



**Universidad Nacional Autónoma de México**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**FORMACION DE NEBULOSAS PLANETARIAS**

**TESIS PROFESIONAL**

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

**F I S I C O**

**P R E S E N T A**

**YOLANDA GOMEZ CASTELLANOS**

MEXICO, D. F.

MAYO 1985



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **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

		página
Capítulo I	Introducción	1
Capítulo II	Evolución de una estrella de baja masa.	4
	a) Quema de hidrógeno	4
	b) Formación de un núcleo degenerado de helio	5
	c) Quema de Helio	8
	d) Formación de elementos más pesados	9
Capítulo III	Estructura y composición química de envolventes de supergigante roja.	12
	a) Evidencia de emisión MASER	12
	b) Pérdida de masa de estrellas tipo tardío.	15
	c) Hidrógeno atómico y molecular en envolventes de estrellas tipo tardío	18
Capítulo IV		
	a) Formación de un núcleo estelar caliente.	27
	b) Evolución del frente de ionización.	27
	c) Predicción del continuo de Radio	35

		página
Capítulo V	Observaciones	41
	1) Búsqueda de hidrógeno en NGC6302 y NGC2440	41
	2) Búsqueda de radio continuo en estrellas OH/IR	48
	3) Mapas de alta resolución angular a 6 y 2 cm de Vy2-2	56
Capítulo VI	Conclusiones	60
Apéndice 1	Emisión máser	62
Apéndice 2	Ecuaciones eulerianas para una envolvente en expansión.	66
Apéndice 3	Ecuación de equilibrio de ionización	69
Referencias		71

## Capítulo I

### Introducción.

Una nebulosa planetaria consiste principalmente de una masa gaseosa brillante que se cree fue eyectada por una estrella gigante o supergigante roja. Frecuentemente (pero no siempre) se les observa algún grado de simetría esférica. El nombre de nebulosa planetaria es puramente histórico, éste se debe a que en telescopios pequeños aparecen como pequeños objetos extendidos de color verdoso, semejantes a planetas.

La estrella central de la nebulosa planetaria es una estrella vieja y muy caliente ( $T_* \simeq 5 \times 10^4$  K a  $3 \times 10^5$  K y  $M_V = -3$  a  $+5$ ). La estrella evoluciona rápidamente al estado de enana blanca, mientras que la envolvente se expande con velocidades del orden de 10 a 30 km/s. Este material eyectado por la estrella pasará a formar parte del medio interestelar en un tiempo de aproximadamente  $10^5$  años.

Las densidades observadas en las nebulosas planetarias varían entre  $10^2$   $\text{cm}^{-3}$  y  $10^5$   $\text{cm}^{-3}$  y masas del orden de 0.1 a  $1.0 M_{\odot}$ .

El estudio de las nebulosas planetarias es importante para la astronomía por varias razones: 1) Ellas son un buen ejemplo para estudiar fotoionización por una estrella central en un gas altamente diluído. 2) Las bajas densidades ( $n \leq 10^5$   $\text{cm}^{-3}$ ) hace que sean generalmente transparentes a la radiación que se extiende desde la discontinuidad de Lyman ( $912 \text{ \AA}$ ) hasta radiofrecuencias (1mm - 100m).

3) Los estudios de abundancias del gas nebuloso pueden darnos información sobre la composición química del material estelar que posteriormente se incorporará al medio interestelar. Todo ello hace que constituyan una etapa importante en la evolución estelar.

Los objetivos de la presente investigación son el estudiar la naturaleza de las estrellas progenitoras y los posibles procesos por los cuales se forman las nebulosas planetarias.

En particular estudiaremos objetos que se hallan cercanos en el tiempo a la etapa de transición entre supergigante roja y nebulosa planetaria. Una propiedad que caracteriza a esta transformación es la de un viento estelar masivo y neutro en cuyo centro podría haber gas ionizado. La discusión estará restringida a estrellas de baja masa ( $1 \leq M_* \leq 4 M_{\odot}$ ), o sea a las que evolucionan a nebulosas planetarias. Como veremos, estos objetos son muy escasos, probablemente debido a que la transición ocurre en un tiempo relativamente corto ( $t \leq 10^3$  años). La detección y estudio de este tipo de objetos debe conducirnos a un mejor entendimiento de los fenómenos que acompañan a la formación de las nebulosas planetarias.

En el capítulo II hacemos una revisión de la evolución posterior a la secuencia principal de las estrellas de baja masa hasta llegar a la etapa de supergigante roja. En el capítulo III discutimos las características físicas y químicas del viento de una supergigante roja. Este viento será posteriormente ionizado para formar la nebulosa planetaria. En el capítulo IV se presenta un modelo

de la fotoionización y se predicen los flujos de radio continuo como función del tiempo. En el capítulo V se presentan las siguientes observaciones: 1) una búsqueda de hidrógeno neutro en NGC6302 y NGC 2440, 2) una búsqueda de radio continuo en varias estrellas OH/IR, y 3) mapas de alta resolución angular a 6 y 2 cm de V y 2-2, uno de los pocos objetos que se cree se encuentra en la transición de supergigante roja a nebulosa planetaria. Finalmente las conclusiones se dan en el capítulo VI.

## Capítulo II

### Evolución de una estrella de baja masa

#### a) Quema de hidrógeno

La principal fuente de energía de las estrellas en la Secuencia Principal es la transformación de hidrógeno en helio. La quema de hidrógeno ocurre cuando la temperatura ( $\sim 10^7$  K) y la densidad ( $\sim 10^2$  g  $\text{cm}^{-3}$ ) en el centro de la estrella, permiten mediante el proceso protón-protón (p-p) formar núcleos de helio (Clayton 1968). La reacción en forma resumida sería la siguiente:



$\gamma$  es la energía total liberada en el proceso (p-p) dada por:

$$E_{pp} = 26.72 \text{ Mev} = 4.28 \times 10^{-5} \text{ erg.} \quad (3)$$

Una de las consecuencias del proceso anterior es la formación de núcleos de He los cuales se acumulan en el centro de la estrella, sin tener reacciones termonucleares, y constituyéndose el llamado "núcleo inerte de helio". La quema de hidrógeno continúa en una cáscara alrededor del núcleo inerte.

Con el tiempo, la densidad y la temperatura del núcleo de helio aumentan. Paralelamente, la tasa de energía producida en la cáscara del quemado de hidrógeno también se hace mayor. Este aumento de potencia hace que la envolvente de hidrógeno se expanda para mantener el equilibrio hidrostático.

Cuando la masa del núcleo alcanza a ser del orden del 10% de la masa total de la estrella, el núcleo debería de colapsarse debido al límite de Schoenberg-Chandrasekhar. Sin embargo, para cuando esto ocurre, la materia del núcleo está ya en estado degenerado y la presión de degeneración impide el colapso (Meadows 1967).

b) Formación de un núcleo degenerado de helio

El estado degenerado es aquel donde, debido al principio de exclusión de Pauli, la materia no puede comprimirse indefinidamente apareciendo una presión de degeneración que no se puede explicar clásicamente.

La presión degenerada de los electrones determina la estructura de las enanas blancas ( $\rho \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ ), mientras que la presión degenerada de los neutrones la de las estrellas de neutrones ( $\rho \sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ ) (Shu 1982).

El material degenerado tiene dos propiedades importantes: es un buen conductor del calor y es muy difícil de comprimir.

La primera hace que el núcleo, compuesto principalmente de helio, se comporte como metal manteniéndose isotérmico, es decir, que cualquier diferencia de temperatura en el núcleo será atenuada rápidamente. La segunda nos dice que el material degenerado opondrá gran resistencia a la compresión.

La estructura en esta etapa (Fig. 1) consiste de un núcleo degenerado, pequeño y muy denso, compuesto de helio inactivo, envuelto por una cáscara de helio parcialmente degenerado (mezcla de He reciente-

mente adquirido de la quema de H y de material degenerado). Más hacia afuera se tiene una cáscara delgada donde ocurre la quema de hidrógeno y finalmente una envolvente extensa y tenue de hidrógeno, donde la energía es transportada hacia las partes exteriores ya sea por convección o por radiación.

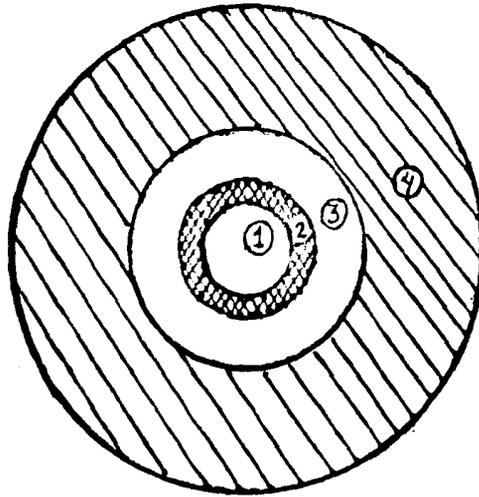


Fig. 1. (1) Núcleo degenerado de Helio, (2) Material parcialmente degenerado, (3) Quema de hidrógeno, (4) Envolvente tenue de hidrógeno.

La quema de hidrógeno continúa produciendo núcleos de helio, los cuales se incorporan al núcleo degenerado, incrementando su masa. Como el núcleo degenerado ya no puede contraerse más, la masa adicional producirá un aumento en su volumen y temperatura, haciendo que la parte externa de la estrella se expanda en forma lenta, aumentando su luminosidad, hasta alcanzar un gran tamaño y el material, al menos en la envolvente, se encontrará muy diluído. En este momento la estrella se encuentra en la fase de gigante roja. Es posible identificar los estados de evolución por los que pasa la estrella en un diagrama Hertzsprung-Russell (H-R) (luminosidad contra temperatura) como se observa en la Figura 2.

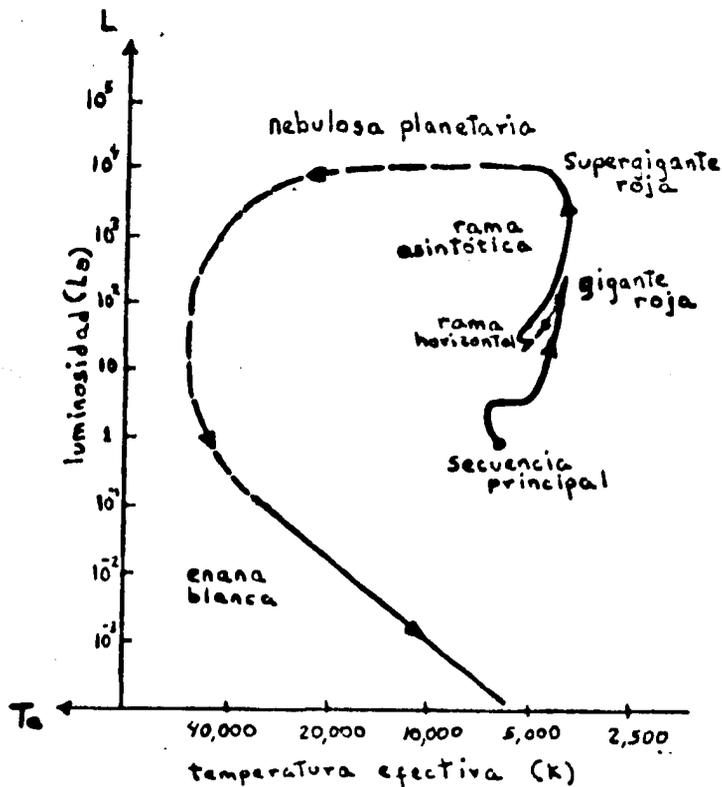
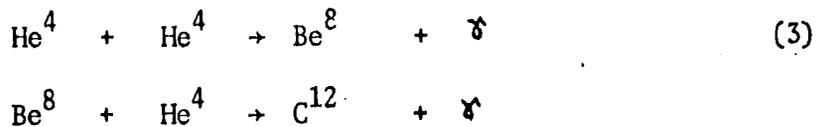


Fig. 2. Evolución esquemática de una estrella de baja masa de la secuencia principal a enana blanca. La línea punteada marca la etapa de nebulosa planetaria desde el fin de la rama asimptótica al principio de la etapa de enana blanca. (Shu 1982).

c) Quema de Helio

En la etapa de gigante roja, la quema de hidrógeno aumenta, haciendo que la estrella se expanda y se enfríe. El núcleo continúa aumentando su densidad y temperatura y en él la tasa de colisiones entre los núcleos de helio crece. Sin embargo, para formar núcleos de elementos más pesados no es suficiente que dos núcleos de helio colisionen, pues producirían un núcleo de Berilio inestable (inmediatamente se rompería regresando a los núcleos originales de helio), sino que es necesario que tres núcleos de helio colisionen casi simultáneamente ( $t \lesssim 2.6 \times 10^{-16}$  s). Este proceso es conocido como "triple-alfa", el cual mostramos a continuación:



La energía total liberada en la formación de un núcleo de carbono estable  $\text{C}^{12}$  es:

$$E_{3\alpha} = 7.4 \text{ Mev} = 1.19 \times 10^{-5} \text{ erg.} \quad (4)$$

La probabilidad de que tres núcleos de helio colisionen casi al mismo tiempo es muy pequeña, a no ser que la tasa de colisiones sea muy alta. El proceso triple-alfa se da cuando la densidad del material degenerado es  $\rho \geq 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ , y la temperatura alcanza alrededor de 100 millones de grados.

La energía que se libera en la fusión de núcleos de helio resulta ser

menor que la suministrada por la fusión de hidrógeno (ecuaciones 3 y 4).

El inicio de la quema de helio ocurre de manera explosiva. El material degenerado no se expande al aumentar su temperatura y por lo tanto la producción de energía nuclear crece sin control. Finalmente, la temperatura crece lo suficiente para que el gas deje de ser degenerado y se expanda, ocasionando una baja en la producción de energía nuclear. A este proceso se le conoce como "llamarada de helio".

d) Formación de elementos más pesados

Además de la formación de núcleos de carbono en el centro de la estrella, éstos pueden interaccionar con núcleos de helio formando oxígeno;



Ambos elementos (C y O) son estables y hacen que el núcleo de la estrella sea cada vez más denso; esto se da principalmente en estrellas masivas ( $M \gg 4M_{\odot}$ ). El núcleo empieza a contraerse lentamente hasta transformarse de nuevo en material degenerado. El helio continúa quemándose en una cáscara alrededor del núcleo degenerado de carbono y oxígeno. Cuando la densidad es del orden de  $10^6 \text{ g cm}^{-3}$  y la temperatura es aproximadamente de 600 millones de grados, los núcleos de carbono empezarán a interaccionar entre sí, liberando gran cantidad de energía y consecuentemente la estrella se expande. A este momento se le conoce como la "llamarada de carbono".

Conforme la estrella se expande, la temperatura superficial dis-

minuye, haciendo que la estrella se contraiga para mantener el equilibrio hidrostático. Ahora formará un núcleo principalmente de oxígeno, neón y magnesio.

Este proceso continúa formando el núcleo estelar con elementos cada vez más pesados, deteniéndose cuando el núcleo esté compuesto de fierro, por ser éste el elemento más pesado que puede ser formado exotérmicamente por fusión.

En el desarrollo anterior hemos considerado por simplicidad que las capas que se van formando no se mezclan, quedando la estructura de la estrella como se muestra en la Fig. 3.

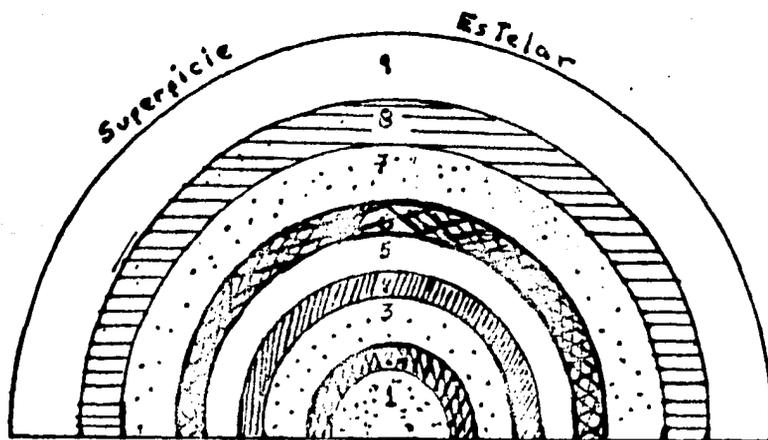


Fig. 3. Posible estructura de una estrella evolucionada. 1) Núcleo de fierro; 2) Capa principalmente de Silicio; 3) Magnesio y Silicio; 4) Capa de Magnesio; 5) Oxígeno y Magnesio; 6) Capa de Oxígeno, Neón y Magnesio; 7) Capa Carbón y Oxígeno; 8) Capa de Helio; 9) Capa principalmente de Hidrógeno. Entre cada una de las capas hay una donde se está quemando el material apropiado.

Un factor importante que altera la evolución de la estrella es su masa original; si es menor que  $1 M_{\odot}$  no tendrá "llamarada de helio", de la misma manera si la masa es menor que  $4 M_{\odot}$  no tendrá una "llamarada de carbono". Tales estrellas se enfriarán lentamente por no tener otra fuente de energía alcanzando la región de enanas blancas.

Las estrellas de nuestro interés son precisamente las de masa intermedia, es decir,  $M_{\odot} \leq M_{*} \leq 4M_{\odot}$ .

Estas estrellas de baja masa, después de tener una "llamarada de helio" (en la fase de gigante roja), disminuyen rápidamente su luminosidad y aumentan su temperatura (ver Fig. 2), ocupando la región de la rama horizontal en el diagrama H-R. Luego de esta fase la estrella comenzará a transformar helio en carbono en una cáscara (además de la cáscara de quemado de hidrógeno que está más afuera), incrementando su luminosidad y disminuyendo su temperatura superficial a lo largo de la llamada "rama asintótica", dirigiéndose ahora al estado de supergigante roja. Es al final de esta "rama asintótica" que la supergigante roja pasa al estado de Nebulosa Planetaria.

Debido a que nuestro interés es el estudio de la etapa de transición de las estrellas gigantes rojas a nebulosas planetarias, centraremos nuestra atención a la evolución de la estrella a través de la "rama asintótica".

### Capítulo III

#### Estructura y composición química de envolventes de supergigante roja

Es nuestro interés estudiar los detalles de cómo una estrella deja el estado de supergigante roja para transformarse en una nebulosa planetaria.

En este capítulo estudiaremos los estados finales de una estrella supergigante roja, tanto en su estructura como en su composición química, comparándola posteriormente con un estado temprano de nebulosa planetaria.

