

2ej
34



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DE NEBULOSAS ALREDEDOR
DE ESTRELLAS CALIENTES

T E S I S

Que para obtener el Título de

F I S I C O

p r e s e n t a :

ANDREA IRMA MIRANDA VITELA

México, D.F.

1986



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.

	Pg.
Capítulo I.- Introducción.	2
Capítulo II.- Las estrellas O y Of.	4
Capítulo III.- Burbujas interestelares.	13
a) Modelo de Steigman y colaboradores.	15
b) Modelo de Weaver y colaboradores.	17
c) Comparación de las predicciones teó- ricas con las observaciones.	24
Capítulo IV.- Clasificación de las nebulosas alrededor de estrellas Of y su relación con clasificación de las nebulosas alrededor de estrellas WR.	27
a) Clasificación de WRN.	27
b) Clasificación de OfN.	32
Capítulo V.- Observaciones y resultados.	38
a) Instrumentos usados en las observaciones.	39
b) Reducción de datos.	48
c) Resultados.	52
Capítulo VI.- Conclusiones y discusion	66
Apéndice I.- Cálculo de densidades electrónicas y de masas de las nebulosas.	68
Apéndice II.- Corrección de velocidades al Sol y al LSR.	72
Referencias	74

CAPITULO I.

INTRODUCCION.

Esta tesis se inspiró en un artículo de T.A. Lozinskaya publicado en 1982. En dicho artículo se presenta una lista de nebulosas asociadas a estrellas tipo Of (OFN), de las que mas del 25% son anulares. Lozinskaya propone que éstas nebulosas anulares son semejantes a las nebulosas anulares asociadas a estrellas tipo Wolf-Rayet (WRN).

El objetivo de la tesis es estudiar las nebulosas anulares asociadas con estrellas Of y dar un panorama de lo que son estas nebulosas y cuales son sus principales características.

El trabajo está dividido en 5 capítulos, los cuales se describen a continuación.

Capítulo I.- Introducción. En él se presenta un breve resumen de la tesis y los objetivos de la misma.

Capítulo II.- Sobre estrellas O y Of. En éste capítulo se da un panorama general de lo que se entiende por dichos objetos. Se presentan las principales características y las particularidades de éstas estrellas. También se presentan las estrellas WR.

Capítulo III.- Modelos de burbujas formadas por vientos. En él se presenta una revisión de los modelos de burbujas de Weaver et al. (1977) y de Steigman et al. (1975). Al final se hace una comparación con observaciones encontradas en la literatura de algunas burbujas.

Capítulo IV.- Clasificación de nebulosas alrededor de estrellas Of y su relación con la clasificación para las nebulosas

asociadas con estrellas WR. Aquí se describe la clasificación cinemática y espectroscópica que hace Chu (1981) de las WRN's y la clasificación que propone Lozinskaya (1982) para las OFN's.

Capítulo V.- Observaciones y resultados. En este capítulo se describen las observaciones que realicé con mi asesora de tres de las nebulosas mencionadas por Lozinskaya (1982), así como los datos recabados en una investigación bibliográfica de otros objetos, para tratar de dar una tabla con datos cinemáticos. También se describe el método de reducción de observaciones y los resultados encontrados.

Capítulo VI.- Conclusiones. En este capítulo se presentan las correlaciones entre los parámetros de las nebulosas. También se discute la falta de observaciones, problema que evita se puedan obtener conclusiones concretas sobre las nebulosas de anillo asociadas a estrellas tipo Of.

" LAS ESTRELLAS O Y O5 ".

Las estrellas O son las estrellas más jóvenes, masivas y luminosas que se conocen. Sus características principales se muestran en la tabla 2.1. Como se puede apreciar en la tabla hay muy pocas medidas directas de sus masas, las que se han obtenido de estrellas en sistemas binarios ó de la relación empírica entre la masa de una estrella y su luminosidad. Esta relación establece que para las estrellas con $M_V < 7.5$, $L/L_\odot = (M/M_\odot)^4$. La forma mas usual de asignar masas consiste en comparar la localización de la estrella en el diagrama de temperatura vs. luminosidad con trazas evolutivas teóricas (ej. Stothers 1972).

