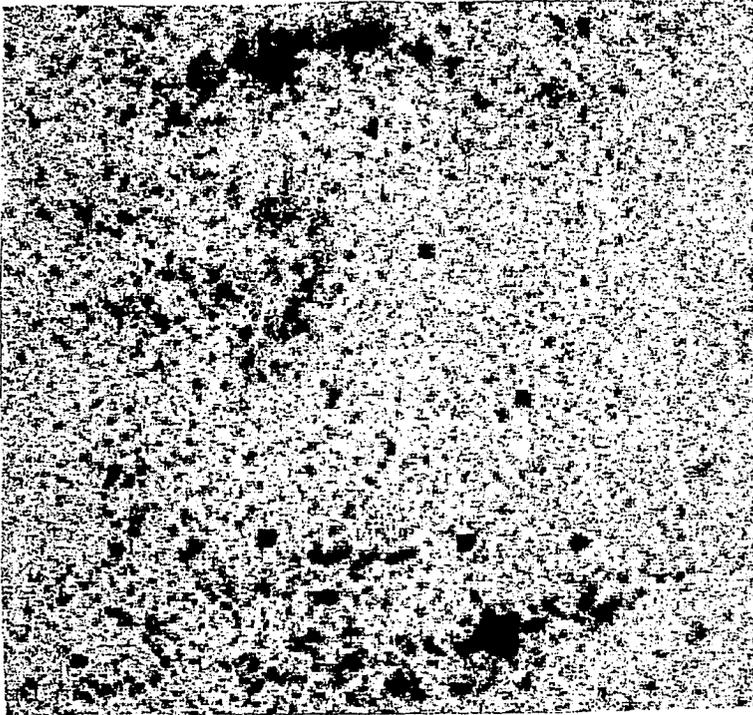


Figura 5.7 Imagen  $H_{\alpha}$  obtenida de las observaciones hechas con un Fabry-Perot de barrido para éste trabajo, en esta imagen se logran observar más filamentos cerca de la región central y además, se observa el cascarón completo de la contraparte óptica con las mismas dimensiones que en radio (fig. 5.8). El campo cubierto es de  $36'$ .