##### a) Evidencia de emisión MASER

Uno de los elementos más abundantes en la mayoría de las estrellas supergigantes rojas es sin duda el hidrógeno, que puede existir en forma atómica o molecular en sus envolventes circunestelares. Un factor importante en la determinación de su composición química es el cociente C/O. En términos de este cociente han sido clasificados los espectros estelares como: a) ricos en oxígeno (estrellas K y M,  $C/O < 1$ ), b) ricos en carbono (estrellas R y N,  $C/O > 1$ ) y c) estrellas tipo S ( $C/O \approx 1$ ).

Debido a que las abundancias "normales" del medio interestelar son del orden de  $C/O < 1$ , se puede argumentar que las estrellas K y M ( $C/O < 1$ ) no han contaminado grandemente su superficie con materia sintetizada de su interior, mientras que las estrellas R y N ( $C/O > 1$ ) y las S ( $C/O \approx 1$ ) sí lo han hecho.

Por ejemplo, IRC + 10216 es una estrella rica en carbono y presenta una gran variedad de moléculas (Zuckerman 1980). En las frecuencias de radio se les ha detectado: CO, CN, CS, HCN, C<sub>2</sub>H, SiS, etc. y en el infrarrojo: C<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>. Además el cociente (SiS) / (SiO) es mucho mayor que la unidad y se observa la falta de HCO<sup>+</sup> y N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>.

Para envoltentes de estrellas ricas en oxígeno el cociente (SiS) / (SiO) es menor que la unidad y se observa emisión MASER\* de OH, H<sub>2</sub>O y SiO. La evidencia de emisión MASER implica que en la región emisora no hay equilibrio termodinámico (ver Apéndice 1).

La radiación MASER suele observarse durante la etapa de formación de las estrellas (Protoestrellas) o durante sus últimas etapas de evolución (gigantes o supergigantes rojas). Estas estrellas emiten la mayoría de su luminosidad ( $10^4 L_{\odot}$ ) en las regiones del rojo e infrarrojo, con lo cual se infiere que son frías y que posiblemente existe polvo alrededor de ellas.

La emisión MASER de OH se refiere principalmente a la emisión de su nivel base, de las cuatro transiciones posibles 1612, 1665, 1667 y 1720 MHz la que se observa con más intensidad en las gigantes rojas es la transición correspondiente a la frecuencia 1612 MHz.

Algunos parámetros típicos de MASERES circumstelares se muestran en la Tabla 1.

\* La palabra MASER es un acrónimo de las palabras en inglés microwave amplification by stimulated emission of radiation que significa literalmente amplificación de microondas debida a emisión estimulada de radiación.

TABLA 1

Parámetros típicos de MASERES circunestelares			
Parámetro	H <sub>2</sub> O	OH (1612 MHz)	SiO
T <sub>k</sub> (K)	400 - 1600	400 - 1600	250 - 3500
V <sub>e</sub> (km/seg)	5 - 50	5 - 80	2 - 15
D (cm)	10 <sup>14</sup>	10 <sup>15</sup>	<10 <sup>13</sup>
T <sub>B</sub> (K)	10 <sup>11</sup> - 10 <sup>12</sup>	10 <sup>9</sup> - 10 <sup>11</sup>	>10 <sup>3</sup>

T<sub>k</sub> es la temperatura cinética del gas, T<sub>B</sub> es la temperatura de brillo (temperatura equivalente si el flujo observado proviniera de un cuerpo negro), V<sub>e</sub> es el rango de velocidades radiales mostrado en su espectro y D es la distancia a la cual se encuentran de la estrella.

Actualmente se conocen alrededor de 400 estrellas de tipo tardío que emiten radiación MASER. Un ejemplo es VY CMa cuyo estado de evolución no es muy claro, sin embargo las observaciones de sus máseres de OH y H<sub>2</sub>O sugieren la existencia de una cáscara en expansión que implica una tasa de pérdida de masa de aproximadamente 10<sup>-5</sup> M<sub>☉</sub> / año.

Bowers et al. (1981) observaron 20 estrellas gigantes y supergigantes rojas rodeadas por máseres de OH usando el Very Large Array (VLA) encontrando que esa emisión proviene de una cáscara circunestelar que se expande simétricamente en la mayoría de las estrellas, siendo casi la mitad de estructura compleja. Además encontraron una

relación del tipo  $R \sim \dot{M}/V_e^2$ , donde R es el tamaño de la región en el que se presenta el maser de OH (1612 MHz) (desde  $\sim 10^2$  hasta  $> 10^4$  UA),  $V_e$  es la velocidad de expansión de la cáscara y  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa.

b) Pérdida de masa en estrellas tipo tardío

Cuando una estrella evoluciona alejándose de la secuencia principal, comienza a perder mayor cantidad de masa lo cual influye en su evolución posterior. Normalmente una estrella de baja masa, cuando se encuentra en la etapa de secuencia principal, tiene una tasa de pérdida de masa cercana a  $10^{-13} M_{\odot}$  /año, sin embargo cuando llega al estado de gigante roja alcanza valores de  $10^{-7} M_{\odot}$  /año y cuando llega al de supergigante roja puede llegar hasta valores de  $10^{-4} M_{\odot}$  /año.

Se sabe que entre más luminosa sea la estrella, mayor será la pérdida de masa. Frecuentemente se usa la relación de Reimers (1975) para calcular la tasa de pérdida de masa cuyo rango de validez está entre  $10^{-8}$  y  $10^{-6} M_{\odot}$  /año.

$$\dot{M} = -4 \times 10^{-13} \frac{L_{\star} R_{\star}}{M_{\star}} M_{\odot} / \text{año} \quad (6)$$

donde  $L_{\star}$ ,  $R_{\star}$  y  $M_{\star}$  están en unidades solares.

Observacionalmente (Bowers et al. 1981) se han obtenido tasas de pérdida de masa considerablemente más grandes que las predichas por la relación de Reimers (ecuación 6), las cuales se cree ocurren durante cortos períodos al final de la evolución de una supergigante roja.

A esta fase corta de alta pérdida de masa se le conoce como etapa del "Superviento" (Baud y Habing, 1983). Baud y Habing clasificaron al tipo de estrellas que presentan etapa de superviento ricas en oxígeno con emisión maser de OH en dos tipos: (a) Variables Mira de largo período, conocidas ópticamente y (b) fuentes puntuales en infrarrojo (IR) sin contraparte óptica, las cuales usualmente se encuentran a lo largo del plano galáctico y son conocidas como estrellas OH/IR. Las características de ambas estrellas aparecen en la Tabla 2.

TABLA 2

Característica	VARIABLES MIRA	ESTRELLAS OH/IR
Ópticamente visibles	Sí	No
Período	300-500 días	500-2000 días
Luminosidad	3000-15000 $L_{\odot}$	3000-15000 $L_{\odot}$
Flujo del pico de OH (1612 MHz)	1 - 10 Jy kpc <sup>2</sup>	50 - 1000 Jy kpc <sup>2</sup>
$V_e$	5 - 25 km seg <sup>-1</sup>	10 - 25 km seg <sup>-1</sup>
$\dot{M}$	$10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}$ /año	$10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}$ /año

En ambos tipos de estrellas se observa (Tabla 2) que la luminosidad de OH (1612 MHz) también aumenta.

Se cree que las estrellas que presentan esta etapa de superviento

son originalmente visibles, en general del tipo variables Mira con emisión de OH. Sus tasas de pérdida de masa aumentan, alcanzando la fase oscurecida de las estrellas OH/IR.

Baud y Habing obtienen una relación entre la luminosidad de OH por unidad de frecuencia y la tasa de pérdida de masa calculada de observaciones en el infrarrojo (ver ec. 7).

$$L_{\text{OH}} = 3 \times 10^{13} \left( \frac{\dot{M}}{V_e} \right)^2 \text{ Jy kpc}^2 \quad (7)$$

donde  $\dot{M}$  está en  $\{M_{\odot} / \text{año}\}$  y  $V_e$  está en  $\{\text{km/seg}\}$ .

Así, una estrella con alta luminosidad en OH debe estar al final de la etapa de superviento. La alta tasa de pérdida de masa posiblemente indica que se encuentra en el proceso de formar una envoltente circunestelar densa la cual es responsable de que la estrella sea ópticamente invisible y que quizás llegue a formar una nebulosa planetaria.

Se espera que estrellas ricas en carbono también evolucionen de tal manera que lleguen a formar nebulosas planetarias, sin embargo ellas no son capaces de formar máseres de OH (por ser relativamente deficientes en oxígeno y que el oxígeno disponible acaba en forma de CO). Por lo cual observacionalmente es difícil estudiar cómo las estrellas ricas en carbono evolucionan a un estado de "Superviento".

Knapp y colaboradores (1982) observaron la emisión de CO ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) de un conjunto de estrellas tipo tardío ricas en carbono,

obteniendo tasas de pérdida de masa entre  $10^{-5}$  y  $10^{-4} M_{\odot}$  /año.

Estas altas tasas de pérdida de masa indicarían que la estrella está al final de la etapa de supergigante roja, sin embargo no se puede afirmar hasta no realizar más observaciones que ayuden a dilucidar con más detalle la estructura y composición de las estrellas supergigantes rojas antes de esta etapa de "superviento".

c) Hidrógeno atómico y molecular en envolventes de estrellas tipo tardío

Dado que el hidrógeno es el elemento más abundante en la mayoría de las estrellas, es relevante describir las abundancias relativas de hidrógeno atómico y molecular como función de la distancia radial a la estrella. Haremos ésto siguiendo el modelo de Glassgold y Huggings (1983).

La estructura física que nosotros adoptaremos es de una envolvente de gas y polvo que se expande con simetría esférica de una estrella tipo tardío con temperatura fotosférica  $T_*$ . Por simplicidad nosotros supondremos una tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ) constante y que la velocidad radial del gas  $v(r)$  tiende a un valor constante (velocidad terminal  $V_0$ ) para grandes  $r$  lo cual implica que la densidad varía en forma asintótica con el radio como  $n(r) \propto 1/r^2$ .

Algunos de los parámetros típicos de este tipo de estrellas son: temperaturas fotosféricas ( $T_*$ ) entre 2000 y 3000 K, velocidad terminal ( $V_0$ ) entre 10 y 30  $\text{km s}^{-1}$  y tasas de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ) entre  $10^{-4}$  y  $10^{-6} M_{\odot}$  /año (Glassgold y Huggins, 1983).

Las dimensiones del sistema pueden ser caracterizadas por tres

radios:  $R_*$  es el radio fotosférico de la estrella;  $R_m(t)$  es el radio al límite exterior de la envolvente al tiempo  $t$ ; y  $R_0$  es donde comienza a formarse el polvo (ver Fig. 4).

La formación de polvo en la envolvente produce extinción y limita la información obtenible en el visible de la parte interna de la envolvente, con lo cual el tratamiento que podemos hacer es especulativo.

Observaciones de cáscaras circunestelares como por ejemplo la de IRC + 10216 (Cohen 1979; Knapp et al. 1982; Kwan y Linke 1982; Zuckerman 1980) sugieren los siguientes parámetros para la envolvente.

$$R_* \simeq 10^{14} \text{ cm}, R_0 \simeq 3 \times 10^{15} \text{ cm}, R_m \simeq 10^{18} \text{ cm}, T_* \simeq 2200 \text{ K}, V_e = 17 \text{ km/seg y } \dot{M} \simeq 10^{-4} M_\odot/\text{año}$$

Una manera de estudiar la estructura química de la envolvente es resolver en forma general las ecuaciones diferenciales (en forma euleriana) para los flujos de densidad de hidrógeno atómico y molecular,  $n(\text{HI})$  y  $n(\text{H}_2)$ , respectivamente, en términos de la velocidad  $v(r)$ , tomando a la estrella como origen de coordenadas (ver Apéndice 2).

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + v \left( \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2}{r} \right) + \frac{dv}{dr} \right] n(\text{H}) = 0 \quad (8)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) X_2 = P - D X_2 \quad (9)$$

Donde  $n(\text{H}) = n(\text{HI}) + 2 n(\text{H}_2)$  es la densidad total de núcleos de hidrógeno,  $X_2 = n(\text{H}_2)/n(\text{H})$ , y  $P$  y  $D$  son los procesos de producción y destrucción respectivamente. Dado que los procesos de producción ( $P$ ) y de destrucción ( $D$ ) son distintos en distintas partes de la en-

volvente, es difícil obtener una solución general de las ecuaciones (8) y (9) para toda la envolvente y lo que se hace es encontrar una solución aproximada e independiente para cada región característica de ella.

Discutiremos a continuación cada una de las regiones presentadas en la Fig. 4.

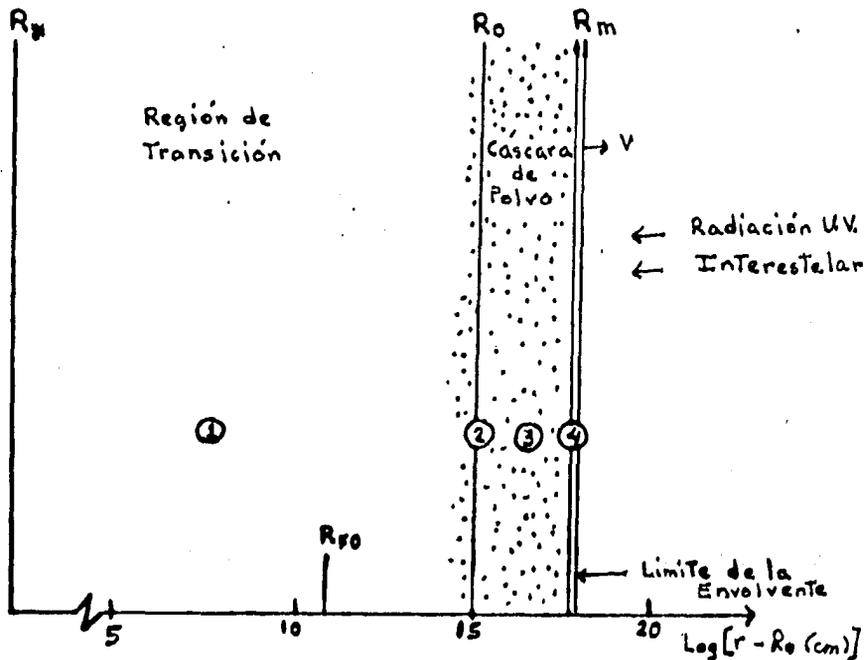


Fig. 4. Esquema de las regiones más importantes de distribución de hidrógeno atómico y molecular en la cáscara circumestelar. (1) Región de transición; (2) Superficie interna de la cáscara de polvo; (3) Interior de la cáscara de polvo; (4) Capa exterior de la cáscara de polvo, donde ocurre la fotodisociación.

La región de transición,  $R_* < r < R_0$ , se extiende desde la fotosfera de la estrella hasta donde comienza a formarse el polvo.

El hidrógeno surge de la fotosfera en forma predominantemente neutra. El equilibrio en las abundancias de H y  $H_2$ , tomando en cuenta la presión y temperatura en la región, es mantenido primeramente por reacciones de tres cuerpos ( $H + H_2 \rightleftharpoons 3H$ ,  $H_2 + H_2 \rightleftharpoons H_2 + 2H$ ).

Conforme el viento abandona la superficie de la estrella, la temperatura y la densidad de este gas disminuyen. Cuando  $n \leq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  las reacciones de tres cuerpos que transforman hidrógeno atómico en molecular y viceversa cesan, congelándose la abundancia relativa de estas dos especies, es decir que las abundancias de hidrógeno atómico y molecular se mantienen constantes al valor que ahí tenían. Este congelamiento (en inglés es conocido como freeze-out) hace que, de acuerdo a la temperatura de la estrella, el gas en la base del viento sea predominantemente molecular ( $T_* < 2500 \text{ K}$ ) o predominantemente atómico ( $T_* > 2500 \text{ K}$ ).

Crudamente se estima que el congelamiento (FO) ocurre rápidamente antes de que el viento viaje una distancia a partir de la fotosfera del orden de un radio estelar ( $10^{12} \text{ cm}$ ).

El congelamiento de la abundancia de  $H_2/H$  condujo a Glassgold y Huggins a definir la razón de abundancia relativa  $f_{FO} = \frac{n(H_2)}{n(H)}$ , donde  $n(H_2)$  es el número de moléculas de  $H_2$  y  $n(H)$  es el número de átomos más moléculas, el cual, para estrellas frías ( $T_* < 2500 \text{ K}$ ) es cercano a la unidad y para estrellas calientes ( $T_* > 2500 \text{ K}$ ) es menor que uno. Es posible considerar a  $f_{FO}$  como condición inicial en el análisis de

la abundancia química del hidrógeno en la envoltura. Conforme la estrella continúa perdiendo masa, al alejarse el material se empezará a enfriar, formando moléculas con estructuras cada vez más complicadas. Esto se observa principalmente en estrellas ricas en carbono (Huggins y Glassgold, 1982). De esta manera creemos se empezará a formar una cáscara densa de polvo y moléculas pesadas a una distancia entre  $10^{15}$  y  $10^{16}$  cm de la fotosfera de la estrella (ver Fig. 4).

El polvo en la envoltura es calentado directamente por la radiación UV de la estrella, alcanzando temperaturas que van desde 200 a 500 K en la zona de formación de polvo y moléculas. Estos granos de polvo pueden servir como catalizadores para formar moléculas, principalmente de hidrógeno, lo cual cambiaría el cociente  $n(\text{H}_2)/n(\text{H})$ .

La formación de  $\text{H}_2$  mediante la colisión de dos átomos de hidrógeno es muy poco probable, debido a que ésta es una reacción exotérmica, es decir, libera una energía de 4.4eV, de ahí la necesidad de un tercer cuerpo que sirva como catalizador, el cual absorberá esta energía extra que de lo contrario haría que la molécula se disociara rápidamente. La tasa de formación de  $\text{H}_2$  sobre la superficie de los granos de polvo está dada en la ecuación (10).

$$\frac{dn(\text{H}_2)}{dt} = R_{\text{Gr}} n(\text{H}) n(\text{H}) \quad (10)$$

donde  $R_{\text{Gr}}$  es el coeficiente de formación de moléculas que depende de la probabilidad de adherencia y recombinación y del área efectiva del grano.

$$R_{\text{Gr}} = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle E_p$$

donde  $\gamma$  es la fracción de átomos de H que se pegan al grano de polvo. Si el grano está muy caliente los átomos de hidrógeno serán evaporados antes de que ellos tengan tiempo de migrar sobre la superficie y combinarse con otro átomo de hidrógeno formando una molécula.