Por otro lado a partir de la relación masa-luminosidad, se pueden estimar las edades de las estrellas, pero estas estimaciones solo son válidas para estrellas en secuencia principal. Las edades que se obtienen por este método para las estrellas O son del orden de 10^6 años, las que comparadas con las estrellas de la vecindad solar (10^{10} años) nos indica que las estrellas O son muy jóvenes.

En 1944 Baade propuso la existencia de dos tipos de poblaciones estelares: estrellas de población I que son jóvenes, ricas en metales y se encuentran concentradas alrededor del plano galáctico, especialmente en los brazos espirales y estrellas de población II, las cuales son viejas, pobres en metales, del tipo de las estrellas que se encuentran en los cúmulos globulares. Posteriormente se redefinieron las poblaciones, clasificando como objetos de población I extrema a aquellos con: una abundancia de metales de 0.03 (respecto al hidrógeno), edades menores a 10^8 años y distancia promedio al plano galáctico de 120 pc (Mihalas 1968).

TABLA 2.1.

PARAMETROS DE LAS ESTRELLAS O.

:clase es:	log L/L _e :	log R/R _e :	Tef.:	-Mv:	M/M _e :	ref.:
:pectral :	:	:	:(10 ³ °K) :	:(mag.) :	:	:
: I :	6.42 :	1.34 :	50.0 :	6.9 :	-- :	1 :
: 03 III:	6.40 :	1.29 :	52.5 :	6.7 :	-- :	1 :
: V :	6.42 :	1.26 :	55.0 :	6.6 :	-- :	1 :
: I :	5.82 :	1.28 :	38.0 :	6.3 :	-- :	2 :
: 06 III:	5.63 :	1.14 :	40.0 :	5.6 :	-- :	2 :
: V :	5.40 :	0.98 :	42.0 :	4.9 :	40-60 :	2,3:
: I :	5.74 :	1.36 :	33.0 :	6.5 :	-- :	2 :
: 08 III:	5.38 :	1.14 :	34.5 :	5.5 :	-- :	2 :
: V :	4.81 :	0.81 :	36.5 :	3.9 :	51 :	2,4:
: I :	5.73 :	1.44 :	30.0 :	6.7 :	-- :	2 :
: 09.5 III:	5.30 :	1.18 :	31.5 :	5.5 :	30 :	2,4:
: V :	4.58 :	0.78 :	33.0 :	3.6 :	20 :	2,3:

L=luminosidad; L_☉=luminosidad solar=3.9 x 10³³ ergs/s

R=radio estelar; R_☉=radio solar=6.96 x 10¹⁰ cm

Tef=temperatura efectiva; Tef solar=5700°K

Mv=magnitud visual absoluta; Mv solar=+4.79

M=masa estelar; M_☉=1.97 x 10³³ gr.

Ref:1=CGO (1979), 2=Panagia (1973), 3=Conti y Burnichon (1975), 4=Stothers (1972).

Las estrellas O son objetos de población I extrema y se estima que hay 3x10⁵ de estas estrellas en la galaxia (Sahade 1980).

Muchas de las estrellas jóvenes se encuentran inmersas en regiones gaseosas, las cuales ionizan debido al alto flujo de fotones ultravioletas. Son estas regiones de hidrógeno ionizado, llamadas regiones HII, las que conforman los brazos espirales de la galaxia.