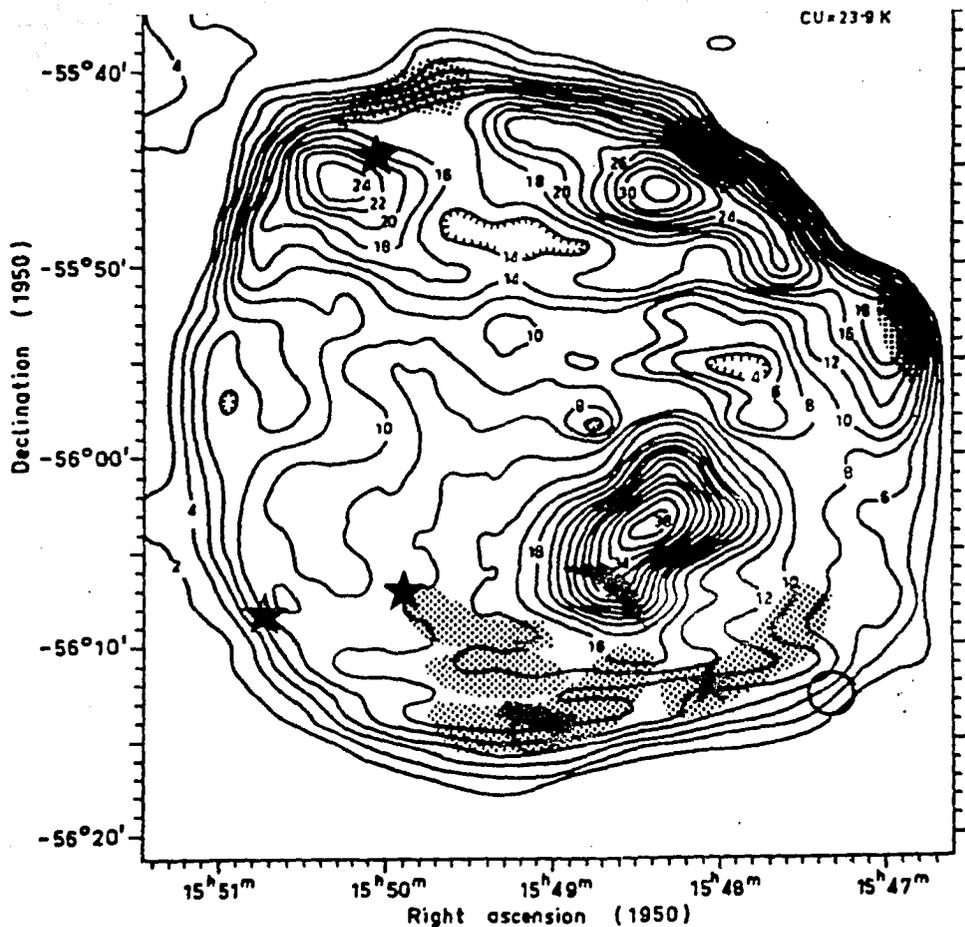


Figura 5.8 Mapa en radio de MSH 15-56 tomado por Clark et al. (1975), a la misma escala que la figura 5.6, la parte sombreada muestra la emisión HQ, detectada en trabajos anteriores a este, proyectada sobre el mapa en radio.

donde se logra observar que en el campo existe una región HII que podría estar asociada al remanente.

De esta gráfica se obtienen velocidades  $V_{LSR}$  máxima y mínima de -9 km/seg y -107 km/seg respectivamente, de aquí se obtiene la velocidad a la que se mueve el sistema que es de

$$V_{sis} = -58 \pm 6 \text{ km/seg.}$$

Al igual que en RCWS6, la incertidumbre en la velocidad se obtiene considerando a la región HII asociada al remanente. Como la longitud galáctica para este resto es de  $326.^\circ 3$  se obtiene una distancia cinemática de:

$$d_c = 4.3 \pm 0.9 \text{ kpc.}$$

Este valor para la distancia, junto con su incertidumbre, concuerda con los valores más altos dados anteriormente por otros métodos. La incertidumbre en la distancia cinemática es grande debido a que realmente se tienen pocos puntos para los que se les calcula la velocidad (gráfica 5.1), ya que aunque se logran detectar más filamentos que los observados por otros autores (fig. 5.7), no es posible obtener las velocidades radiales de estos nuevos filamentos puesto que su emisión es más débil que la de las líneas del cielo nocturno.

Tomando el radio angular del remanente de  $18'$  se obtiene un radio lineal de

$$R = 22.5 \text{ pc}$$

y una velocidad de expansión del remanente de

$$V_e = 49 \pm 9 \text{ km/seg.}$$

Como se puede observar, el radio del remanente es muy grande y su velocidad de expansión pequeña, lo cual nos hace pensar que se encuentra en una de sus últimas fases evolutivas. Por lo cual sólo se calculan los datos para la fase radiativa. Usando la ecuación (2.8) se obtiene que la edad del remanente es de:

$$t = 1.4 \times 10^5 \text{ años} \quad \text{fase radiativa.}$$

Tomando en cuenta la densidad electrónica obtenida espectroscópicamente por Dennefeld (1980) de  $360 \text{ cm}^{-3}$  (para una temperatura de  $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ) obtenemos una densidad pre-choque de  $14.4 \text{ cm}^{-3}$  al considerar un choque radiativo y al tomar la ecuación (2.9) obtenemos la energía depositada al medio por la explosión de SN.

$$E_o = 4 \times 10^{51} \text{ erg} \quad \text{fase radiativa.}$$

Regresando a la gráfica 5.1 observamos que hay una región HII que se mueve a una velocidad promedio de