Normalmente para condiciones del medio interestelar  $\gamma \approx 0.3$ ,  $\langle W_H \rangle$  es la velocidad promedio de las partículas de hidrógeno, tomando esta velocidad a una temperatura de 80 K y  $\Sigma_p = 1.0 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ , donde  $\Sigma_p$  es la sección efectiva de un grano por núcleo de hidrógeno. De esta manera el valor usual de esta constante es  $R_{Gr} = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Spitzer, 1978). La densidad total de núcleos de hidrógeno es  $n(H)$  y la densidad de hidrógeno atómico es  $n(HI)$ .

Para las temperaturas que se alcanzan en la región de  $10^{15}$  a  $10^{16}$  cm es probable que el grano de polvo esté demasiado caliente como para que la producción de  $H_2$  sea eficiente.

El problema de recombinación de granos de hidrógeno sobre granos calientes ha sido estudiado bajo el concepto de temperatura crítica o máxima del polvo para la formación eficiente de moléculas de hidrógeno.

Varias han sido las personas que se han dedicado al cálculo de esta temperatura crítica ( $T_{CR}$ ).

Goodman (1978) propone que las impurezas y los defectos podrían producir un gran incremento de  $T_{CR}$  y él obtiene una temperatura crítica de 100 K, arriba de la cual la formación de  $H_2$  es poco eficiente. Por otro lado Barlow y Silk (1976) consideran que la temperatura crítica podría ser  $\sim 300$  K, con lo cual podría haber formación de  $H_2$  en la zona mencionada.

Por otro lado Glassgold y Luggins (1983), basándose en los perfiles de temperatura obtenidos de observaciones en infrarrojo del polvo para IRC + 10216 esperan que la región de formación de  $H_2$  en la cáscara de polvo comience a un radio  $R_0 > 10^{15}$  cm, probablemente  $10^{16}$  cm. Para obtener una tasa de producción grande de  $H_2$  se requiere que la pérdida de masa sea mayor o igual a  $10^{-4} M_{\odot}$  /año. De la misma manera si la temperatura crítica fuera tan alta como  $\sim 500$  K, ellos creen que habrá formación efectiva de  $H_2$  y la mínima tasa de pérdida de masa requerida será del orden de  $10^{-5} M_{\odot}$  /año.

A la parte interna de la envoltente no le llega mucha radiación UV del medio interestelar ya que la mayor parte de ella es absorbida por los granos de polvo,  $H_2$  y moléculas pesadas ( $CO$ ,  $C_2H_2$ ).

Conforme nos adentramos a la cáscara de polvo (yendo de adentro hacia afuera) toda la actividad química cesará, excepto la fotodisociación que comenzará a ser importante en la orilla exterior de la envoltente. La radiación ultravioleta interestelar que logra penetrar será capaz de disociar moléculas.

El hidrógeno molecular es destruido por la radiación en la banda de longitud de onda entre 912-1108 Å. Esta fotodisociación producirá hidrógeno atómico en la orilla exterior de la envoltente, lo que altera el cociente  $n(H_2) / n(H)$ .

La región de transición en la superficie de la envoltente (ver región marcada como 4 en la Figura 4) es tan pequeña que resulta de poca importancia desde el punto de vista observacional. En esta región no sólo se da la fotodisociación de  $H_2$  sino también existe la posibilidad de producir hidrógeno atómico de la fotodisociación de

moléculas pesadas, no obstante esta producción resulta insignificante, debido a que la cantidad de hidrógeno molecular en la envoltura es mayor que la de las moléculas pesadas.

La conclusión a la que llegan Glassgold y Huggins es que la abundancia de hidrógeno atómico y molecular en la envoltura está íntimamente relacionada con la temperatura de la estrella central. Para estrellas muy calientes ( $T_* \approx 3000\text{K}$ ) se espera que el hidrógeno en la parte interna de la envoltura, después del congelamiento (FO) sea atómico, mientras la formación de  $\text{H}_2$  sobre los granos de polvo no sea eficiente. Para estrellas muy frías ( $T_* \leq 2000\text{K}$ ) con una envoltura muy gruesa, el hidrógeno será principalmente molecular excepto en la orilla exterior de la envoltura, donde ocurre la fotodisociación.

La figura 5 muestra una representación esquemática de la distribución de hidrógeno para dos cáscaras gruesas circunestelares ( $R_m = 6.3 \times 10^{17}\text{cm}$  y  $\dot{M} = 4 \times 10^{-5} M_\odot/\text{año}$ ) con temperaturas fotosféricas de 2000 y 3000 K, respectivamente. Las cuatro regiones que aparecen a diferentes radios son las mismas que en la figura 4. La curva quebrada muestra el efecto que se produciría si la formación de  $\text{H}_2$  sobre los granos calientes fuera muy eficiente. Para  $T_* = 3000\text{K}$  la envoltura es predominantemente atómica; mientras que para  $T_* = 2000\text{K}$  la envoltura es principalmente molecular, casi independientemente de lo que ocurre en la envoltura.

Si la formación de  $\text{H}_2$  sobre granos es ineficiente, la abundancia de hidrógeno permanece constante luego del congelamiento (FO), antes de que la fotodestrucción de  $\text{H}_2$  comience a ser efectiva en la orilla de la cáscara.

De acuerdo a lo anterior, el hidrógeno atómico solo puede ser detectable en nebulosas con progenitoras relativamente calientes ( $T_* > 2500\text{K}$ ).

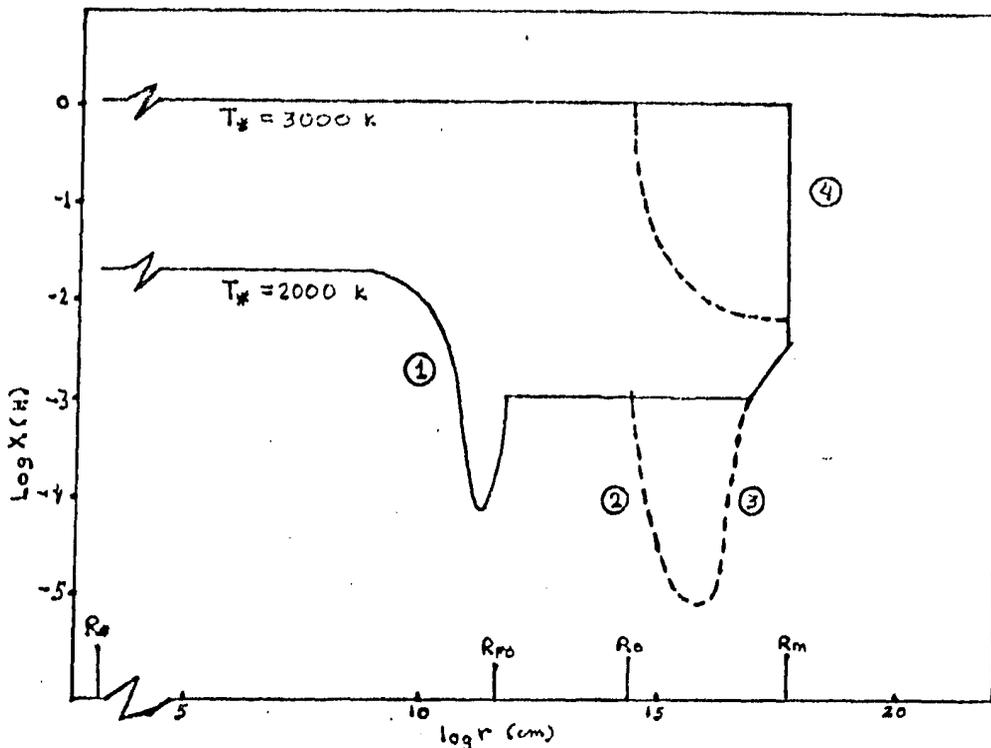


Fig. 5

En esta figura se muestra esquemáticamente cual sería la distribución de hidrógeno para dos envolventes circunestelares con temperaturas de 3000 y 2000K. La línea quebrada muestra el caso don de la formación de  $\text{H}_2$  sobre el polvo es eficiente (Glassgold y Huggins 1983).

Estas estrellas presentan también un considerable enriquecimiento de nitrógeno. Este es el caso de NGC6302 donde se ha detectado hidrógeno atómico (Rodríguez y Moran 1982). Dicha nebulosa tiene uno de los cocientes N/O más grandes observados en nebulosas planetarias (Peimbert y Torres-Peimbert 1983) y su estrella central es muy caliente (Rodríguez et.al. 1985), por lo tanto, probablemente tuvo una progenitora relativamente masiva y caliente. Igualmente, NGC2440 es una nebulosa planetaria que podría tener HI asociado (Rodríguez y García-Barreto 1984) y es rica en nitrógeno.

## Capítulo IV

### a) Formación de un núcleo estelar caliente

Al finalizar la etapa de superviento, la estrella se despoja casi totalmente de su envolvente quedando sólo un núcleo denso que dará origen a una estrella caliente, que será el núcleo de nebulosa planetaria. Al aumentar la temperatura superficial de la estrella ésta comenzará a ionizar los alrededores de la envolvente que continúa desplazándose con una velocidad terminal  $V_0$  (10-30 km/s). Esta velocidad terminal se adquiere cuando el viento ha recorrido varios radios estelares.

Cuando la estrella comienza a ionizar el material que la rodea crea el llamado frente de ionización que se desplaza a una velocidad mucho mayor que  $V_0$  ( $V_{FI} = c$  para  $t = 0$ ) en las primeras etapas de la ionización de la envolvente. Inicialmente el frente de ionización parte a la velocidad de la luz y disminuye en el momento que el flujo ionizante se hace relativamente pequeño, tanto por la dilución geométrica como porque parte de los fotones ionizantes son absorbidos en la región interior.

La estrella central ioniza a la envolvente, ya sea en todo su volumen o en parte de él, de tal manera que nosotros podemos detectar emisión en radio continuo de la región ionizada (Spergel, Giuliani y Knapp 1983).

Para saber cuándo es posible ionizar a toda la envolvente o cuándo no, necesitamos conocer cómo evoluciona el frente de ionización para distintos parámetros iniciales.

### b) Evolución del Frente de Ionización

Siguiendo el planteamiento de Spergel et al. (1983) examinaremos la ionización de la envolvente producida por una estrella con una tasa de pérdida de masa constante ( $\dot{M}$ ) en un intervalo de  $2.5 \times 10^4$  años y con una velocidad terminal  $V_0$  constante ( $V_0 \simeq 30$  km/s). Aunque el estado del hidrógeno es incierto, se supondrá que está en forma atómica.

Al tiempo  $t = 0$  supondremos que el proceso de pérdida de masa se detiene y el núcleo se enciende, mientras la envoltura continúa desplazándose a velocidad  $V_0$ . Despreciaremos el efecto que produciría un viento rápido de la estrella central sobre la envoltura, el cual puede dar origen a una cáscara muy densa, tal como se observa en NGC7027 (Bignell 1983).

La tasa de fotones ionizantes de la estrella  $N_*$  (t) se obtiene a partir de los modelos de Paczynski (1971) (ver Figura 6), y depende principalmente de la masa del núcleo estelar. Por simplicidad nosotros tomaremos dos modelos para la tasa de fotones ionizantes de la estrella central, uno constante y otro que disminuye con el tiempo.

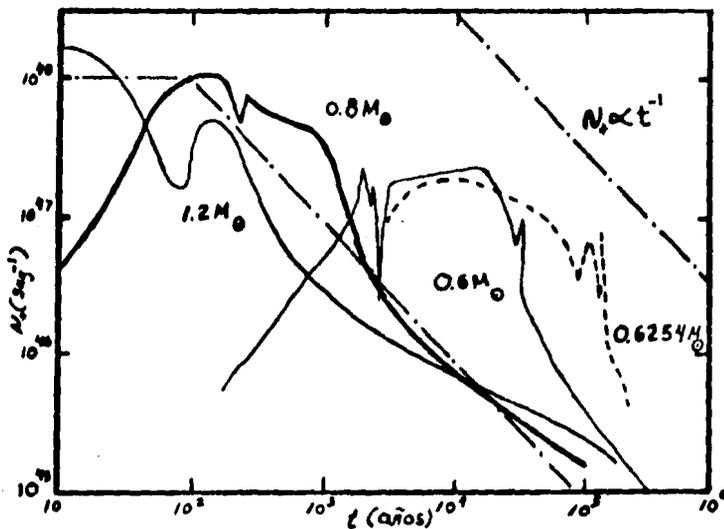


Fig.6. Variación temporal de la tasa de fotones ionizantes ( $N_*$ ) para núcleos de planetarias con distintas masas; Paczynski 1971 (-); Härm y Schwarzschild 1975 (- - -). La aproximación tomada por nosotros a la tasa de fotones ionizantes (- · - ·) ha sido de  $N_* = \text{constante}$  para  $0 < t < 10^2$  años y de  $N_* \propto t^{-1}$  a partir de  $t = 10^2$  años.

El número de fotones ionizantes por unidad de área por unidad de tiempo a un radio dado es obtenido de la siguiente manera. La tasa de fotones ionizantes empleados en mantener ionizado el volumen esférico que va de  $R_1$  (el radio interior de la cáscara) al radio  $r$  está dado por:

$$N_R(r) = 4 \pi \int_{R_1}^r r'^2 \alpha^{(2)} n_e n_i dr' \quad (11)$$

Donde  $\alpha^{(2)}$  es el coeficiente de recombinación del hidrógeno para niveles mayores o iguales que 2,  $n_e$  y  $n_i$  son las densidades de electrones y protones respectivamente.

$N_R$  es el número de recombinaciones por unidad de tiempo al radio  $r$  partiendo de un radio inicial  $R_1$  ( $R_1 = V_0 t$ ) (ver Figura 7).

Sustituyendo en (11)  $n_e = n_i = A r^{-2}$  y suponiendo simetría esférica tenemos:

$$\begin{aligned} N_R &= 4 \pi \int_{R_1}^r r'^2 \alpha^{(2)} \frac{A^2}{r'^4} dr' \\ &= 4 \pi A^2 \alpha^{(2)} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{r} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

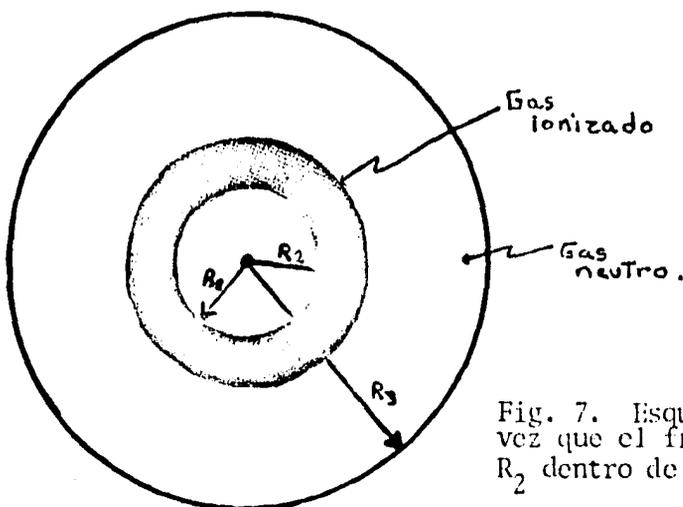


Fig. 7. Esquema de la parte interior de la envoltura, a la vez que el frente de ionización ha avanzado una distancia  $R_2$  dentro de la cáscara de radio interior  $R_1$  y exterior  $R_3$ .

$R_1 = V_0 t$  es el radio interior de la envolvente;  $R_2$  es el radio del frente de ionización y  $R_3$  es el radio exterior de la envolvente,  $R_3 = R_1 + V_0 \Delta t$ , donde  $\Delta t$  es la duración del superviento. El número de fotones ionizantes por unidad de tiempo al radio  $r$  está dado por el número de fotones ionizantes estelares menos el número de recombinaciones interiores a  $r$ ;

$$N(r) = N_*(t) - N_R(r) \quad (13)$$

Sustituyendo (12) en (13) obtenemos:

$$N(r) = N_*(t) - 4 \pi A^2 \alpha^{(2)} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{r} \right) \quad (14)$$

La velocidad del frente de ionización está dada por:

$$\dot{R}_2 = V_0 + \frac{N(R_2)}{4 \pi n_e R_2^2} \quad (15)$$

(Spitzer 1978).

Sustituyendo (14) en (15) tenemos:

$$\begin{aligned} \dot{R}_2 &= V_0 + \frac{N_*(t) - 4 \pi A^2 \alpha^{(2)} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)}{4 \pi R_2^2 n_e} \\ \dot{R}_2 &= V_0 + \frac{N_*(t)}{4 \pi R_2^2 n_e} - \frac{A^2 \alpha^{(2)}}{R_2^2 n_e} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \\ \dot{R}_2 &= V_0 + \frac{N_*(t)}{4 \pi A} - A \alpha^{(2)} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

Donde  $A = \frac{\dot{M}}{4 \pi m_H V_0} = n_i r^2$

Si la tasa de fotones ionizantes varía con el tiempo aproximadamente en la forma  $N_*(t) \propto 1/t$  (Giuliani 1981), lo que muestra la expresión (16) es que el frente de ionización se propagará muy lentamente para grandes tasas de pérdida de masa; incluso se puede dar el caso de que no ionice a toda la envoltura, contribuyendo ésta con material neutro al medio interestelar. En contraste, con una tasa de fotones ionizantes constante en el tiempo siempre se alcanza a ionizar toda la región, dado suficiente tiempo.

El polvo en la envoltura circunestelar hace más lento el avance del frente de ionización. Veamos a continuación como se modifican las ecuaciones anteriores al introducir absorción por polvo.

La ecuación (11) se modificará de la forma:

$$\frac{dN(r)}{dr} = 4 \pi r^2 \alpha^{(2)} n_e^2 - \pi a^2 n_d N(r) \quad (17)$$

(Kwok y Purton 1979), donde  $n_p = Cr^{-2}$  es la densidad de polvo la cual supondremos que también varía inversamente al cuadrado de la distancia y  $\pi a^2$  es la sección recta promedio que el polvo presenta a la radiación ionizante.