El espectro de las estrellas O se caracteriza, en general, por la presencia de líneas de absorción de H, HeI y las series de Pickering del HeII (Morgan, Keenan y Kellman 1943). La clasificación va de O3 a O9.5 basada en el cociente HeI λ4471/HeII λ4541 y

la clase de luminosidad se deriva del cociente de SiIV $\lambda 4089$ /HeI $\lambda 4143$. Existen líneas de emisión no identificadas en $\lambda 4486$ y $\lambda 4504$ (cuya intensidad parece estar relacionada con CIII $\lambda 5696$). Además de las líneas de absorción, en muchos espectros se detectan líneas de emisión de H α , HeII $\lambda 4686$, NIII $\lambda 4634, 4640$, CIII $\lambda 4648, 4650$ y $\lambda 5696$ y SiIV $\lambda 4089, 4116$. A estas estrellas con líneas de emisión se les clasificó como estrellas Of (Plasket y Pearce 1930); en algunas estrellas Of muy tempranas se observan líneas en emisión de NV $\lambda 4603, 4619$, NIV $\lambda 4058$ y HeI $\lambda 5876$ (Sahade 1980).

Su clasificación se muestra en la tabla 2.2.

Las líneas de emisión son características de vientos estelares y envolventes. Mihalas (1973) muestra que la emisión de NIII puede ser explicada con una atmósfera clásica (con aproximación plano paralela), en cambio la línea de HeII $\lambda 4686$ solo puede emitirse en una envolvente, entendiéndose como tal a una zona extendida en la que se encuentra inmerso el viento estelar. Físicamente esto nos dice que las estrellas clasificadas como O((f)) (ver tabla 2.2), no tienen necesariamente envolventes a pesar de tener líneas de emisión de NIII; en cambio las Of con emisión de HeII $\lambda 4686$ si deben tenerlas. Conti y Leep (1974) encontraron una relación entre la emisión en H α y la de HeII $\lambda 4686$; las estrellas más luminosas parecen tener más emisión en ambas líneas. Esto parece indicar que la luminosidad y los vientos estelares están relacionados. De hecho todas las estrellas O más brillantes que $M_V \sim -6$ parecen tener envolventes. En general se toma como estrella Of a una estrella O con viento.

Al viento generalmente se le considera como un flujo radial estacionario con una cierta distribución de temperatura. Se piensa que las fuerzas que actúan en la formación del viento son: la gravedad, la presión del gas, la presión de radiación tanto en continuo como sobre todas las líneas del espectro (Abbott 1982). Las propiedades físicas de los vientos estelares están definidas por cuatro funciones, que dependen del radio: la de velocidad $v(r)$,

la de densidad $\rho(r)$, la de composición química $C(r)$ y la del estado de ionización $I(r)$. El radio r suele medirse en unidades del radio estelar R_* . Castor, Abbott y Klein (1975) proponen una teoría en la cual suponen que el viento es acelerado por presión de radiación y encuentran $v(r)$ y $\rho(r)$ analíticamente.

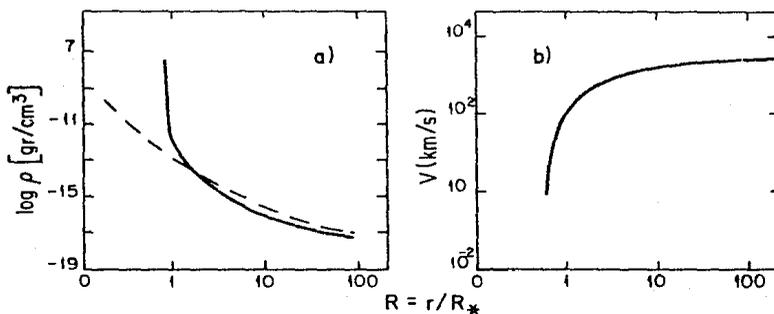


Figura 2.1.- Perfiles de densidad y velocidad para un viento estelar: a) perfil de la densidad como función del radio en unidades del radio de la estrella, b) perfil de la velocidad. (Tomados de Castor, Abbott y Klein 1975).