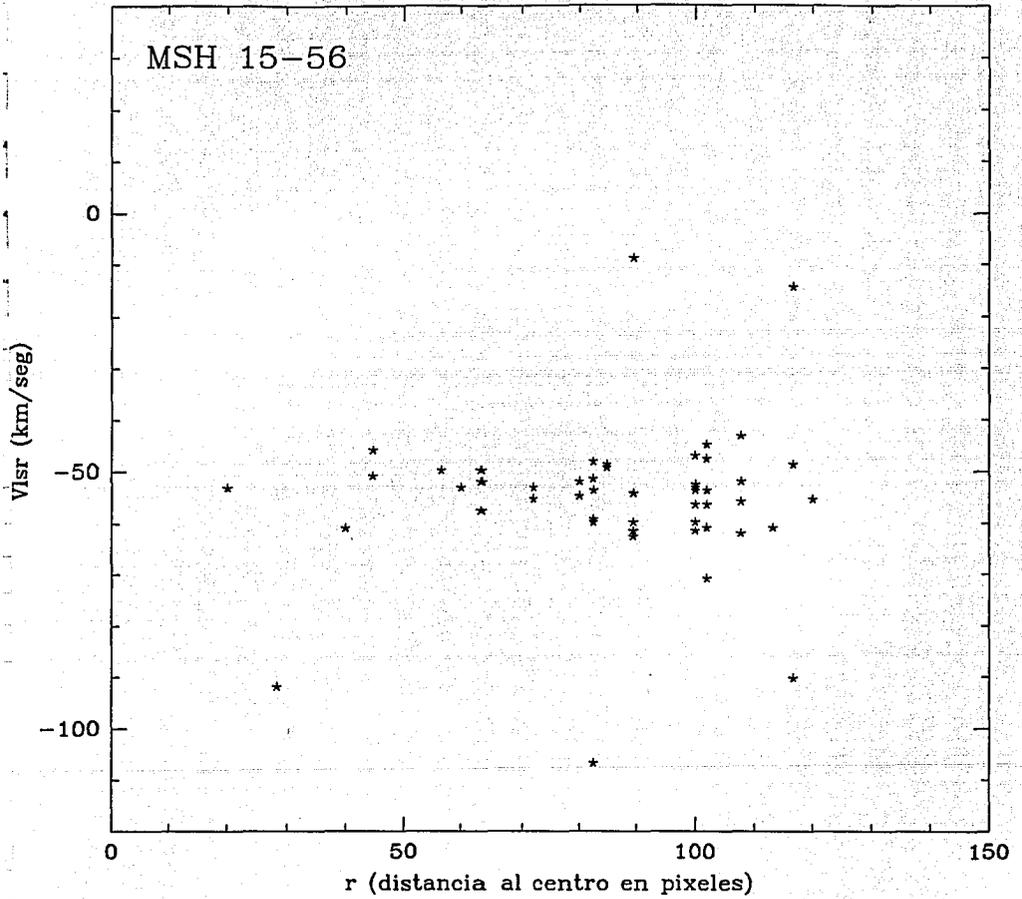
$$V_{RHII} = -55 \pm 6 \text{ km/seg,}$$

con lo que se encuentra que está a una distancia cinemática de

$$d_{RHII} = 4.1 \pm 0.9 \text{ kpc,}$$

que es muy similar a la distancia obtenida para MSH 15-56, por lo que concluimos que existe una relación entre el RSN y la región HII.

Gráfica 5.1



### 5.3 MSH 11-61

#### a. Información bibliográfica

La coincidencia de los contornos en radio de MSH 11-61 (G290.1-0.8) con la nebulosa óptica que detectamos es bastante buena (fig 5.9). Kirshner y Winkler (1979) encuentran que el cociente  $[SII]/H\alpha$  para la nebulosa óptica es el de un remanente de supernova al igual que el índice espectral en radio  $\alpha = -0.62$ . La polarización de la fuente ha sido detectada a 5GHz por Milne y Dickel (1975).

Kirshner y Winkler (1979) detectaron la contraparte óptica de este remanente, sin embargo la emisión que ellos detectan es difusa comparada con la imagen obtenida en este trabajo.

— Las estimaciones de la distancia a este remanente obtenidas por medio de la relación  $\Sigma$ -D dan distancias que van de 3.2 kpc a una frecuencia de 1 GHz (Milne 1970) a 5.8 kpc a una frecuencia de 408 MHz (Clark y Caswell 1976), siendo el más reciente de 4.6 kpc (Allakhverdiyev et al. 1986).