Integrando la ecuación (17) se tiene (ver Apéndice 3)

$$N(r) = \left[ N_*(t) + N_c \right] \exp \left[ \pi a^2 C \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R_1} \right) \right] - N_c \quad (18)$$

$$\text{Donde } N_c = \frac{4A^2 \alpha^{(2)}}{a^2 C} \quad \text{y} \quad \Sigma_d = \frac{na^2 C}{A} = 10^{-21} \text{ cm}^2 \quad (19)$$

$\Sigma_d$  es el área proyectada de los granos de polvo por núcleo de hidrógeno en el gas (Spitzer 1978), sustituyendo (19) en (18) obtenemos

la tasa de fotones ionizantes al radio  $R_2$ .

$$N(R_2) = \left[ N_*(t) + N_c \right] \exp \left[ \Sigma_d A \left( \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \right] - N_c \quad (20)$$

Sustituyendo (20) en la expresión para la velocidad del frente de ionización (15) tenemos::

$$\dot{R}_2 = V_0 + \frac{\left[ N_*(t) + N_c \right] \exp \left[ \Sigma_d A \left( \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \right] - \frac{\alpha^2}{\Sigma_d}}{4\pi A} \quad (21)$$

Para conocer cómo evoluciona el frente de ionización  $R_2$  en función del tiempo tanto para el caso sin polvo como para el caso con polvo resolvimos las ecuaciones (16) y (21) numéricamente, dando los siguientes valores para los parámetros utilizados:

$$\begin{aligned} V_0 &= 30 \text{ km seg}^{-1} & \alpha^{(2)} &= 1.5 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \\ N_c &= 1.9 \times 10^9 \text{ A s}^{-1} & \Sigma_d &= 1.0 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \\ A &= \frac{4.8 \times 10^{22}}{V_0} \text{ M cm}^{-1} \end{aligned}$$

Se utilizaron valores para  $\dot{M}$  desde  $2.0 \times 10^{-5} M_\odot$  /año hasta  $2.0 \times 10^{-4} M_\odot$  /año, junto con dos modelos para el flujo ionizante de la estrella central; uno constante  $N_* = 1.0 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ , y otro decreciendo con el tiempo  $N_*(t) = 3.1 \times 10^{57} t^{-1}$ . Cabe aclarar que en el intervalo  $0 < t < 10^2$  años hemos tomado una tasa constante y para  $t > 10^2$  años hemos considerado que disminuye con el tiempo.

Los resultados se muestran en la Figura 8 donde se observa que entre mayor sea la tasa de pérdida de masa, más lentamente se propagará el frente de ionización en la envoltente debido a que éste ahora

tendrá más masa que ionizar. La distancia del radio interior  $R_1$  al radio exterior  $R_3$  permanece siempre constante y  $R_2$  es el que varía a lo largo del tiempo hasta su valor máximo ( $R_3$ ) que es cuando la envoltente queda totalmente ionizada. Estas figuras son una reproducción de los resultados obtenidos por Spergel et al. (1983).

Las Figuras 8(a) y 8(b) son la solución a la ecuación (16) para el caso de una envoltente sin polvo y con polvo respectivamente y con una tasa de fotones ionizantes constante. En 8(b) se observa cómo la presencia del polvo hace que la velocidad del frente de ionización disminuya.

No obstante, tanto en un caso como en otro, la envoltente siempre se alcanza a ionizar para un tiempo menor o igual que  $10^4$  años.

El caso más interesante es, sin duda, el que se muestra en las Figuras 8(c) y 8(d) para una tasa de fotones ionizantes  $N_*$  que disminuye con el tiempo. Para tasas de pérdida de masa menores o iguales que  $8 \times 10^{-5} M_{\odot}$  /año la envoltente siempre se alcanza a ionizar totalmente para  $T \leq 10^4$  años.

En cambio, para tasas de pérdida de masa muy grandes ( $\dot{M} \geq 10^{-4}$  / año) se observa que el núcleo de la estrella es incapaz de ionizar a toda la envoltente en un tiempo  $t \leq 10^4$  años.

Como este tiempo es similar al período durante el cual las nebulosas planetarias son observables ( $10^5$  años), esperamos encontrar casos con la parte externa de su envoltente en forma neutra.

Algunos ejemplos de nebulosas planetarias con la parte externa de su envoltente en forma neutra son NGC7027 y NGC6302.

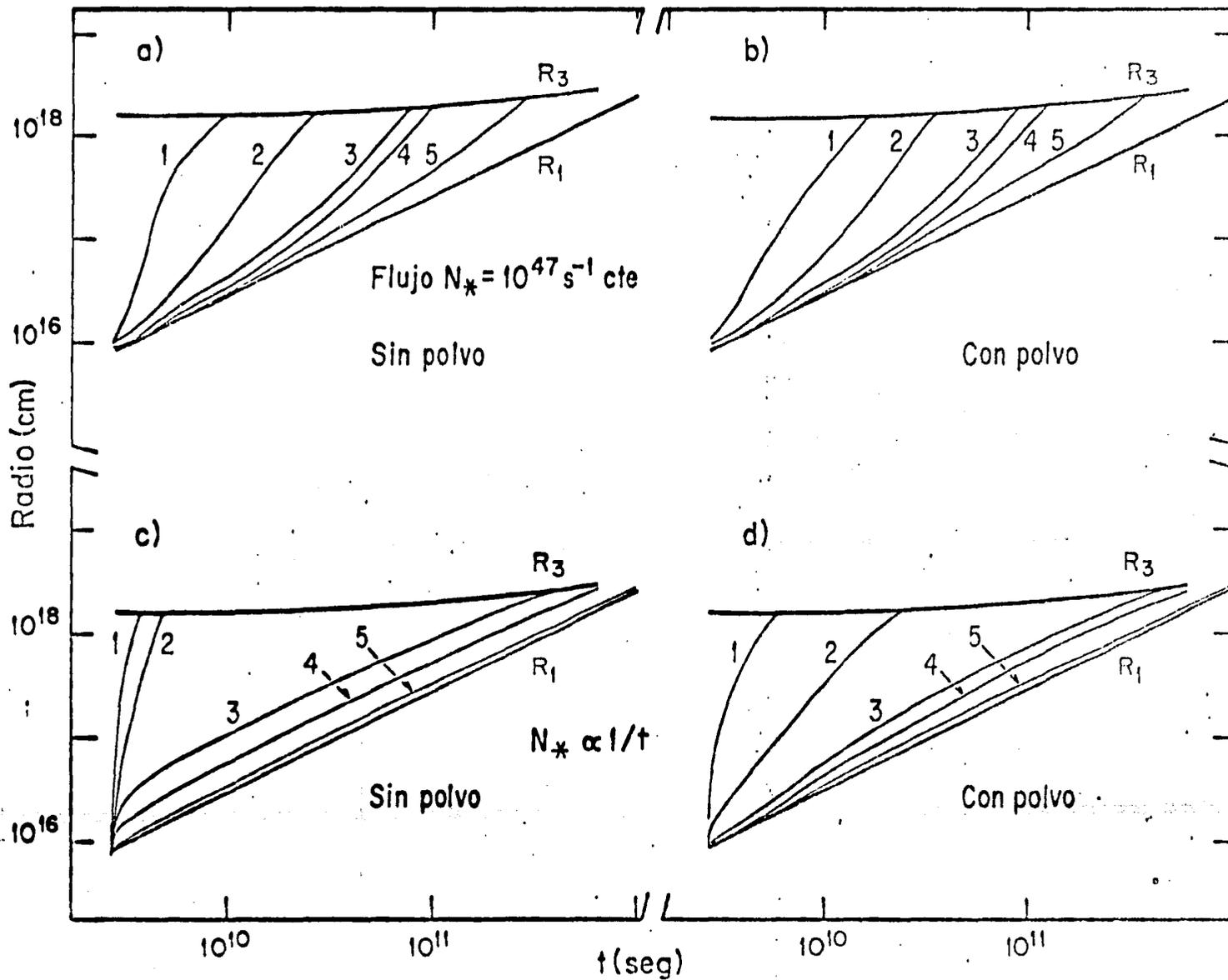


Fig.8. Evolución temporal del frente de ionización para distintas tasas de pérdida de masa: (1)  $M = 2 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ; (2)  $M = 4 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ; (3)  $M = 8 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ; (4)  $M = 1 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$ ; (5)  $M = 2 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$ .  $R_1$  y  $R_3$  son el radio interior y exterior de la cáscara respectivamente.

c) Predicción del continuo de Radio

Una vez que la estrella se despoja de su envolvente, los fotones ultravioleta del núcleo caliente comenzarán a ionizar la parte interior de la cáscara.

La región ionizada emitirá radiación de continuo por medio del proceso libre-libre (bremsstrahlung). Así entonces, siguiendo el modelo de Kwok (1977) calcularemos el espectro que presentaría una nebulosa planetaria como función del tiempo.

Suponiendo que la temperatura electrónica es uniforme, el flujo que detectaríamos para cada cáscara cilíndrica de radio  $q$  está dado por:

$$dF_{\nu} = \frac{B_{\nu}(T)}{D^2} \left[ 1 - e^{-\tau(q)} \right] 2\pi q dq \quad (22)$$

(Wright y Barlow 1975), donde  $B_{\nu}(T)$  es la función de Planck,  $\tau(q)$  es la profundidad óptica a lo largo de la línea de visión y  $D$  es la distancia al objeto (ver Fig. 9).

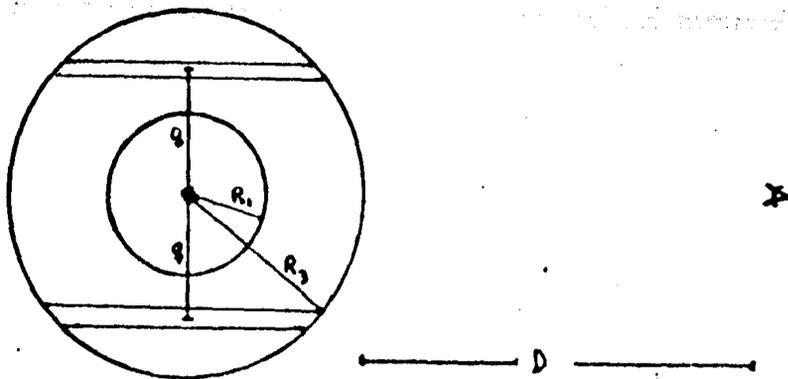


Fig. 9. Para calcular el flujo en Radio Sv se integra sobre cáscaras cilíndricas de radio  $q$ .  $R_1$  y  $R_2$  son el radio interior y exterior de la cáscara respectivamente y  $D$  es la distancia al objeto.

Suponiendo ionización completa y una ley de cuadrado inverso para la densidad, tenemos:

$$n = \frac{\dot{M}}{4\pi \mu m_H V_o r^2}$$

$\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa de la estrella

$V_o$  es la velocidad terminal del viento

$\mu$  es el peso atómico promedio del gas

$m_H$  es la masa del átomo de hidrógeno

Si  $R_1$  y  $R_3$  son el radio interior y radio exterior de la cáscara respectivamente, entonces, podemos escribir la profundidad óptica para  $q > R_1$  y  $q < R_1$

$$\begin{aligned} \tau(q) &= K(\nu, T) \int_{-(R_3^2 - q^2)^{\frac{1}{2}}}^{(R_3^2 - q^2)^{\frac{1}{2}}} n^2 dl, \quad q > R_1 \\ &= \frac{K(\nu, T)}{q^3} \left( \frac{\dot{M}}{4\pi \mu m_H V_o} \right)^2 \left[ \frac{q}{R_3} \left( 1 - \frac{q^2}{R_3^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \cos^{-1} \left( \frac{q}{R_3} \right) \right] \quad (23) \end{aligned}$$

Por otro lado:

$$\begin{aligned} \tau(q) &= 2 K(\nu, T) \int_{(R_1^2 - q^2)^{\frac{1}{2}}}^{(R_3^2 - q^2)^{\frac{1}{2}}} n^2 dl, \quad q < R_1 \\ &= \frac{K(\nu, T)}{q^3} \left( \frac{\dot{M}}{4\pi \mu m_H V_o} \right)^2 \left[ \cos^{-1} \left( \frac{q}{R_3} \right) - \cos^{-1} \left( \frac{q}{R_1} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{q}{R_3} \right) \left( 1 - \frac{q^2}{R_3^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \left( \frac{q}{R_1} \right) \left( 1 - \frac{q^2}{R_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (24) \end{aligned}$$

Donde:

$$K(\nu, T) = 3.7 \times 10^8 \left[ 1 - \exp(-h\nu/KT) g_\nu(T) T^{-\frac{1}{2}} \nu^{-3} \right]$$

El factor de Gaunt que utiliza Kwok abarca gran parte del espectro pero es inexacto. El que utilizaremos nosotros es sólo aplicable para la región de radio pero nos da una mejor aproximación:

$$g_\nu = 9.77 \left[ (1 + 0.130) \text{Log} \frac{T_e^{3/2}}{\nu} \right]$$

(Scheuer 1960).

Hay que hacer notar que a la fórmula (2) de Kwok (ver ec. (24) en este trabajo) le falta un factor de 2 que nosotros hemos incluido. Sustituyendo la expresión para  $Z(q)$  en (20) e integrando sobre  $q$  uno obtiene la densidad de flujo para cada frecuencia y cambiando los radios interior y exterior, de acuerdo a lo calculado en la sección anterior, es posible obtener el flujo en función del tiempo. La integración fue hecha numéricamente para los parámetros siguientes:

Tasa de pérdida de masa,  $\dot{M} = 1 \times 10^4 M_\odot$  /año

Velocidad terminal,  $V_\infty = 30$  km/s

Distancia a la cáscara,  $D = 1$  kpc

Temperatura electrónica,  $T_e = 10^4$  K

Peso atómico promedio,  $\mu = 1$

Se consideró que la nebulosa tenía polvo y que la tasa de fotones ionizantes ( $N_*$ ) disminuía con el tiempo de acuerdo al tratamiento de Spergel, Giuliani y Knapp (1983).

Los espectros de continuo obtenidos para diferentes tiempos se muestran en la Figura 10.

Igualmente los flujos como función del tiempo a diferentes frecuencias se muestran en la Figura 11.

Las curvas de la Figura 10 ( $S_\nu$  vs.  $t$ ) muestran como para objetos jóvenes ( $t \sim 10^9 - 3 \times 10^{10}$  s) su flujo crece con el tiempo a pesar de que la tasa de fotones ionizantes disminuye. Esto es así debido a que la nebulosa originalmente es muy pequeña y ópticamente gruesa y su flujo aumenta como la dimensión al cuadrado.

Con el tiempo la nebulosa se expande hasta volverse ópticamente delgada y el flujo ahora disminuye lentamente.

Las Figuras 10 y 11 son equivalentes. En la Fig. 11 vemos que para altas frecuencias el espectro es el de una región ópticamente delgada (donde toda la radiación producida logra escapar). Existe una frecuencia de quiebre para la cual el índice espectral cambia de positivo a negativo. Esta frecuencia nos determina cuando la región pasa de ser ópticamente gruesa a ópticamente delgada. Mientras más joven es la nebulosa, mayor es su frecuencia de quiebre.

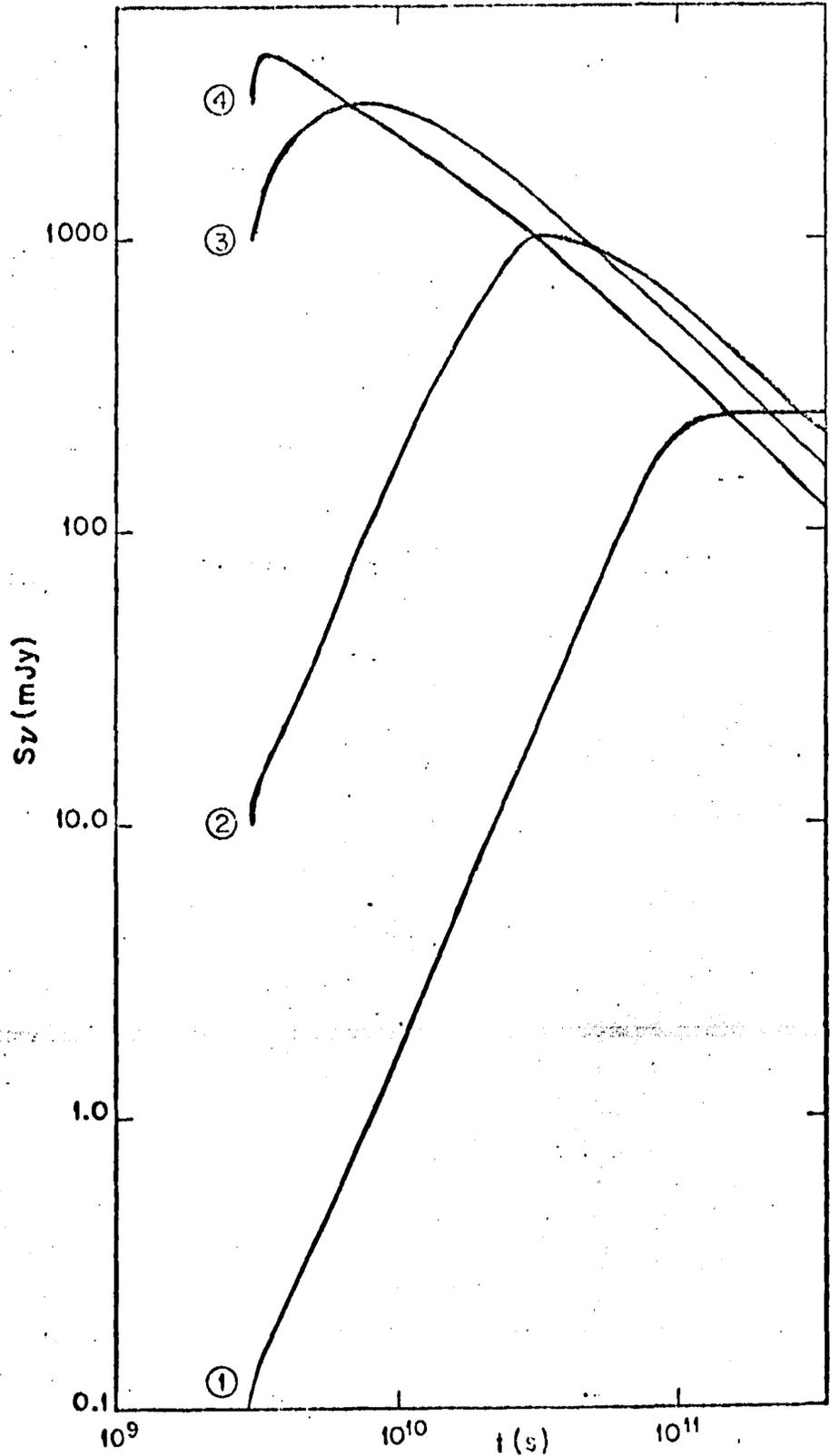


Fig.10. En esta figura se muestra como varía el flujo de radio como función del tiempo para diferentes frecuencias: (1)  $\nu=0.1$  GHz, (2)  $\nu=1$ GHz, (3)  $\nu=10$ GHz, (4)  $\nu=100$ GHz.