Castor et al. encuentran que la densidad cae más rápidamente que $1/r^2$ hasta el punto en que el viento alcanza su velocidad terminal como se muestra en la figura 2.1 a), en adelante varía como $1/r$. La velocidad se comporta como se muestra en la figura 2.1 b) y se puede expresar aprox. como

$$v(r) \approx v_{\infty} (1 - R_*/r)^{1/2} \quad (2.1)$$

Para el estado de ionización I(r) solo tienen algunas estimaciones de su dependencia en r. Esta dependencia puede cambiar para diferentes iones dependiendo de la temperatura de ionización y de la densidad, pero no pueden tratar analíticamente la forma funcional. Esperan que la composición química sea constante en todo el viento y como el tiempo necesario para que el material fluya através de la zona de viento es del orden de horas, los valores son los mismos que los de la superficie.

TABLA 2.2.

CLASIFICACION DE ESTRELLAS OF

: desig. :	NIII	: HeII	: SiIV	: H α	: CIII :
: N	: int.	: --	: --	: --	: em. d. :
: C	: --	: --	: --	: --	: int. :
: Of	: em.	: em. a.	: --	: em.	: -- :
: O(f)	: em.	: ne.	: --	: em.	: -- :
: O((f))	: débil	: absor.	: --	: em.	: -- :
: Of	: em.	: em.	: em.	: em.	: -- :
: e	: --	: --	: --	: em.	: -- :
: Oq	: --	: --	: --	: em. (P)	: -- :
: Ofp	: int. *	: --	: --	: --	: int. * :

Las longitudes de onda de las líneas de los encabezados son: NIII= λ 4640, λ 4641, λ 4643, HeII= λ 4686, SiIV= λ 4089, λ 4116, H α = λ 6563 y CIII= λ 4648-50,5696. Las abreviaturas significan: em.=línea en emisión; int.=emisión intensa; d.=emisión débil; a.=línea angosta; ne.=línea que es muy débil ó puede no encontrarse; absor.=línea en absorción; (P)=línea con perfil P Cyg., *=líneas con intensidades comparables

La teoría de Castor et al.(1975) no ha sido comprobada por completo, sin embargo los datos obtenidos para los vientos de estrellas tempranas parecen ser consistentes con ella y en general es aceptada como válida.

El hecho de que una estrella tenga viento implica que está perdiendo masa y ya que los vientos estelares están altamente

ionizados, los electrones libres emiten radiación libre-libre. Esta emisión detectada en radiofrecuencias, permite estimar el flujo de gas. Las determinaciones de pérdida de masa se basan, en general, en la expresión dada independientemente por Panagia y Felli (1975) y por Wright y Barlow (1975):

$$\dot{M} = \frac{0.095 \mu S^{3/4} D^{3/2} v_{\infty}}{Z \gamma g v} \frac{M_{\odot}}{\text{año}} \quad (2.2)$$

la cual relaciona la tasa de pérdida de masa con la emisión libre-libre en el continuo de radio. Donde μ es el peso molecular medio de las partículas, Z la carga iónica media y γ el número medio de electrones por ión, todas estas variables dependen del cociente H/He y de $I(r)$. Los otros parámetros son: g el factor de Gaunt, S_{ν} el flujo observado a frecuencia ν y D es la distancia. S_{ν} es proporcional a ν^{α} , donde α es el índice espectral y es menor que la unidad.

Para obtener \dot{M} se deben medir S_{ν} y v_{∞} y además conocer D . Los flujos se miden a partir del exceso libre-libre, el cuál se detecta en el IR y en radio. La determinación de ν se hace mediante los perfiles P Cyg de las líneas $H\alpha$ y $\lambda 4686$ del $HeII$, también se puede medir de los perfiles de las líneas de resonancia de elementos pesados, las que se encuentran en el UV lejano. Los otros factores, se estiman de las propiedades del viento. Es importante notar que la ecuación (2) solo es válida para el caso de un viento esféricamente simétrico y homogéneo más allá del punto en que el viento alcanza su velocidad terminal, es decir con $\rho(r) \propto 1/r^2$.