— Los estudios hechos de la absorción de la línea de 21 cm muestran dicha absorción a una velocidad radial de -25 km/seg, lo que hace suponer que MSH 11-61 se encuentra cerca de los brazos espirales de la Galaxia a una distancia que va de 3.4-4.0 kpc (Dickel 1973). Por otro lado Goss et al. (1972) encuentran que la absorción de la línea de 21 cm está a -20 km/s, por lo que sugieren que se encuentra a una distancia mayor que 3.4 kpc.

#### b. Resultados

Tomando el centro que da Green (1991)

$$\alpha = 11^h 01^m 00^s$$

$$\delta = -60^\circ 40'$$

se obtiene la gráfica de velocidades radiales que se muestra en la gráfica 5.2. De ésta se observa que hay material a muy alta velocidad ( $\sim -117$  km/s) acercándose, sin embargo, no existe la posibilidad de que las componentes a velocidades positivas ( $\sim 10$  km/s) correspondan a una región HII superpuesta, ya que tal velocidad no corresponde a la velocidad de rotación de la Galaxia, por lo que deducimos que estamos observando los desdoblamientos, es decir tanto el material que se aleja como el que se acerca. Además, conforme nos aproximamos al centro del remanente estos desdoblamientos aumentan. También cabe hacer notar que los máximos ensanchamientos corresponden a la parte más intensa. Tomando en cuenta los valores extremos del material que se acerca ( $-117$  km/s) y del que se aleja (32 km/s) se obtiene que el remanente se mueve con una velocidad de sistema de:

$$V_{\text{sis}} = -43 \pm 7 \text{ km/seg.}$$

Tomando  $l = 290.^\circ 1$  se obtiene una distancia cinemática de:

$$d_c = 4.6 \pm 1.2 \text{ kpc.}$$

Considerando que el radio angular del remanente es de  $6'$  se obtiene un radio lineal de:

$$R = 8.4 \text{ pc.}$$

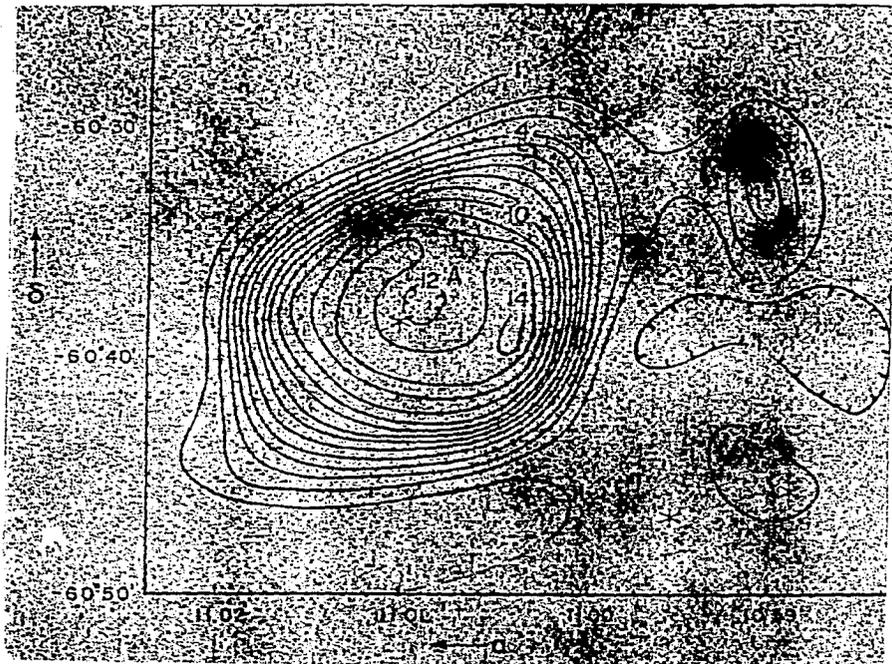
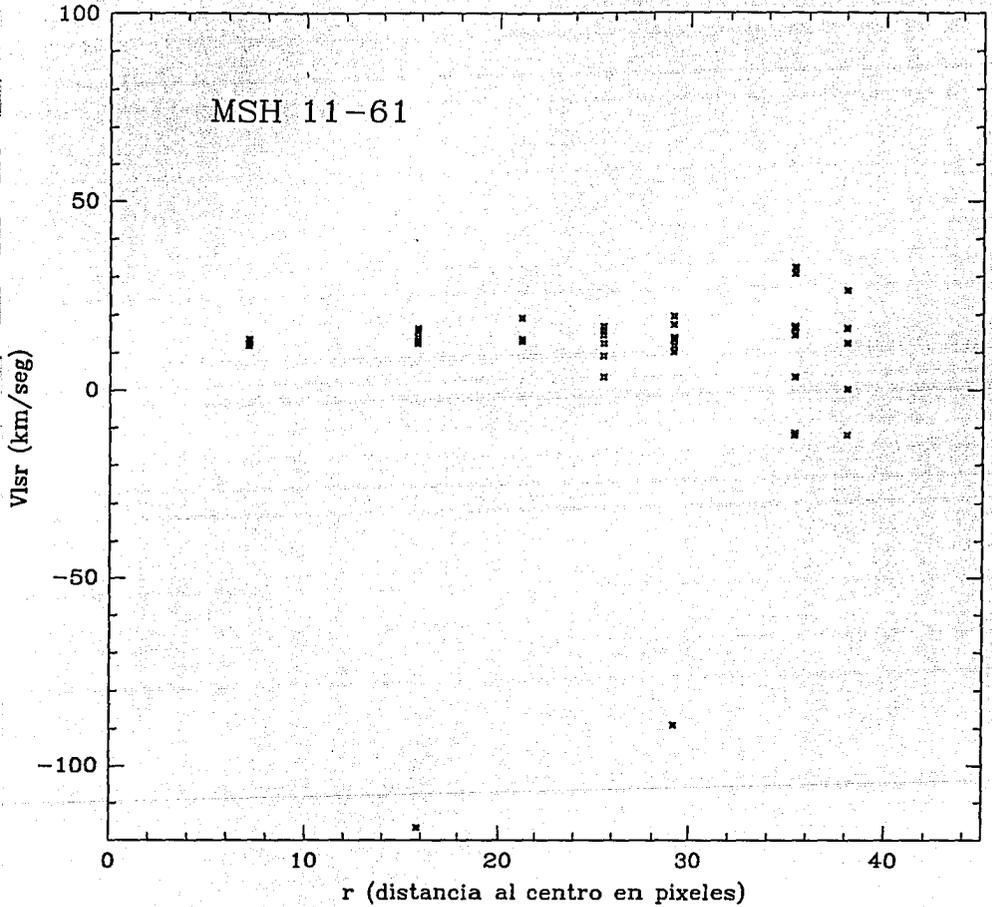


Figura 5.9 Mapa en radio sobrepuesto a la imagen  $H_{\alpha}$  obtenida con un Fabry-Perot de barrido. A es el RSN G290.1-0.8 (MSH11-61) y B es G289.9-0.8, los asteriscos muestran estrellas de campo de tipo espectral tardío (F5, M0, M0 y K2).

Gráfica 5.2



La velocidad de expansión del remanente es de:

$$V_e = 75 \pm 8 \text{ km/seg,}$$

este resultado no es consistente con la no existencia de [OIII] en este resto, pues la emisión de [OIII]5007 es intensa para choques cuya  $V_e \geq 60 \text{ km/s}$ .