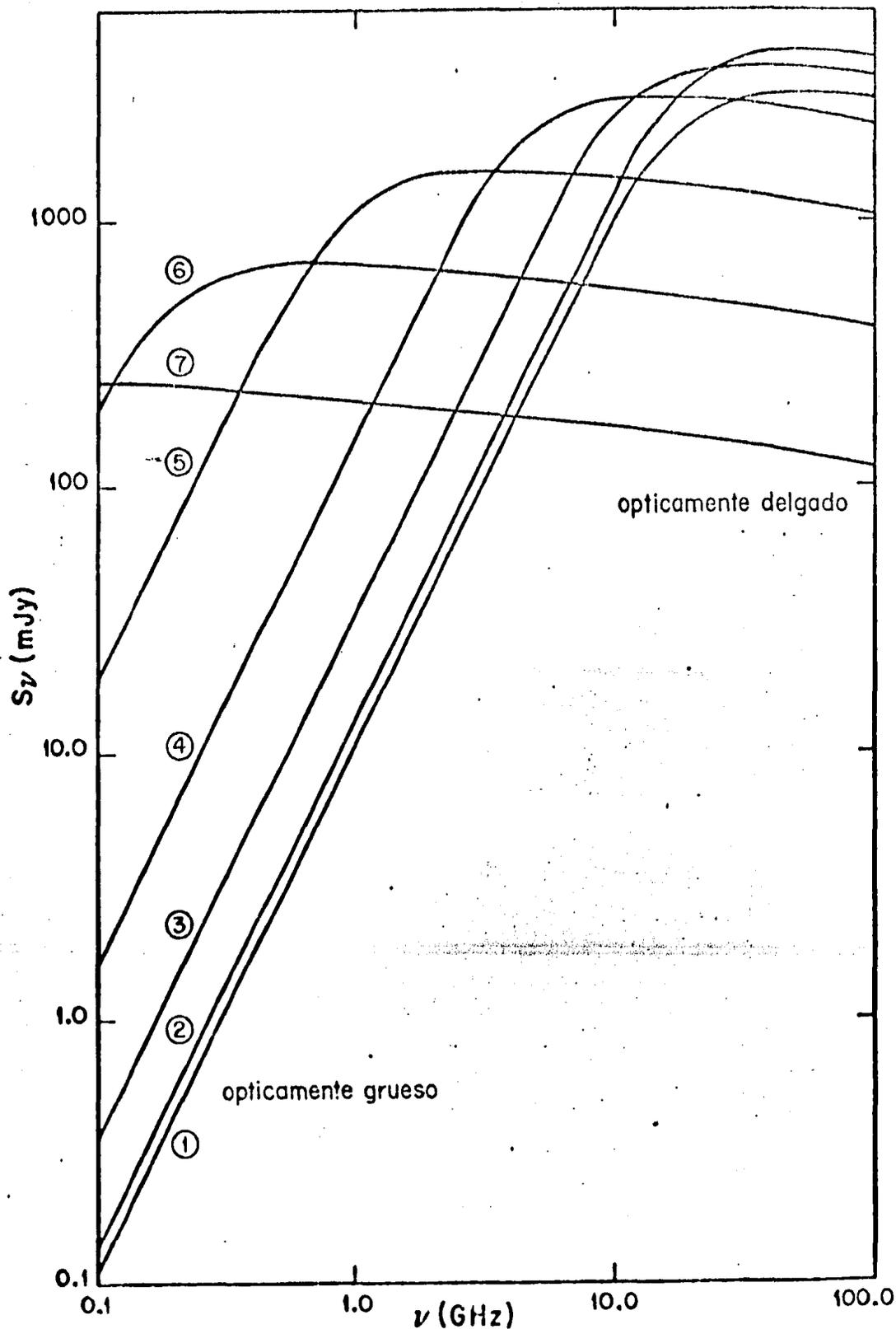


Fig. 11. Espectro de radio como función del tiempo para el modelo de nebulosa planetaria discutido en el texto. Los tiempos correspondientes a cada curva son; (1)  $t=3.1 \times 10^9$  s, (2)  $t=3.2 \times 10^9$  s, (3)  $t=4.93 \times 10^9$  s, (4)  $t=9.62 \times 10^9$  s, (5)  $t=2.86 \times 10^{10}$  s, (6)  $t=8.97 \times 10^{10}$  s, (7)  $t=3.29 \times 10^{11}$  s.

## Capítulo V

### OBSERVACIONES.

En este capítulo se presentan los resultados de las observaciones hechas en Marzo de 1985 en el Very Large Array (VLA) (Thompson et al., 1980) Los resultados de las observaciones se presentan en tres secciones:

1) Búsqueda de hidrógeno en NGC6302 y NGC2440. Esperamos que una nebulosa planetaria joven tenga su región interior ionizada, mientras que su parte exterior esté en forma neutra.

En la Figura 8(d) se puede observar que para una nebulosa planetaria con polvo formada por una tasa de pérdida de masa grande ( $\dot{M} \geq 10^{-5} M_{\odot} / \text{año}$ ), le llevaría más de  $10^3$  años el ionizar a toda la envolvente.

Son pocas las fuentes donde se ha detectado gas neutro ya sea en forma atómica o molecular. Por ejemplo, en NGC7027 se ha observado que el gas en la parte exterior es predominantemente molecular (Mufson et al. 1975) mientras que en NGC6302 éste es principalmente atómico (Rodríguez y Moran 1982).

Tanto NGC6302 como NGC2440 presentan dos componentes en absorción de hidrógeno atómico (HI). El HI emite radiación a una longitud de onda de 21 cm ( $\nu = 1420.4$  MHz). Es difícil discernir el origen de las componentes en absorción, éstas podrían deberse al medio interestelar o a la propia nebulosa (Pottasch et al. 1983, Rodríguez y García-Barreto 1984).

Para poder determinar el origen de estas líneas observadas,

es necesario hacer mapas de alta resolución angular, puesto que se espera que una nube interestelar produzca absorción uniforme mientras que gas nebuloso produzca absorción localizada.

Las observaciones fueron hechas el 24 y 25 de Marzo de 1985 con el VLA en la configuración A/B, en el modo de línea espectral (21 cm), usando 31 canales cada uno de 24.414 KHz ( $5.2 \text{ km s}^{-1}$ ).

En el canal cero se registró el 75% del ancho de banda total de 3.125 MHz y se utilizó para hacer mapas de continuo de relativamente alta señal a ruido.

Los datos fueron editados y calibrados siguiendo el procedimiento estándar del VLA.

Los mapas de continuo autocalibrados para NGC6302 y NGC2440 se muestran en las Figuras 12 y 13 respectivamente. El flujo total fue de 1.75 Jy para NGC6302 y 0.38 Jy para NGC2440; estos flujos son muy parecidos a los medidos antes por Rodríguez y García-Barreto (1984), (1.6 y 0.34 Jy respectivamente).

Las componentes de absorción para NGC6302 están localizadas a  $v_{\text{LSR}} = -40$  y  $+5 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente. Se hicieron mapas para ambas componentes promediando tres canales adyacentes. La componente de absorción a  $+5 \text{ km s}^{-1}$  produce una disminución uniforme en la brillantez de la fuente, ésta se interpreta como absorción producida por un medio que tiene poca variación sobre la extensión angular de la nebulosa planetaria debida probablemente a la presencia de una nube interestelar a lo largo de la línea de visión.

Por otro lado la componente de  $-40 \text{ km s}^{-1}$  produce absorción muy

localizada (ver Figura 12), este último mapa es similar al presentado por Rodríguez et al. (1985) pero tiene mejor resolución angular en declinación debido a la configuración mixta A/B.

En el caso de NGC2440 las componentes en absorción de HI están localizadas a 0 y 25  $\text{km s}^{-1}$  respectivamente.

Se hicieron mapas "sucios" en dos intervalos de velocidades: de -8.2 a 2.2  $\text{km s}^{-1}$  y de 23.0 a 33.4  $\text{km s}^{-1}$ . Estos dos rangos contienen la mayor parte de la absorción de las componentes referidas (ver Figura 14). Aún cuando el cociente de señal a ruido es limitado, podemos concluir que los mapas son similares al mapa de continuo mostrado en la Figura 13.

La interpretación a estos resultados es que las componentes en absorción son producidas por nubes interestelares a lo largo de la línea de visión, como fue propuesto primero por Pottasch, Gathier y Goss (1983). Por otro lado nuestro mapa de continuo es muy similar al mapa de isofotas de  $\text{H}\alpha$  (6563  $\text{Å}$ ) de corta exposición hecho por Phillips, Reay y Worswick (1980) (ver Figura 15). Lo anterior apoya nuestra interpretación que esta componente en absorción no está localizada en la nebulosa. Por otro lado podemos decir que el decremento en la emisión hacia el centro de NGC2440 no es debido a absorción, sino a baja medida de emisión puesto que está presente en los mapas de radio y óptico.

La apariencia de NGC2440 en óptico y en radio puede ser explicada en términos de un anillo ionizado visto de canto. Esta geometría hace que la fuente aparezca en proyección con un doble máximo inmerso en nebulosidad extendida.

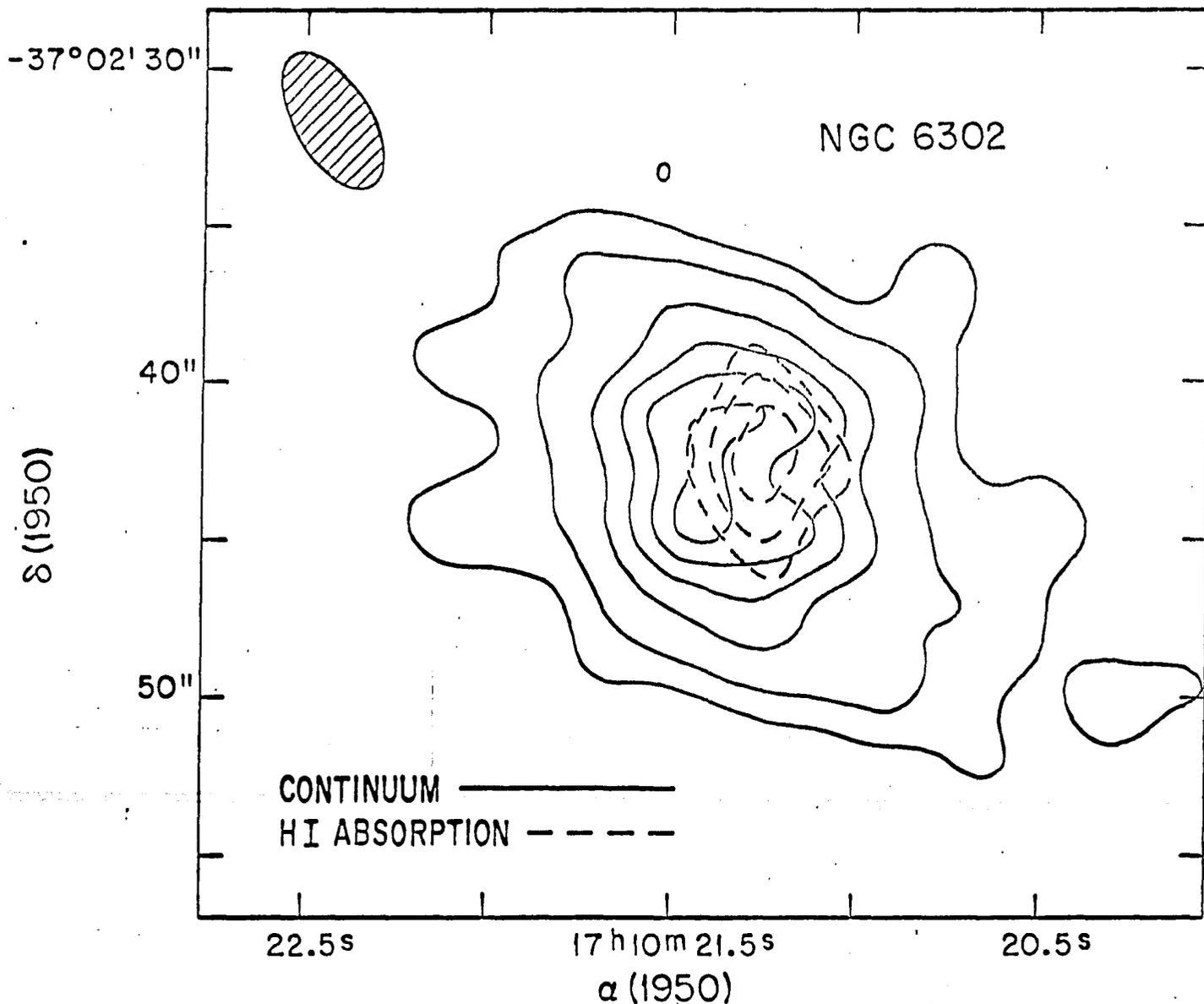


Fig. 12. Mapa de continuo autocalibrado de NGC6302 en 21cm línea continua los contornos son: 0.03, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, y 0.9 del flujo máximo por haz, el cual es de 188 mJy/haz. Superpuesta a la figura esta un mapa de absorción, continuo menos HI (línea quebrada). La absorción de HI considerada esta en el rango de  $-48.6$  a  $-33.0$   $\text{km s}^{-1}$ . Los contornos para este mapa son; 0.5, 0.7 y 0.9 del flujo máximo por haz el cual es de 53 mJy/haz.

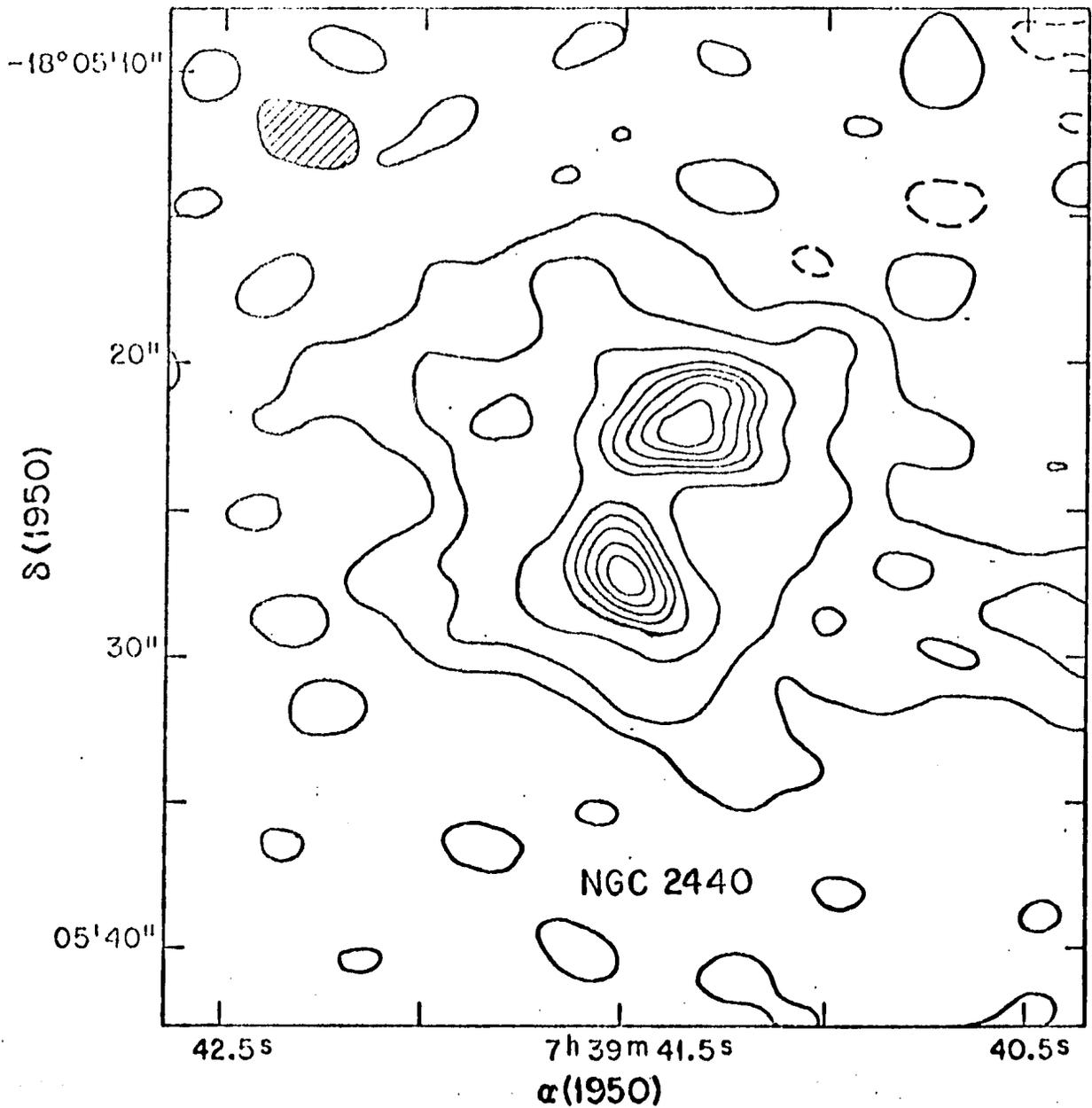


Fig.13. Mapa de continuo autocalibrado de NGC2440 en 21cm. Los contornos estan a -0.03,0.03,0.1,0.3,0.5 0.6,0.7,0.8 y 0.9 del flujo máximo por haz el cual es de 30.7 mJy/haz.