También existen métodos en otras longitudes de onda. El método para determinar las pérdidas de masa a partir de observaciones en el visible fué desarrollado por Klein y Castor (1978). Estos autores muestran que la línea $H\alpha$ se genera en la envoltura y a partir de su ancho equivalente, combinado con la luminosidad de la estrella en el continuo encuentran la luminosidad total de la

envolvente. Esta luminosidad es proporcional a una función de la pérdida de masa, de donde obtienen \dot{M} . También se pueden determinar pérdidas de masa a partir de líneas de resonancia en el espectro UV. Se compara la intensidad de las líneas de resonancia (corridas al violeta) con perfiles teóricos, esto se combina con la función de velocidad y las fracciones de ionización para obtener la densidad electrónica como función de la velocidad, la cual es a su vez una medida de la tasa de pérdida de masa.

En la tabla 2.3. se muestran las determinaciones de \dot{M} obtenidos por los diferentes métodos para 9 estrellas.

TABLA 2.3.

DETERMINACIONES DE PERDIDAS DE MASA.

: nombre : estrella	: tipo : espectral:	\dot{M} ($10^6 M_{\odot}/\text{año}$)			
		A	B	C	D
: 9 Sgr	: O4V((f))	: 0.66	: ≥ 3.2	: --	: 25.0
: HD 15570	: O4f	: 23.99	: --	: --	: ≤ 21.0
: HD 190429A	: O4f	: --	: --	: --	: ≤ 21.0
: Pup	: O4f	: 9.00	: 7.0	: 3.5	: 3.5
: HD 14947	: O5f	: 9.10	: ≥ 2.0	: 2.4	: ≤ 24.0
: Cep	: O6ef	: 6.80	: ≥ 2.0	: 2.2	: 4.8-7.8
: 29 CMa	: O8.5If	: --	: --	: --	: ≤ 6.8
: Oph	: O9V(e)	: --	: --	: --	: ≤ 0.38
: Ori A	: O9.5I	: 3.24	: --	: 1-1.2	: 2.3

En las columnas se muestran los valores de pérdida de masa para las estrellas:

A.- Determinaciones de la línea H α (Klein y Castor 1978).

B.- Datos obtenidos de medidas de la tasa de pérdida de masa del UV (Conti y Garmany 1980; Lamers y Morton 1976 y Garmany et al. 1981).

C.- Estimaciones usando excesos en IR y velocidades obtenidas de líneas en el ultravioleta (Barlow y Cohen 1977).

D.- Determinaciones a partir de flujos en radio y velocidades en el UV (Abbott et al. 1980).

Las estimaciones basadas en el exceso IR adoptan una función de velocidad aparentemente muy lenta y por lo tanto las medidas de pérdida de masa podrían estar subestimadas, por el contrario en las medidas basadas en los perfiles de la línea H α adoptan una función de velocidad muy escalonada y por eso sus resultados pueden estar sobreestimados.

Las medidas más confiables son las que obtienen la velocidad terminal de los perfiles de líneas en el UV, ya que estas líneas son más sensibles a los valores pequeños y las pérdidas de masa de flujos en radio, ya que el flujo se obtiene de la zona más alejada de la estrella, donde el viento ya alcanzó su velocidad terminal (Lamers et al 1980).

Las estrellas Wolf-Rayet (WR) son estrellas que se encuentran en la fase de quemado de helio, de las cuales se ha removido la capa exterior de la atmósfera rica en hidrógeno por un proceso de pérdida de masa. Este proceso puede deberse a intercambio de masa con una compañera, por un viento estelar intenso ó incluso por la combinación de ambos.