Tomando las ecuaciones (2.4) y (2.8) se obtiene una edad de:

$$t = 4 \times 10^4 \text{ años} \quad \text{fase adiabática}$$

$$t = 3 \times 10^4 \text{ años} \quad \text{fase radiativa,}$$

y de las ecuaciones (2.5) y (2.9) obtenemos:

$$\frac{E_o}{n_o} = 8.1 \times 10^{48} \text{ erg cm}^3 \quad \text{fase adiabática}$$

$$\frac{E_o}{n^{1.12}} = 1.7 \times 10^{49} \text{ erg/cm}^{3.36} \quad \text{fase radiativa.}$$

Cabe hacer notar que no se tiene información sobre la densidad pre-choque ni sobre la densidad electrónica de la región. Sin embargo, ésta se puede estimar de nuestra medida de emisión límite ( $ME_{lim} = 10 \text{ pc cm}^{-6}$ ) por medio de  $ME = n_e^2 L$  y suponiendo que en la fase de Sedov  $\Delta R = R/12$  ( $\Delta R$  el ancho del cascarón y  $R$  el radio del remanente). De esta manera obtenemos que  $n_e = 3.8 \text{ cm}^{-3}$ . Si consideramos que la masa barrida por la onda de choque es la misma que la que se encontraba inicialmente en el volumen barrido, tenemos que  $\frac{n_e}{n_o} = 4$ . Por lo que obtenemos una densidad pre-choque  $n_o \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ , con lo que obtenemos:

$$E_o = 8.1 \times 10^{48} \text{ erg} \quad \text{fase adiabática}$$

$$E_o = 1.7 \times 10^{49} \text{ erg} \quad \text{fase radiativa.}$$

Este valor tan bajo de la energía podría deberse a dos razones:

a) Que el valor de la ME es un límite inferior debido a que el flujo  $H\alpha$  está muy absorbido, es decir, que en esa región la extinción es muy grande. Para conocer cuál es la extinción en esa región tendríamos que conocer el exceso de color de las estrellas que se encuentran en esa región, pero esto sería un trabajo posterior.

b) Podría ser que la emisión óptica que se detectó no sea la contraparte óptica del RSN MSH 11-61.

Debido a estas razones no podemos decir nada acerca de su fase evolutiva, ya que en caso de que se tratase de un RSN no se tiene un valor exacto para la densidad y por lo mismo no se tiene el valor de la energía.

Los resultados obtenidos para los 3 RSN se encuentran resumidos en la tabla de resultados mostrada en el capítulo 6.

## CONCLUSIONES

En este trabajo se realizó un estudio cinemático de la contraparte óptica de tres remanentes de supernova galácticos: RCW86, MSH 15-56 y MSH 11-61, ya que a pesar de que se han detectado alrededor de 140 RSN en la Vía Láctea, sólo una cuarentena de ellos son visibles en el dominio óptico y ultravioleta y sólo para estos RSN es posible hacer estudios detallados de su cinemática. Estos estudios cinemáticos son escasos y están concentrados en pocos RSN. Las observaciones de los tres RSN estudiados en esta tesis, fueron realizadas con un interferómetro Fabry-Perot de barrido, con el objeto de conocer mejor su cinemática. Para ello se les determinó su velocidad de expansión, edad, energía depositada al medio interestelar y sus distancias cinemáticas, las cuales se compararon con otras determinaciones.

Para obtener las propiedades cinemáticas mencionadas anteriormente es importante tener determinada la distancia. Para ello primero se obtuvo, para cada uno de los 3 RSN, el campo de velocidades radiales, observándose en todos una expansión y en dos de estos remanentes (RCW86 y MSH 15-56) una componente de gas ionizado que permea al campo, que bien podría tratarse de una región HII. Al obtener las distancias cinemáticas de RCW86, MSH 11-61 y de las regiones HII se encontró que existe una relación RSN-región HII, ya que la distancia calculada al remanente y a la región HII resultó ser muy semejante en ambos casos, pero no sucedió lo mismo con MSH 11-61, ya que en este caso también se encontró una componente de gas ionizado que permea el campo, sin embargo se descartó la idea de que se tratara de una región HII, ya que tal velocidad no corresponde a la velocidad de rotación de la Galaxia.