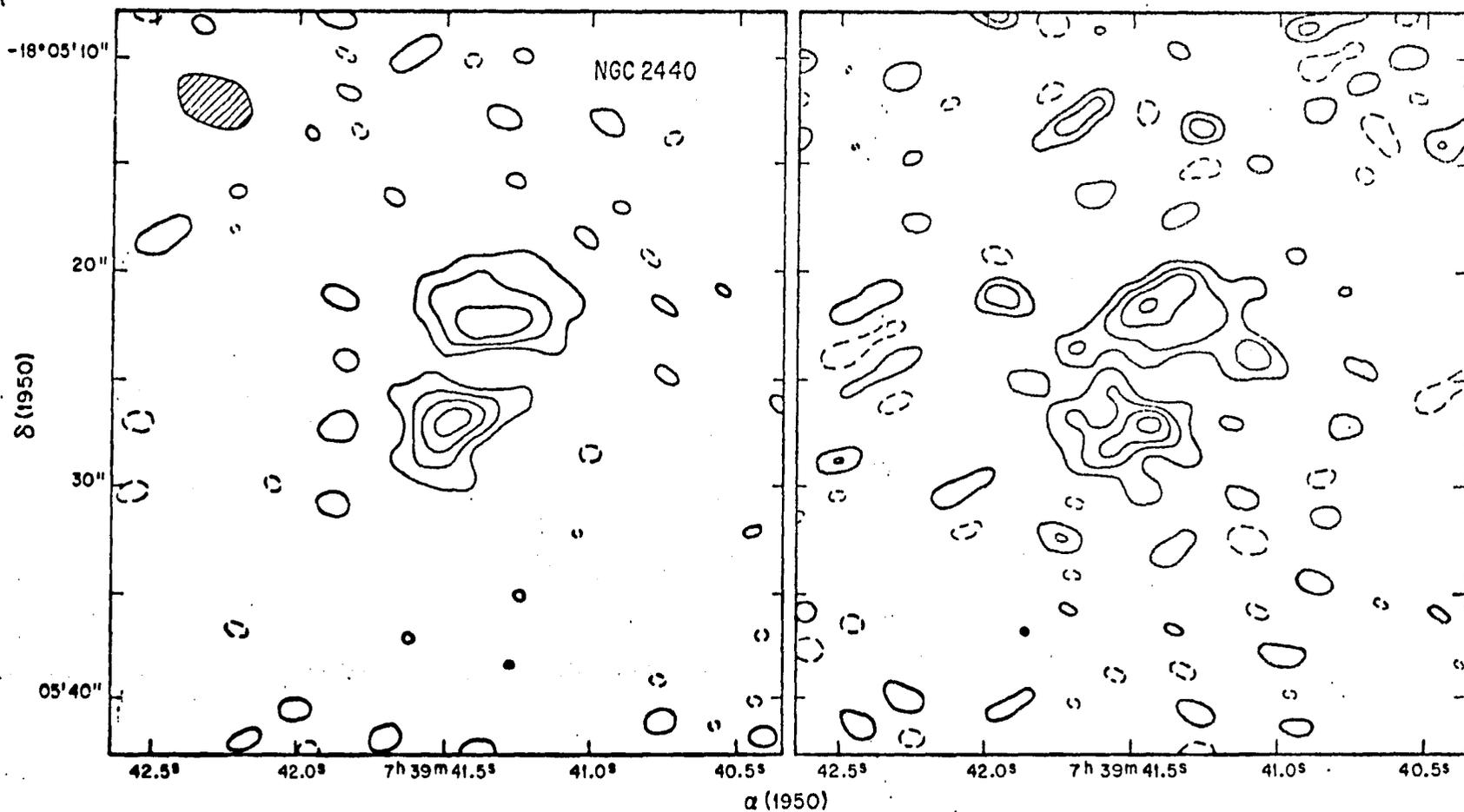


Fig. 14. Mapas de NGC 2440 para rangos de velocidad de  $-8.2$  a  $2.2 \text{ Km s}^{-1}$  (izquierda) y de  $23.0$  a  $33.4 \text{ Km s}^{-1}$  (derecha). Los contornos son  $-0.3, 0.3, 0.5, 0.7$  y  $0.9$  del flujo máximo por haz, el cual es de  $20.6$  y  $16.8 \text{ mJy/haz}$ , respectivamente.

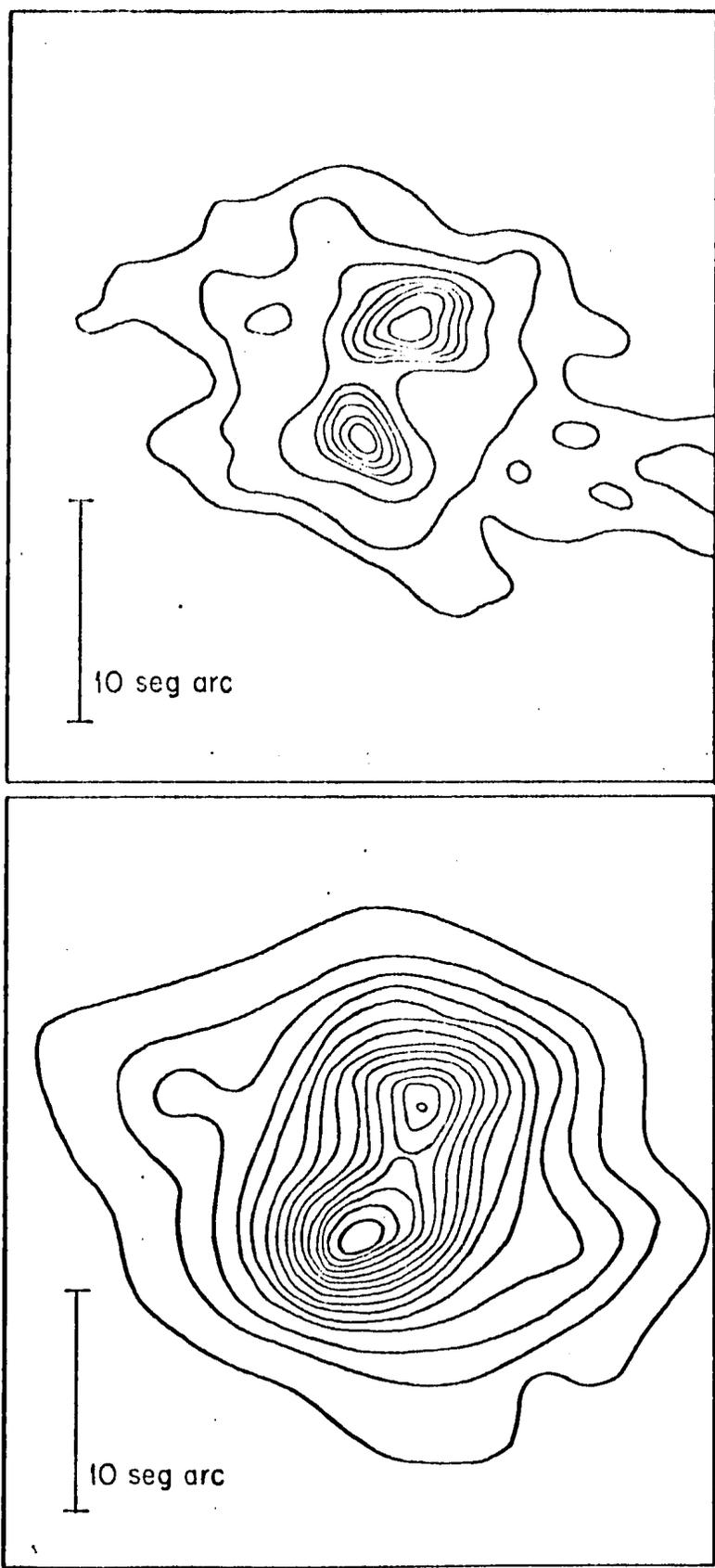


Fig.15. Mapa de continuo autocalibrado de NGC2440 en 21cm (arriba) y abajo un mapa de isofotas de  $H_{\alpha}$  de corta exposición (Phillips et.al.1980). La similitud entre estos mapas sugiere que la extinción óptica hacia NGC2440 es uniforme en toda la nebulosa.

2) Búsqueda de radio continuo en varias estrellas OH/IR .

Las estrellas OH/IR son estrellas gigantes o supergigantes rojas evolucionadas que presentan tasas de pérdida de masa muy alta,  $\dot{M} \geq 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ . Se cree que estas estrellas están en una fase de rápida evolución y que en menos de  $10^4$  años la estrella se despojará por completo de su envolvente formando una nebulosa planetaria (Herman et.al.1984). Sus tasas de pérdida de masa tan extremas, las cuales ocurren durante los últimos 1000 años de su evolución a lo largo de la "rama asintótica" (Baud y Habing,1983 ,Renzini,1983), sugieren que algunas de estas estrellas se podrían encontrar en un estado intermedio , con emisión máser de OH en las partes exteriores de la cáscara y emisión de radio continuo de una región ionizada cerca del núcleo estelar caliente. Spergel,Giuliani y Knapp(1983) buscaron emisión en continuo en 6 cm de 31 estrellas gigantes evolucionadas con altas tasas de pérdida de masa. Unicamente detectaron tentativamente emisión en dos de ellas (IRC+10216 y O Ceti).

Nosotros hemos seleccionado varias estrellas evolucionadas donde esperábamos encontrar emisión de continuo. Las estrellas del tipo estudiado poseen fuerte emisión de máser de OH. La línea dominante es la que se encuentra a 1612 MHz.

El espectro de emisión máser de OH está caracterizado por dos líneas de emisión, las cuales están separadas en velocidad radial entre  $10$  y  $50 \text{ Km s}^{-1}$  (Reid y Moran 1981). La componente corrida hacia el azul y la componente corrida hacia el rojo creemos se deben a una envolvente en expansión y corresponderían a la parte frontal y trasera respectivamente.

La región emisora de maser de OH esta localizada a una distancia relativamente lejana de la estrella ( $\sim 10^{15}$  cm). Si hubiera gas ionizado en las partes interiores de la envolvente, este probablemente será ópticamente grueso a frecuencias menores que 1612 MHz (ver figura 11). Correspondientemente, la emisión de la componente corrida hacia el rojo de 1612 MHz puede ser absorbida por gas ionizado y aparecer mucho más débil que la componente corrida hacia el azul.

Del catálogo de Engels (1979) nosotros hemos seleccionado 8 estrellas tipo tardío con emisión máser de OH que tengan  $S_{1612}$  (corrida al azul)  $\gtrsim 2S_{1612}$  (corrida al rojo). S es el pico de la densidad de flujo de la emisión máser. Como un segundo discriminador entre estas 8 estrellas, se escogió a las que no tuvieran emisión máser de H<sub>2</sub>O, puesto que ésta se presenta a distancias  $\sim 10^{14}$  cm del centro de la estrella. Esta distancia corresponde a las partes interiores de la envolvente que si estuvieran ionizadas ya habrían disociado al H<sub>2</sub>O.

Las observaciones de emisión máser de H<sub>2</sub>O en estas 8 estrellas se hicieron en el observatorio de Haystack (Torrelles 1984). Fue detectada emisión de máser de H<sub>2</sub>O en dos de las fuentes, G5.9-0.4 y G26.2-0.6 (ver tabla 3).

MASERES DE VAPOR DE AGUA

TABLA 3

Fuente	$\alpha$ (1950)	$\delta$ (1950)	Pico del Flujo (Jy)	$V_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	V (Kms <sup>-1</sup> )
G5.9-0.4	17 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup> 27 <sup>s</sup>	-24° 03' 56"	172	20.6	0.6
G26.2-0.6	18 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 33 <sup>s</sup>	-06° 17' 53"	12	55.5	1.6

Las seis estrellas restantes más IRC+10420 fueron observadas en Marzo 12 de 1985 con el VLA, las observaciones fueron hechas en 6 y 2 cm en la configuración A, que nos da una resolución de 0".3 y 0".1 respectivamente. Se uso un ancho de banda efectivo de 100 MHz. Los datos fueron editados y calibrados siguiendo los procedimientos normales del VLA.

Se hicieron mapas de  $\sim 26'' \times 26''$  (2cm) y  $\sim 78'' \times 78''$  (6cm). Estos no revelaron la presencia de fuentes (ver tabla 4).

TABLA 4								
LIMITES SUPERIORES DE FLUJO PARA LAS ESTRELLAS OBSERVADAS								
Estrella	$\alpha$ (1950)			$\delta$ (1950)			limites superiores (mJy)	
							6 cm	2 cm
G345.0+15.7	16 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> 00. <sup>s</sup> 0	-30° 41' 24"	< 0.3	< 1.0				
G15.7+0.8	18 13 26.7	-14 56 34	< 0.3	< 1.0				
G20.7+0.1	18 25 44.3	-10 52 51	< 0.4	< 0.9				
G27.3+0.2	18 37 42.0	-05 00 36	< 0.4	< 1.0				
G35.6-0.3	18 54 56.0	+02 07 42	< 0.4	< 0.9				
IRC+10420	19 24 26.7	+11 15 10	< 0.3	< 0.8				
G83.4-0.9	20 49 10.3	+42 36 54	< 0.4	< 0.7				

Algunos mapas en 6 cm mostraron contaminación de lóbulos, posiblemente debida a fuentes alejadas del centro de fase. Mapas más grandes confirmaron esta posibilidad y los parámetros de las fuentes detectadas se dan en la Tabla 5. Nosotros suponemos que estas fuentes no tienen ninguna relación con las estrellas estudiadas

dada la gran separación angular entre las fuentes de radio y la estrella. La más interesante de estas fuentes de campo es una fuente doble relativamente fuerte (ver fig. 16), muy probablemente una radio galaxia. Su flujo total se estima es  $> 0.6$  Jy.

TABLA 5		
FUENTES DE CAMPO.		
$\alpha$ (1950)	$\delta$ (1950)	Pico del Flujo (mJy)*
18 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 32 <sup>s</sup> .7	-10° 48' 58"	8.7
18 37 55.6	-05 00 36	72.5
18 55 05.8	+02 08 28	9.0

\* Para un haz sintetizado de  $\sim 3''$  y corregido por la respuesta del haz primario.

Si hubiese gas ionizado ópticamente grueso a las frecuencias observadas y con una temperatura electrónica de  $10^4$  K, los límites superiores típicos ( $\lesssim 0.4$  mJy a 6cm y  $\lesssim 0.9$  mJy en 2cm) obtenidos en el continuo implican límites superiores para el diámetro angular  $\theta_s \lesssim 0''.04$  y  $\theta_s \lesssim 0''.02$ , respectivamente. Para una distancia de 5 Kpc, el límite superior en 2cm implica un radio  $r \lesssim 10^{15}$  cm para una posible región ionizada en el interior de la envoltente.

Para describir la variación en el tiempo del flujo de radio en la nebulosa planetaria hemos seguido el modelo de Spergel,

Giuliani y Knapp (1983). Este modelo calcula numéricamente la posición del frente de ionización de una envoltente con simetría esférica que se expande. Usando parámetros de polvo dados por Spergel et al., una tasa de pérdida de masa de  $5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  y una velocidad terminal de  $30 \text{ Kms}^{-1}$ , la tasa de fotones ionizantes de la estrella fue aproximado por  $N_*(t) = 1.0 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$  para  $0 \leq t \leq 3.1 \times 10^{10} \text{ s}$ . y  $N_*(t) = 3.1 \times 10^{57}/t \text{ s}^{-1}$  para  $t \geq 3.1 \times 10^{10} \text{ s}$  (ver capítulo IV(b)). Al tiempo  $t=0$  hemos supuesto que la envoltente tiene un radio exterior de  $2 \times 10^{17} \text{ cm}$ . Esto implica una masa de  $0.1 M_{\odot}$  en la envoltente. Los efectos de un viento rápido (Kahn 1983) posterior al superviento no han sido considerados. El radio del frente de ionización como función del tiempo se muestra en la figura 17.

Suponiendo  $A_V = 10^{-21} N_H$ , donde  $A_V$  es la extinción en el visible y  $N_H$  es la densidad de columna del hidrógeno, es posible estimar  $A_V$  para la envoltente. En la figura 17 se muestra la extinción en el visible obtenida para una línea de visión que va de la superficie exterior de la envoltente hasta el núcleo, para el caso en que el polvo está presente en toda la envoltente y cuando éste es instantáneamente destruido en la región ionizada. Finalmente se muestra en la figura 17 la densidad de flujo en  $6 \text{ cm}$  y la pendiente de radio definida como;

$$\alpha = \frac{\text{Log} \left( \frac{S_{2 \text{ cm}}}{S_{6 \text{ cm}}} \right)}{\text{Log} \left( \frac{6 \text{ cm}}{2 \text{ cm}} \right)}$$

Para estos calculos hemos usado un modelo para una cáscara

ionizada similar al descrito por Kwok (1977), y tomado una distancia de 5 Kpc. De este simple modelo nosotros podemos concluir que hay un período de unas pocas décadas donde la densidad de flujo de radio está por debajo de los valores detectables y el gas ionizado está muy oscurecido por el polvo en el visible. Las estrellas observadas podrían estar en este período de tiempo. Sin embargo, el estado de superviento dura algunos miles de años y uno esperaría que únicamente una de cada cien supergigantes tuviera gas ionizado no detectable. Nosotros sugerimos que las estrellas observadas, probablemente no tengan gas ionizado aún y estén en la fase de superviento. La componente hacia el rojo de la emisión de OH es relativamente débil debido quizá a una asimetría en la envolvente y no a un efecto de absorción.