En esta fase la estrella tiene líneas de emisión, muy alta luminosidad (para su masa), composición rica en helio y sobreabundancias de nitrógeno ó carbono.

Se definen dos clases de estrellas WR, las WN y las WC. Se distinguen en que las WN presentan líneas de emisión intensas y anchas de helio y nitrógeno, mientras que las WC tienen líneas de emisión de carbón y oxígeno además de helio.

Cada clase se subdivide de acuerdo al grado de ionización del espectro. Las WN van desde WN3 hasta WN8 y las WC desde WC5 a WC9, donde las subclases más tempranas (con menor índice) indican mayor grado de ionización.

Las estrellas tipo WN7 y WN8 presentan líneas de emisión tipo WR y líneas de absorción de estrella O, por lo que son consideradas como estrellas en una etapa de transición.

Las pérdidas de masa por vientos estelares de las estrellas Of parecen ser lo suficientemente eficientes para remover, si no toda, si la mayor parte de la envolvente rica en hidrógeno, de manera que el material procesado en el núcleo quede en la superficie, por lo tanto se cree que debido al viento una estrella Of evoluciona en una estrella WN8 ó WN7 y ésta al evolucionar se convierte en una WN más temprana y finalmente en una WC (Conti 1976).

"BURBUJAS INTERESTELARES."

Como hemos dicho en el capítulo II, las estrellas tempranas tienen vientos fuertes ($\dot{M} \sim 10^6 M_{\odot}/\text{año}$, $V_{\infty} \sim 2000 \text{ km/s}$). Estos vientos interactúan con el medio interestelar (MI) que los rodea; lo empujan y pueden formar cascarones, los cuales podrían ser observados como anillos alrededor de la estrella emisora del viento. Estos cascarones tienen radios entre 1 y 100 pc, y se observan en el visible gracias a su fuerte emisión en $H\alpha$ (Rosado 1985). Este tipo de cascarones es lo que se conoce comúnmente como burbuja interestelar, también se les denomina nebulosas anulares.

En este capítulo trataremos dos de los modelos más conocidos que tratan la evolución de las burbujas. Para simplificar el análisis se hacen las siguientes suposiciones en ambos:

- a) el viento es esféricamente simétrico y tiene una velocidad terminal constante V_{∞} .
- b) la tasa de pérdida de masa ($\dot{M} = dM/dt$) es constante.
- c) el flujo de energía que proporciona el viento a la nebulosa ($L_w = \dot{M} V_{\infty}^2/2$) es la única fuente de energía.
- d) la estrella que emite el viento está en reposo.
- e) el medio interestelar con el cual interactúa el viento tiene una densidad uniforme ρ_0 .

Con las suposiciones a), d) y e) obtenemos una burbuja esférica.

El viento choca el MI y forma un cascarón con el MI barrido, al pasar el tiempo, el cascarón tendrá una masa tal que logre frenar al viento, entonces se crea un segundo frente de choque en el viento (conocido como choque en reversa). Como resultado el

sistema estará formado por cuatro zonas como se muestra en la figura 3.1.

En general el radio del cascarón es función del tiempo y se puede expresar como:

$$R(t) = k t^{\alpha}$$

donde k es una constante que depende de \dot{M} y V_{∞} y de la densidad del medio (ρ_0).

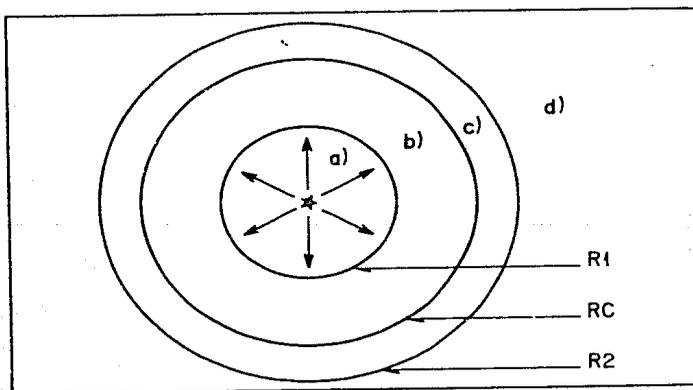


Figura 3.1.- Zonas que forman una burbuja típica.

las zonas marcadas son:

- a) zona de viento estelar
- b) zona de viento estelar chocado
- c) zona de medio interestelar chocado
- d) medio interestelar sin perturbación.