Al hacer una comparación de la distancia cinemática calculada aquí con otras determinaciones, se encontró que en el caso de RCW86 es muy similar a la calculada por Westerlund (1969) para una asociación de estrellas OB en esa región, lo que indica que estas estrellas son las que ionizan la región HII asociada a este RSN. Esta distancia también coincide con la calculada por medio de la relación  $\Sigma$ -D (Milne, 1970). Pero la obtenida en este trabajo es más precisa, ya que existe mucha incertidumbre al utilizar dicha relación, como se explicó en la sección 4.2. De la distancia obtenida a RCW86 se derivó una edad mayor que la calculada al considerar a RCW86 como el remanente de la supernova AD185, esto coincide con los estudios históricos de Huang y Moriarty-Schieven (1987) y los de Thorsett (1992) al asociar el pulsar debido a la explosión de AD185 con otro RSN: RCW89.

En el caso de MSH 15-56 se encontró una distancia cinemática mayor que las obtenidas anteriormente a través de la relación  $\Sigma$ -D (Allakhverdiyev et al. 1986 y Clark y Caswell, 1976), de absorción de HI (Caswell, et al. 1975) y espectroscópicamente (Dennefeld, 1980), sin embargo, para este remanente se tienen muy pocas componentes de velocidad, ya que la emisión del remanente resultó más débil que la emisión del cielo nocturno. También se calculó su velocidad de expansión, edad y energía.

La distancia calculada para MSH 11-61 cae dentro del rango de distancias calculada anteriormente mediante la relación  $\Sigma$ -D (Milne, 1970 y Clark y Caswell, 1976) y absorción de la línea de 21 cm (Goss, et al. 1972). Sin embargo, la energía calculada no corresponde a valores típicos para RSN, por lo que queda la duda de que la emisión detectada realmente provenga de MSH 11-61.

TABLA DE RESULTADOS

	RCW86	MSH 15-56	MSH 11-61
Velocidad sistémica	-33±11 km/s	-58±6 km/s	-43±7 km/s
Distancia cinemática	2.1±0.9 kpc	4.3±0.9 kpc	4.6±1.2 kpc
Radio	13 pc	22.5 pc	8.4 pc
Velocidad de expansión	333±22 km/s	49±9 km/s	75±8 km/s
Densidad pre-choque	2 cm <sup>-3</sup>	14.4 cm <sup>-3</sup>	(1 cm <sup>-3</sup> )
Tipo de RSN	Desarrollado	Desarrollado	?
Fase evolutiva	Adiabática	Radiativa	?
Edad	1.5×10 <sup>4</sup> años	1.4×10 <sup>5</sup> años	(~ 10 <sup>4</sup> años)
Energía inicial	1.17×10 <sup>51</sup> erg	4×10 <sup>51</sup> erg	(~ 10 <sup>49</sup> erg)
Asociación con una región HII	sí	sí	no

( ) Valores inciertos.

Como tenemos una muestra muy pequeña, resultaría importante poder realizar observaciones con un interferómetro Fabry-Perot de barrido en más remanentes de supernova galácticos para analizar si existe una relación RSN-región HII, como es el caso de los RSN en las Nubes de Magallanes y para determinar mejor la distancia a estos objetos.