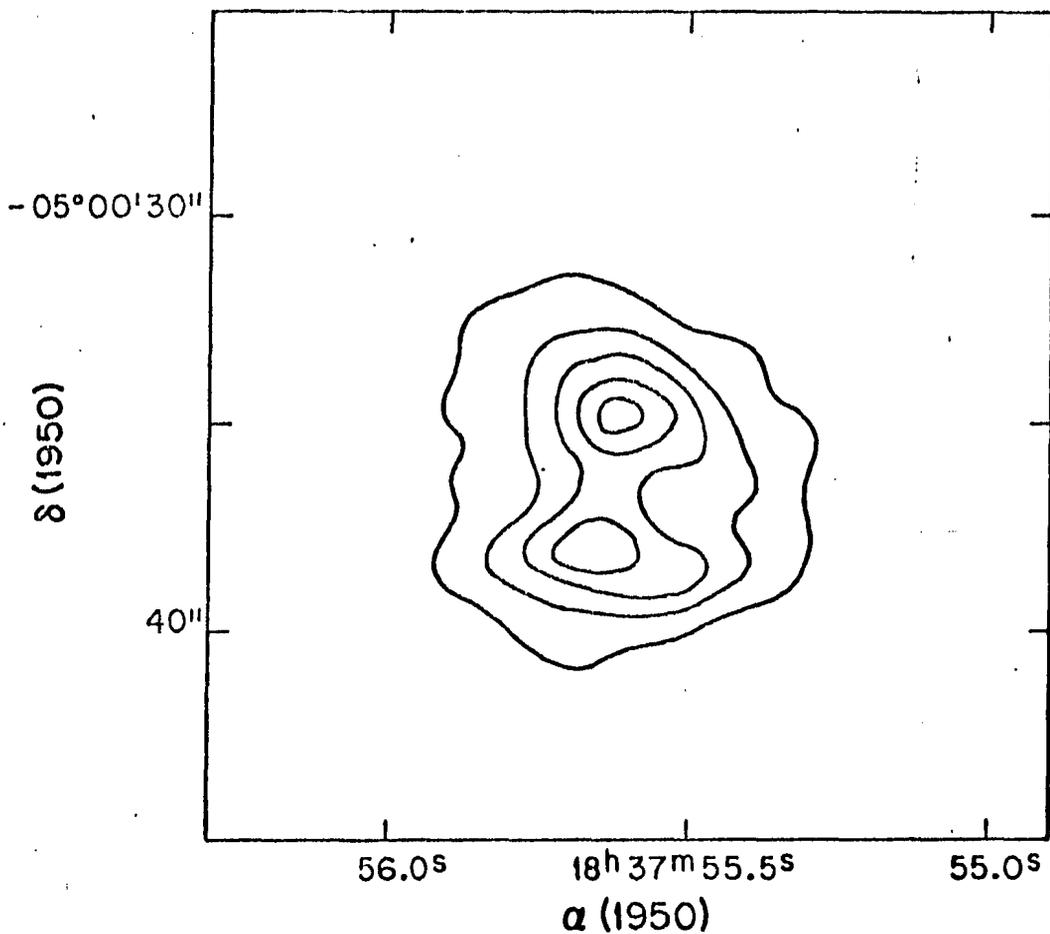
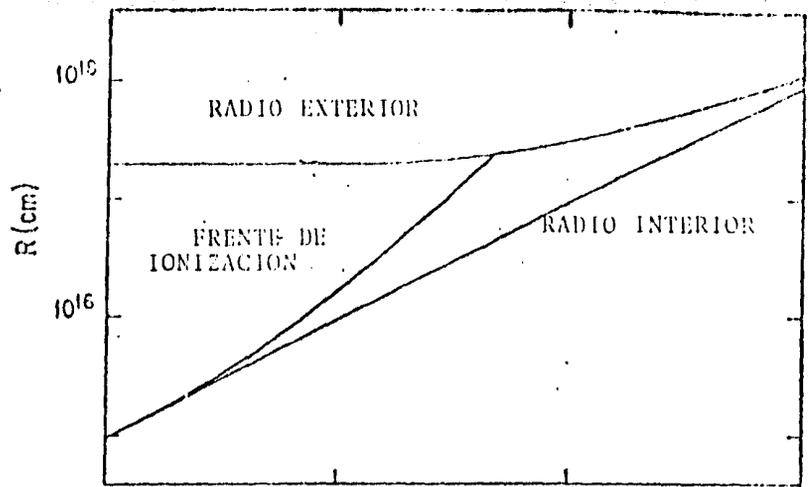
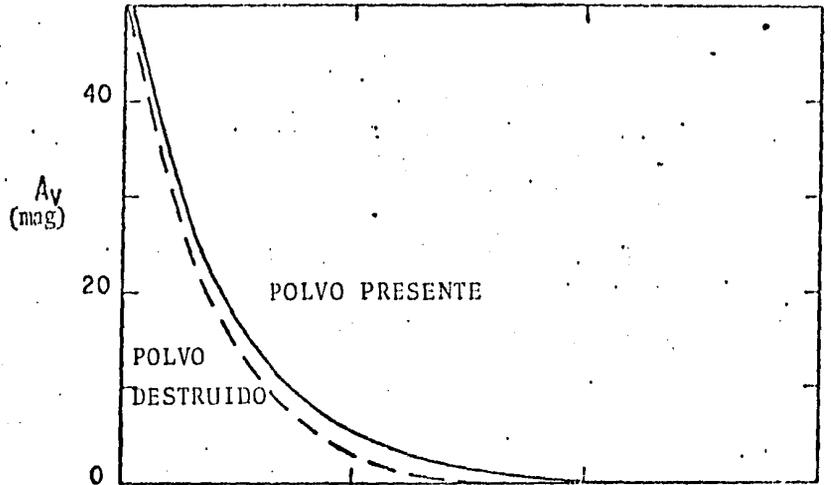


Fig. 16. Mapa en 6 cm con el VLA de la fuente de radio doble detectada en el campo de G27.3+0.2. Esta fuente está lejos del centro de campo de las observaciones. El mapa presenta un ensanchamiento radial, principalmente en la dirección este oeste, como una consecuencia del ancho de banda finito. (Hjellming y Basart 1982).

(a)



(b)



(c)

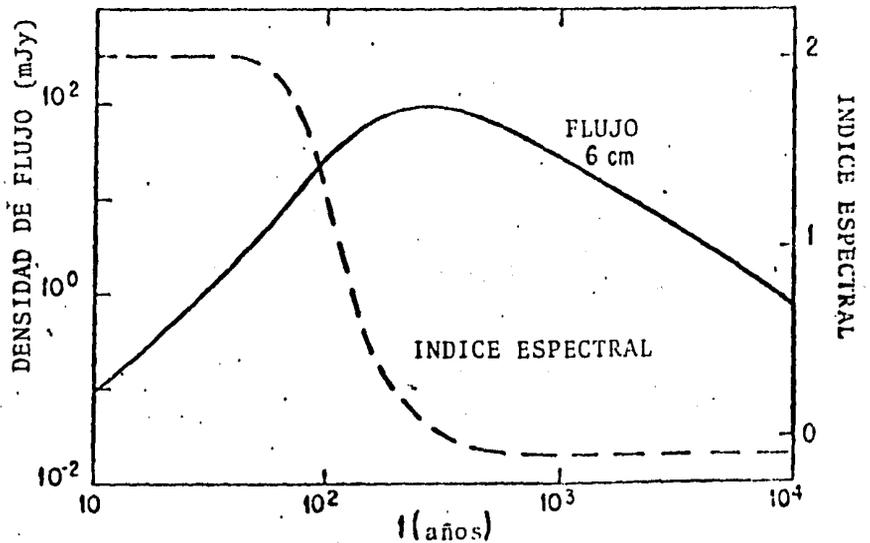


Fig. 17. Parámetros observacionales como una función del tiempo para el modelo de nebulosa planetaria descrito en el texto. (a).- radio interior, posición del frente de ionización y el radio exterior. La ionización completa de la envoltura es en  $t \approx 500$  años. (b).- Extinción en el visible para una línea de visión que va de la parte exterior de la envoltura a la estrella central. La línea continua es para el caso en que el polvo sobreviva dentro del gas ionizado y la línea quebrada es para el caso en que el polvo sea destruido dentro del volumen ionizado. (c).- Densidad de flujo en 6 cm (línea continua) e índice espectral como se definió en el texto.

3) Mapas de alta resolución angular en 6 y 2 cm de Vy2-2

Vy2-2 es uno de los pocos objetos que podría encontrarse en la transición entre supergigante roja y nebulosa planetaria. Seaquist y Davis (1983) han discutido las características del objeto, proponiendo que son consistentes con la hipótesis de que Vy2-2 es una nebulosa planetaria joven con ionización incompleta (entendiéndose por ésto que la parte central de la envoltente está completamente ionizada mientras que la exterior es neutra).

Nosotros observamos Vy2-2 en 6 y 2 cm el 12 de Marzo de 1985 usando el VLA en la configuración A. Se utilizó un ancho de banda efectivo de 100 MHz.

Los datos uv fueron editados y calibrados y se obtuvieron mapas mediante la transformada de Fourier de estos datos. Estos mapas fueron autocalibrados y se muestran en la figura 18. Nuestro mapa en 6cm es similar al de Seaquist y Davis (1983), obtenido también con el VLA en condiciones similares. Por otra parte nuestro mapa en 2 cm es superior al de Seaquist y Davis, principalmente porque usamos los nuevos receptores de 2 cm que son 3 veces más fríos que los usados por Seaquist y Davis. Nuestro mapa de 2 cm revela una estructura triangular de baja intensidad no detectada por Seaquist y Davis. Pensamos que la estructura es real y no producto de algún problema instrumental por varias razones. Aún cuando es de menor resolución angular, el mapa de 6 cm es consistente con el de 2 cm. Sería muy improbable que el mismo problema se repitiera en los dos

frecuencias. Mas aún, una reproducción de la placa roja de vidrio del Palomar hecha para nosotros por Chavira (1985), muestra estructuras que podrían estar asociadas con las estructuras de radio. En particular el objeto (ver figura 19) tiene protuberancias hacia el sur y el noreste que coinciden en ángulo con las protuberancias de radio. Hay que aclarar que las protuberancias de radio tienen dimensiones  $\lesssim 1''$  mientras que las ópticas tienen dimensiones de  $\gtrsim 10''$ , por lo que éstas podrían ser extensiones de aquellas.

Para corroborar que las protuberancias son gas ionizado y no estrellas del campo, pensamos obtener imágenes del objeto con filtros de hidrógeno, nitrógeno, azufre y continuo.

Aún no tenemos un modelo satisfactorio para explicar la morfología triangular de Vy 2-2.

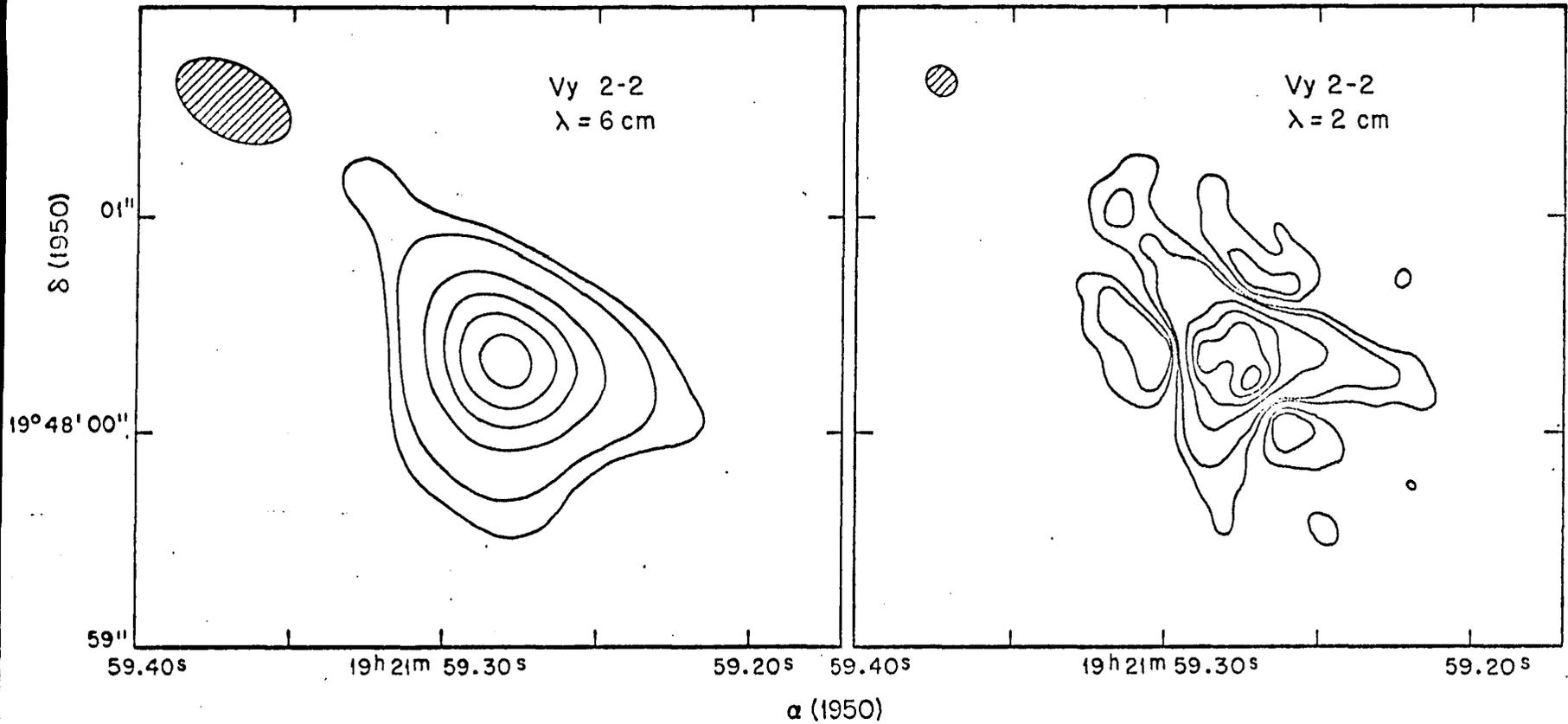


Fig. 18. Mapas autocalibrados de Vy2-2 en 6 y 2 cm. Los contornos valen 0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, y 0.9 del flujo máximo por haz, el cual es de 25.0 mJy/haz para 6 cm y de 27.2 mJy/haz para 2 cm. La elipse sombreada indica el ángulo sólido contenido por el contorno de potencia media del haz sintetizado.

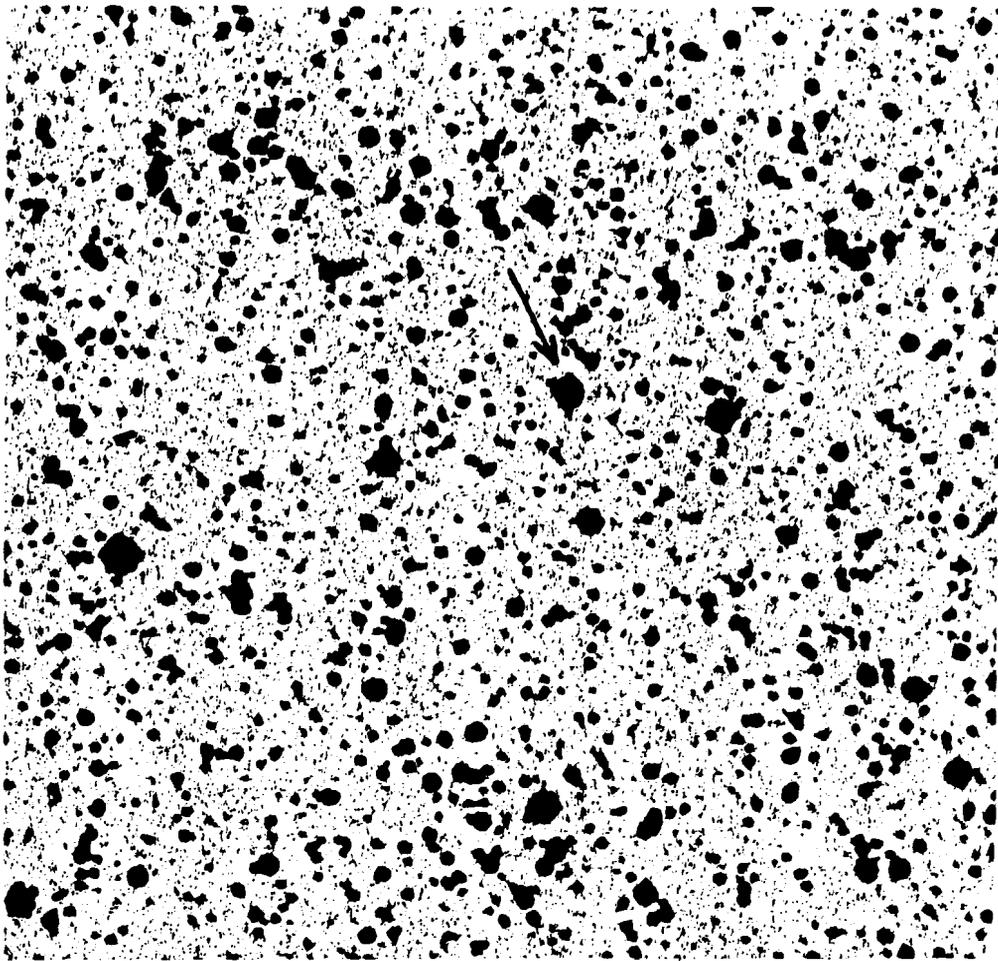


Fig. 19. Reproducción de la placa roja del Palomar Sky Survey . Vy2-2 se indica con una flecha. Nótese las protuberancias al sur y al noreste.

## Capítulo VI

### CONCLUSIONES

En esta tesis revisamos algunos aspectos del problema de la transición de supergigante roja a nebulosa planetaria. Nuestras conclusiones principales son las siguientes:

- 1.- Se presentó un resumen de la evolución de las estrellas de baja masa al ir de la secuencia principal a la rama asintótica.
- 2.- Se discutieron las características de una envoltura de supergigante roja de acuerdo a lo esperado teóricamente.
- 3.- Se calcularon los flujos de radio como función del tiempo para una nebulosa planetaria. Para esto combinamos los modelos de ionización de Spergel, Giuliani y Knapp (1983) con la formulación para la emisión de una cáscara ionizada de Kwok (1977). Se discutió la evolución del flujo de radio.
- 4.- Nuestros mapas de HI de absorción en NGC6302 corroboran que este gas está asociado con la nebulosa planetaria. Por otra parte, los mapas de HI en absorción en NGC2440 sugieren que la absorción es producida por nubes interestelares en la línea de visión y no por irregularidades locales.
- 5.- Buscamos infructuosamente emisión en continuo en 6 y 2 cm hacia 7 estrellas OH/IR seleccionadas. Estas estrellas se seleccionaron en base a su emisión asimétrica de OH, lo cual podría indicar la presencia de gas ionizado en las partes centrales de la envoltura. Nuestros límites superiores sugieren que la asimetría es debida más probablemente a irregularidades en

la envolvente.

6.- Obtuvimos mapas de alta resolución angular en 6 y 2 cm. de Vy2-2, uno de los pocos objetos que podría estar en la transición de supergigante roja a nebulosa planetaria. La fuente muestra una estructura triangular no reportada anteriormente, Estamos en el proceso de interpretar estos datos.

7.- La transición de supergigante roja a nebulosa planetaria, de acuerdo a lo obtenido en este trabajo, creemos ocurrirá en unas pocas décadas. Por otra parte la etapa de superviento dura algunos miles de años. Por lo tanto solo una de cada cien supergigantes se encontrará en la etapa de transición. Parecería pues necesario estudiar grandes muestras para lograr detectar nuevos objetos de esta etapa de transición.

Apéndice 1

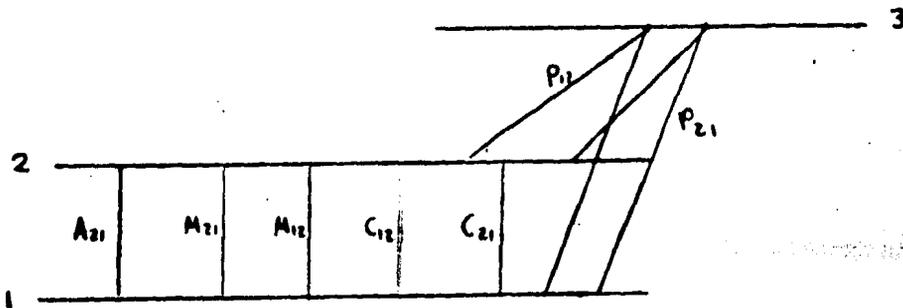
Emisión Maser.

La emisión máser se presenta cuando el número de partículas en el nivel energético superior es mayor al número de partículas en el nivel inferior, a este efecto se le conoce como inversión de población.