R_1 .- marca un frente de choque que separa al viento del viento chocado.

R_C .- es el radio al que se encuentra la superficie de contacto que separa la zona de viento chocado del gas interestelar chocado.

R_2 .- marca el choque que separa al material interestelar chocado del MI sin perturbación.

El primero de los modelos que se describe es el propuesto por Steigman, Strittmatter y Williams (1975). Este modelo considera que la zona de viento chocado (zona b en la figura 3.1) radia considerablemente y al enfriarse se colapsa y se mezcla con la zona de MI chocado. La evolución de la burbuja estará determinada por la conservación del momento suministrado por el viento directamente al cascarón.

El segundo modelo fue propuesto por Weaver, Mc Cray, Castor, Shapiro y Moore (1977), en el consideran que la zona de viento chocado (zona b en la fig. 3.1) no radia ó radia una cantidad despreciable de energía, razón por la cuál la evolución se deriva considerando conservación de energía.

Al final del capítulo se comparan las predicciones de estos modelos con observaciones existentes.

A) MODELO DE STEIGMAN ET AL.

Steigman y colaboradores trataron de explicar "algunas irregularidades", que apreciaban en el análisis de las líneas de absorción de los espectros de estrellas tempranas, observadas en el UV con el satélite COPERNICUS. Estas irregularidades se referían a que observaban un estado de ionización menor de lo esperado y subabundancias de elementos pesados al observar el MI proyectado sobre las estrellas calientes. Para explicar estas irregularidades consideran que en un cascarón, formado por el viento producido por las estrellas observadas, se originan absorciones que producen las irregularidades mencionadas.

Para estrellas más tempranas que B0 su modelo contempla la formación de un sistema de tres zonas: la primera zona contiene el

viento estelar (zona a) de la figura 3.1), en la segunda zona se encuentra el material interestelar chocado por el viento (zona c) y la tercera zona sería la del medio interestelar sin perturbación (zona d).

Estos autores suponen que las pérdidas por radiación son muy grandes y esto provoca que la zona de viento chocado se enfríe rápidamente hasta una temperatura de 10^4 °K y se mezcle con la de viento estelar, lo que implica que la transferencia de momento es directa entre el viento y el material barrido, es decir, el material expulsado por la estrella barre el gas interestelar y le transmite su momento.

Para encontrar la velocidad con la que se expandirá el cascarón consideran la conservación del momento, de donde obtienen la velocidad del cascarón ($V(t)$) y el tamaño del mismo ($R(t)$):

$$V(t) = A (\dot{M} V_{\infty} / \rho)^{1/4} t^{1/2} \quad (3.1)$$

$$R(t) = 2A (\dot{M} V_{\infty} / \rho)^{1/4} t^{3/2} \quad (3.2)$$

donde $A = (3/4 \pi)^{1/4} / 2$, y la edad del sistema está dada por:

$$t = R(t) / 2 V(t) \quad (3.3)$$

para encontrar la presión ejercida por el viento se substituyen $V(t)$ y $R(t)$ en la ecuación de balance de fuerzas para el material del cascarón:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{4 \pi R(t)^3}{3} \frac{dR(t)}{dt} \right] = 4 \pi R(t)^2 \rho \quad (3.4)$$

y obtienen la presión del viento:

$$p = \dot{M} V_{\infty} / 4 \pi R(t)^2 = \rho_w V_w^2 \quad (3.5)$$

La potencia del viento estará dada por:

$$L_w = 4 \pi \rho R(t)^2 V(t)^2 V_w / 3 \quad (3.6)$$

Los autores calculan el tiempo de vida del cascarón y encuentran que es comparable al de vida de la estrella en secuencia principal. Entonces para cualquier tiempo t , la masa del cascarón estará dada por:

$$M_s = (1/A) \rho (\dot{M} V(t) / \rho)^{3/4} t^{3/2} \quad (3.7)$$

B) MODELO DE WEAVER ET AL.