## BIBLIOGRAFIA

- Allakhverdiyev, A. O., Guseinov, O. H., Kasumov, F. K. y Yusifov, I. M.: 1986, *Astrophys. Space Sci.*, **121**, 21.
- Baade, W. y Zwicky, F.: 1934, *Proc. Nat. Acad. Sciences*, **20**, 254.
- Barbon, R., Ciatti, F. y Rosino, L.: 1979, *Astron. Astrophys.*, **72**, 287.
- Binney, J. y Tremaine, S.: 1987 *Galactic Dynamics*.
- Bohigas, J. y Rosado, M.: 1984 en *Temas selectos de Astrofisica*, compilado por Manuel Peimbert, Ed. UNAM.
- Caswell, J. L., Murray, J. D., Roger, R. S., Cole, D. J. y Cooke, D. J.: 1975, *Astron. Astrophys.*, **45**, 239.
- Claas, J. J., Smith, H., Kaastra, J. S., J. De Korte, P. A. y Peacock, A.: 1989, *Astrophys. J.*, **337**, 399.
- Clark, D. H., Green, A. J. y Caswell, J. L.: 1975, *Australian J. Phys. Suppl.*, **37**, 75.
- Clark, D. H. y Caswell, J. L.: 1976, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **174**, 267.
- Clark, D. H. y Stephenson, F. R.: 1977, *The Historical Supernovae* (Elmsford, N. Y.: Pergamon) pp 83.
- Cox, D. P.: 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 159.
- Craig, W. y Rusell, L. : 1985, *Astrophys. J.*, **294**, L17.
- Chevalier, R. A.: 1974, *Astrophys. J.*, **188**, 501.
- Daltabuit, E., D'Odorico, S. y Sabbadini, F.: 1976, *Astron. Astrophys.*, **52**, 93.
- Dennefeld, M.: 1980, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **92**, 603.
- Dickel, J. R.: 1973, *Astrophys. Lett.*, **15**, 61.
- Falk, S. W. y Arnett, W. D.: 1977, *Astrophys. J. Suppl.*, **33**, No. 4, 515.
- Goss, W. M., Radhakrishnan, V., Brooks, J. W. y Murray, J. D.: 1972, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **24**, 123.
- Green, D. A.: 1991, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **103**, 209.
- Hills, E. R.: 1967, *Australian J. Phys.*, **20**, 297.
- Hsi Tse-Tsung: 1958, *Smithsonian Contr. Ap.*, **2**, 109.
- Huang, Y. L. y Moriarty-Schieven, G. H.: 1987, *Science*, **235**, 59.
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanenn, M. y Donnet, K. J.: 1987, *Fundamental Astronomy* (Springer-Verlag).
- Kesteven, M. J. L.: 1968, *Australian J. Phys.*, **21**, 739.

- Kirshner, R. P. y Winkler, P. F. Jr.: 1979, *Astrophys. J.*, **227**, 853.
- le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A. y Goldes G.: 1993, *Astron. Astrophys.*, en prensa.
- Leibowitz, E. M. y Danziger, I. J.: 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **204**, 273.
- McKee, C. F. y Cowie, L. L.: 1975, *Astrophys. J.*, **195**, 715.
- McKee, C. F. y Ostriker, J. P.: 1977, *Astrophys. J.*, **218**, 148.
- McKee, C. F. y Hollenbach, D. J.: 1980, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **18**, 219.
- Milne, D. K.: 1970, *Australian J. Phys.*, **23**, 425.
- Milne, D. K. y Dickel, J. R.: 1975, *Australian J. Phys.*, **28**, 209.
- Mills, B. Y. Slee, O. B. y Hill, E. R.: 1961, *Australian J. Phys.*, **14**, 497.
- Naranan, S., Shulman, S., Yentis, T., Fritz, G. y Fiedman, H.: 1977, *Astrophys. J.*, **213**, L53.
- Peimbert, M.: 1984, *Temas Selectos de Astrofísica*, compilado por Manuel Peimbert, Ed. UNAM.
- Pisarski, R. L., Helfand, D. J. y Kahn, S. M.: 1984, *Astrophys. J.*, **277**, 710.
- Raymond, J.: 1979, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, **39**, 1.
- Raymond, J.: 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 75.
- Ruiz, M. T.: 1981, *Astrophys. J.*, **243**, 814.
- Sedov, L. I.: 1959, *Similarity and Dimensional Analysis in Mechanics* (academic Press., N. Y.)
- Shull, J. y McKee, C.: 1979, *Astrophys. J.*, **227**, 131.
- Spitzer, L.: 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (Wiley-Interscience).
- Thorsett, S. E.: 1992, *Nature*, **356**, 690.
- Torres-Peimbert, S. y Peña, M.: 1991, *Reporte Técnico No. 87 del Instituto de Astronomía*, UNAM.
- van den Bergh, S.: 1979, *Astrophys. J.*, **227**, 497.
- van den Bergh, S.: 1988, *Astrophys. J.*, **327**, 156.
- Weiler, K. y Sramek, R.: 1988, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 295.
- Westerlund, B. E.: 1969, *Astron. J.*, **74**, 879.
- Westerlund, B. E. y Mathewson, D. S.: 1966, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **131**, 371.
- Woltjer, L.: 1972, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 129.
- Yba, Y.: 1934, *Pop. Astronomy*, **42**, 251.