Veamos como es que se puede dar esta inversión de población.

El análisis de poblaciones atómicas y moleculares en equilibrio estadístico puede llegar a complicarse en el momento que uno considera un número substancial de niveles. Para simplificar los calculos tomaremos un átomo o molécula idealizado, con tres niveles energéticos.

Denotando al nivel superior por 2 , al nivel inferior por 1 y un nivel intermedio denotado por 3 como se muestra en la figura.



En donde  $M_{21} = J_{\nu} B_{21}$ ,  $M_{12} = J_{\nu} B_{12}$  correspondes a las tasas de transición de microondas bedido a la emisión estimulada y la absorción.

$C_{21}$  ,  $C_{12}$  = Probabilidad de transición por colisión del nivel 1 al 2 y del 2 al 1 respectivamente.

$B_{12}$  = coeficiente de absorción de Einstein.

$B_{21}$  =coeficiente de emisión estimulada de Einstein.

$A_{21}$  = coeficiente de emisión espontánea de Einstein.

$P_{12}$  = tasa de "Bombeo" del nivel 1 al 2 a través del nivel intermediario 3.

$P_{21}$  = tasa de "Bombeo" del nivel 2 al 1 a través del nivel intermediario 3.

Suponiendo que los niveles 1 y 2 están en equilibrio estadístico, es decir, que el número de transiciones por unidad de tiempo del nivel 1 al 2 es igual al número de transiciones del nivel 2 al 1 por unidad de tiempo, entonces:

$$n_2 (C_{21} + M_{21} + P_{21} + A_{21}) = n_1 (C_{12} + M_{12} + P_{12}) \dots (a)$$

Para simplificar la ecuación (a) haremos las siguientes suposiciones:

$$g_2 C_{21} \approx g_1 C_{12} = C \text{ dado que } h \gg kT_K$$

$$g_2 M_{12} \approx g_1 M_{12} = M$$

$A_{21} \ll C_{21}$  es decir que la emisión espontánea es despreciable frente a la emisión inducida

entonces obtenemos:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{P_{12} + M + C}{P_{21} + M + C}$$

$$\Delta n = n_2 - n_1 = n \frac{P_{12} - P_{21}}{P_{12} + P_{21} + 2(M + C)} \dots (b)$$

donde  $n = n_1 + n_2$

De la ecuación (b) se observa que si el nivel 3 no existiera no habría inversión de población y consecuentemente no se produciría el efecto máser ( $P_{12}=0$ ,  $P_{21}=0 \rightarrow \Delta n = 0$ ).

Para tener inversión de población necesitamos que  $P_{12} > P_{21}$  lo cual implica:

$$\frac{n_2}{g_2} > \frac{n_1}{g_1}$$

En condiciones de equilibrio termodinámico uno lo que tiene es que  $\frac{n_2}{g_2} \leq \frac{n_1}{g_1}$ ,

lo que hace que la emisión máser ocurra fuera de equilibrio termodinámico.

En el medio interestelar se ha detectado emisión tipo máser de manera muy marcada, en cuatro moléculas ; Estas moléculas son: OH (hidroxilo), H<sub>2</sub>O (vapor de agua), SiO (monóxido de silicio) y CH<sub>3</sub>OH (alcohol metílico) (Moran 1981).

Se conocen dos tipos de maser: a) los asociados a regiones III llamados "máseres interestelares" y b) los asociados a estrellas evolucionadas (gigantes o supergigantes rojas) conocidos como "máseres circumstelares". Algunas características generales de la emisión máser en comparación con una línea con emisión normal (no-máser) se muestra en la siguiente tabla.

Parámetro	Máser	Normal
Polarización (%)	0 - 100	ninguna
No. de líneas espectrales	1 - 20	1 - 5
Rango de velocidades (km/s)	1 - 300	1 - 10
Ancho de la línea (km/s)	1 - 3	2 - 100
Temperatura de brillo (°K)	10 <sup>9</sup> - 10 <sup>15</sup>	< 100
Tamaño de la región emisora (cm)	10 <sup>13</sup> - 10 <sup>16</sup>	10 <sup>17</sup> - 10 <sup>18</sup>

Las observaciones de máseres han mostrado que en general se agrupan en cúmulos pequeños, con diámetros de ~ 10<sup>16</sup> cm dentro de una región global que emite máser de tamaño ~ 10<sup>17</sup> cm.

Aunque en general existen máseres de distintas especies moleculares asociados a los mismos objetos, éstos no coinciden espacialmente. Los máseres asociados a estrellas I R están localizados a distintas

distancias de la estrella, siendo los de SiO los más cercanos, los de H<sub>2</sub>O mas alejados y los de OH aún mas alejados de la estrella.

El espectro de emisión máser\* para una estrella evolucionada comunmente aparece con una estructura doble (ver figura I(a) ). Esto puede explicarse en terminos de una cáscara en expansión. La componente corrida hacia el rojo es la correspondiente a la parte trasera ,mientras que la componente corrida hacia el azul proviene de la parte frontal de la envolvente.

\*de OH

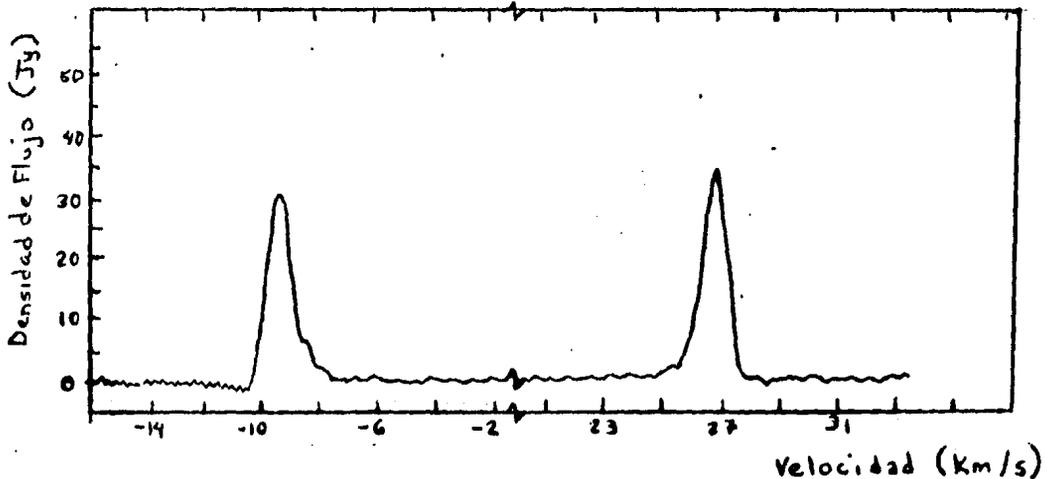


Fig. I(a). Espectro de emisión máser de OH ( $\nu = 1612$  MHz) de la estrella infrarroja IRC + 10011, con sus componentes separadas (Wilson y Barret, 1972).

Apéndice 2

Ecuaciones eulerianas para una envolvente en expansión.

Apartir de la ecuación de continuidad

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{-----} \quad (a)$$

donde

$$\mathbf{J} = v \rho \quad \text{-----} \quad (b)$$

Aprovechando que el problema tiene simetría esférica.

J dependerá únicamente de r.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J} &= \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial r^2 J}{\partial r} \right] \\ &= \frac{1}{r^2} r^2 \frac{\partial J}{\partial r} + \frac{J}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial r} = \frac{\partial J}{\partial r} + \frac{2}{r} J \quad \dots (c) \end{aligned}$$

sustituyendo (c) en (a)

$$\frac{\partial J}{\partial r} + \frac{2J}{r} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{-----} \quad (d)$$

sustituyendo (b) en (d) obtenemos

$$\frac{\partial (\rho v)}{\partial r} + \frac{2}{r} (\rho v) = - \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

donde  $\rho = m n(H)$

$$\frac{\partial n(H) v}{\partial r} + \frac{2}{r} (n(H) v) = - \frac{\partial n(H)}{\partial t}$$

$$\left[ \frac{2}{r} + \frac{\partial}{\partial r} \right] n(H) v = - \frac{\partial n(H)}{\partial t}$$

$$\frac{2n(H)v}{r} + \frac{n(H)\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial n(H)}{\partial r} = - \frac{\partial n(H)}{\partial t}$$

$$\left[ v \left( \frac{2n(H)}{r} + \frac{\partial n(H)}{\partial r} \right) + n(H) \frac{\partial v}{\partial r} \right] = - \frac{\partial n(H)}{\partial t}$$

$$\left[ v \left( \frac{2n(H)}{r} + \frac{\partial n}{\partial r} \right) + n \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial n(H)}{\partial t} \right] = 0$$

$$\therefore \left[ \frac{\partial}{\partial t} + v \left( \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2}{r} \right) + \frac{dv}{dr} \right] n(H) = 0 \quad \dots (e)$$

la cual corresponde a la ecuación de continuidad dada en el texto por (8).

Para deducir la ecuación (9) del texto partiremos de la ecuación(8)

sea  $n(H) = n(HI) + 2n(H_2)$  la densidad total de hidrógeno.,

$$\frac{\partial}{\partial t} n(H) + v \frac{\partial}{\partial r} n(H) + v \frac{2n(H)}{r} + \frac{dv}{dr} n(H) = 0 \quad \dots (f)$$

haciendo lo mismo para  $n(H_2)$ , densidad de moléculas de hidrógeno.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n(H_2) + v \frac{\partial}{\partial r} n(H_2) + v \frac{2n(H_2)}{r} + n(H_2) \frac{dv}{dr} &= \\ &= n(H) P - n(H_2) D \end{aligned}$$

donde P es la tasa de producción y D es la tasa de destrucción.

tomando  $X_2 = \frac{n(H_2)}{n(H)}$

donde  $X_2$  es la fracción de hidrógeno molecular respecto del total.

llamando  $n(H_2) = n_2$  y  $n(H) = n$  tenemos:

$$\frac{\partial}{\partial t} n X_2 + v \frac{\partial}{\partial r} n X_2 + 2 v \frac{n_2 X_2}{r} + \frac{n X_2}{r} + n X_2 \frac{dv}{dr} = P n - n_2 D$$

$$n \frac{\partial}{\partial t} X_2 + X_2 \frac{\partial n}{\partial t} + v n \frac{\partial}{\partial r} X_2 + v X_2 \frac{\partial n}{\partial r} + 2 v \frac{n X_2}{r} + n X_2 \frac{dv}{dr}$$

$$= n P - n_2 D$$

$$X_2 \underbrace{\left[ \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2v}{r} + \frac{dv}{dr} \right]}_{=0 \text{ por (e)}} n + n \frac{\partial}{\partial t} X_2 + v n \frac{\partial}{\partial r} X_2 = = nP - n_2 D$$

$$n \left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) X_2 = nP - n_2 D$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) X_2 = n \frac{P}{n} - \frac{n_2}{n} D$$

$$\therefore \left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) X_2 = P - X_2 D$$

la cual corresponde a la ecuación (9) del texto.

Apéndice 3

Ecuación de equilibrio de ionización.

La presesencia de polvo en la envolvente modifica la ecuación de ionización de la siguiente manera:

$$\frac{dN(r)}{dr} = -4\pi r^2 \alpha^{(z)} n_e^2 - \pi a^2 n_d N(r) \dots (17)$$

donde  $n_d = Cr^{-2}$  es la densidad de polvo y  $a$  es el tamaño de la partícula.

De la ecuación (17) tenemos:

$$\frac{dN(r)}{\pi a^2 n_d dr} = - \frac{4\pi \alpha^{(z)} n_e^2 r^2}{\pi a^2 n_d} - N(r)$$

definiendo  $A = n_e r^2$

$$\frac{dN(r)}{\frac{\pi a^2 C}{r^2} dr} = - \frac{4\pi \alpha^{(z)} A^2}{\pi a^2 C} - N(r)$$

redefiniendo  $d\gamma = \frac{\pi a^2 C}{r^2} dr \Rightarrow \gamma = -\frac{\pi a^2 C}{r}$

$$\frac{dN(r)}{d\gamma} = -N_c - N(r)$$

donde  $N_c = \frac{4\pi A^2 \alpha^{(z)}}{\pi a^2 C}$

$$\frac{dN(r)}{d\gamma} + N(r) = -N_c$$

caso homogéneo

$$\frac{dN(r)}{dr} + N(r) = 0$$

$$\frac{dN(r)}{N(r)} = -dr$$

$$\ln N(r) \Big|_{R_1}^r = -r \Big|_{R_1}^r$$

$$\ln N(r) - \ln N(R_1) = -r \Big|_{R_1}^r$$

$$\ln \frac{N(r)}{N(R_1)} = -r \Big|_{R_1}^r$$

$$N(r) = N(R_1) e^{-r} \Big|_{R_1}^r$$

caso no homogéneo

$$\frac{dN(r)}{dr} + N(r) = -N_c$$

$$N(r) = -N_c \left[ 1 - e^{-r} \right]$$

solución general

$$N(r) = N_* e^{-r} - N_c (1 - e^{-r})$$

$$N(r) = (N_* + N_c) e^{-r} - N_c$$

$$N(r) = \left[ N_*(t) + N_c \right] \exp \left[ \pi a^2 C \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R_1} \right) \right] - N_c$$

la cual corresponde a la ecuación (18) del texto.

Referencias

- Barlow, M. y Silk, J., 1976, Astrophys. J., 207, 131.
- Baud, B. y Habing, H. J., 1983, Astron. Astrophys., 127, 73.
- Bignell, C., 1983, IAU Symposium No. 103, Planetary Nebulae, ed.  
D. R. Flower, (Dordrecht: D. Reidel).
- Bowers, P. F., Johnston, K. J., y Spencer, J. H., 1981, Nature,  
291, 382.
- Chavira, 1985, Comunicación privada.
- Clayton, D. D., 1968, Principles of stellar evolution and nucleo-  
synthesis, ed. McGraw-Hill.
- Cohen, M., 1979, M.N.R.A.S., 186, 837.
- Cohen, M., 1980, Astrophys. J., 238, L214.
- Engels, D., 1979, A. A. Suppl., 36, 337.
- Frontiers of Astrophysics, 1976, Eugene H. Avrett, editor, Harvard  
University Press.
- Giuliani, J., 1981, Ap. J., 245, 903.
- Glassgold, A. E. y Huggins, P. J., 1983, Mon. Not. R. Astr., 203,  
517.
- Goodman, F. O., 1978, Ap.J., 226, 87.
- Herman, J., Baud, B., Habing, H. J., 1984, Pretiro. A. A.
- Hjellming, R. M. y Basart, J. P., 1982, "An Introduction to the  
Very Large Array", capítulo 2, NRAO Reporte interno.

- Huggins, P. J. y Glassgold, A. E., 1982, Ap. J., 252, 201.
- Jacobs, T. A., Giedt, R. R. y Cohen, N., 1967, J. Chem Phys.,  
47, 54.
- Kahn, F. D., 1983, in Planetary Nebulae, IAU Symposium No. 103,  
ed. D. R. Flower, (Dordrecht: D. Reidel), p. 305.
- Knapp, G. R.; Phillips, T. G., Leighton, R. B., Lo, K. Y., Wan-  
nier, P. G. y Huggins, P. J., 1982, Ap. J., 252, 616.
- Kwan, J. y Linke, R., 1982, Ap. J., 254, 587.
- Kwok, S., 1977, Ap. J., 214, 437.
- Kwok, S. y Purton, C. R., 1979, Ap. J., 229, 187.
- Meadows, A. J., 1967, Stellar evolution, ed. Pergamon Press.
- Miller, J. S., 1974, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 331.
- Moran, J. M., 1981, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 19, 231.
- Mufson, S. L., Lyon, J. y Marionni, P. A., 1975, Ap. J. (Letters),  
281, L67.
- Osterbrock, D. E., 1973, 18th Liège Astrophys. Symposium. V:391
- Paczynski, B. E., 1971, Acta Astr., 21, 417.
- Peimbert y Torres-Peimbert, 1983, Planetary Nebulae, Symposium No.  
103, ed. D. R. Flower, (Dordrecht: D. Reidel), p. 391.
- Phillips, J. P., Reay, N. K. y Worswick, S. P., 1980, M.N.R.A.S.,  
193, 231.
- Pottasch, S. R., Gathier, R. y Goss, W. M., 1983, in Planetary  
Nebulae, IAU Symposium No. 103, ed. D. R. Flower, (Dord-  
recht: D. Reidel), p. 541.

- Pottasch, S. R., 1983, Planetary Nebulae, IAU Symposium Mo. 103,  
ed. D. R. Flower, (Dordrecht: D. Reidel), p. 391.
- Reid, M. J. y Moran, J. M., 1981, Ann. Rev. Astron. Astrophys.,  
19, 231.
- Reimers, D., 1975, Mém. Soc. Roy. Sci Liège 6<sup>e</sup> Ser, 8, 369.
- Renzini, A., 1981, Physical Processes in Red Giant, I, Iben, Jr.  
y A. Renzini, Reidel, Dordrecht, p. 431.
- Renzini, A., 1983, in Planetary Nebulae, IAU Symposium No. 103,  
ed. D. R. Flower, (Dordrecht: D. Reidel), p. 267.
- Rodríguez, L. F. y Moran, J. M., 1982, Nature, 299, 323.
- Rodríguez, L. F. y García-Barreto, J. A., 1984, Rev. Mexicana As-  
tron. Astrof., 9, 153.
- Rodríguez, L. F. et al., 1985, aparecerá en M.N.R.A.S.
- Rose, W. K., 1973, Astrophysics, Holt, Rinehart y Winston, Inc.
- Sackmann, J., 1980, Ap. J., 235, 960.
- Schever, P. A. G., 1960, M.N.R.A.S., 120, 231.
- Seaquist, E. R. y Davis, L. E., 1983, Ap. J., 274, 659.
- Shu, F. H., 1982, The Physical Universe, University Science Books,  
Mill Valley, California.
- Spergel, O. N., Giuliani, Jr., J. L. y Knapp, G. R., 1983, Ap. J.,  
275, 330.
- Spitzer, L., 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium,  
John Wiley, New York.
- Thoe, J., 1978, A. Rev. Phys. Chem., 29, 223.

Thompson, A. R. et al., 1980, Ap. J. Suppl., 44, 151.

Torrellas, J. M., 1984, comunicación privada.

Wilson, W. J., Barrett, A. H., 1968, Science, 161, 778.

Wright, A. E. y Barlow, M. J., 1975, M.N.R.A.S., 1970, 41.

Zuckerman, B., 1980, A. Rev. Astr. Astrophys., 18, 263.