En este modelo Weaver y colaboradores proponen un sistema de cuatro zonas, como se describe en la introducción (ver fig. 3.1).

La evolución de la burbuja es dividida en tres etapas:

1ª.- La burbuja se expande tan rápidamente que las pérdidas radiativas en el gas no logran afectar ninguna parte del sistema y se describe la dinámica de las regiones b) y c) suponiendo un flujo adiabático.

2ª.- En esta segunda etapa las pérdidas radiativas provocan que la región c) (capa en expansión de gas interestelar barrido) se colapse en un cascarón delgado, pero la región de viento estelar chocado (b)) conserva su energía.

3ª.- En esta etapa la dinámica de la región b) se ve también afectada por las pérdidas radiativas.

B.1) PRIMERA ETAPA EVOLUTIVA.

Esta etapa es de poca duración (comparada con la vida de la estrella en secuencia principal), como lo demuestran Avedisova (1972) y Falle (1975).

La primera etapa termina cuando la escala de tiempo para el enfriamiento radiativo del gas barrido se vuelve comparable a la edad del sistema $\sim 2 \times 10^7$ años para una potencia de 10^{36} ergs/seg y una densidad del medio de $1/\text{cm}^3$.

B.2) SEGUNDA ETAPA.

En este período el gas interestelar barrido de la reg. c) se colapsa en un cascarón delgado debido a que radia su energía el cual es casi isobárico ya que el tiempo necesario para que una onda de sonido cruce la región entre R_1 y R_2 (ver fig. 3.2), es corta comparada con la edad (t) y por lo tanto se puede esperar que esté a una presión uniforme p .

La parte interior del cascarón que es la región de enfriamiento está a una temperatura $T \sim 10^4$ °K y la región adyacente (de viento chocado) está a una temperatura $T > 10^6$ °K.

Como se ve estas consideraciones difieren de las de Steigman et al. en que se acepta la existencia de la región b) (que está muy caliente) y se propone que sea ésta la que actúe como pistón para empujar al cascarón.

La estructura de la burbuja se modifica debido a la conducción térmica de b) hacia la región c). El flujo conductivo de energía de b) hacia c) se contraponen al flujo de energía mecánico en la dirección contraria (relacionado con la evaporación de masa de la región fría hacia la caliente) y por pérdidas radiativas en la

interface. Los autores muestran que en esta etapa la masa evaporada rebasa a la cantidad de masa proporcionada por el viento. Esta masa evaporada será la fuente predominante de material para la región caliente, aún así la masa de la cáscara fría (región c) puede considerarse constante.

REGION (c).- Estructura de la zona de enfriamiento.

La energía interna de la región (b) es mucho mayor que la energía cinética de la región (c), esto permite plantear ecuaciones simples para la evolución de R y de la energía (E) con el tiempo.

Para la energía interna usan la ecuación:

$$E = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi}{3} \right) R_2^3 p \quad (3.8)$$

el balance de fuerzas para el cascarón se escribe:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{4\pi}{3} R_2^3 \rho_0 \frac{dR_2}{dt} \right] = 4\pi R_2^2 p \quad (3.9)$$

donde p en ambas ecuaciones es la presión térmica de la zona caliente.

La ecuación de balance de energía para la región caliente es:

$$dE/dt = L_w - 4\pi R_2^2 p \, dR_2/dt \quad (3.10)$$

Para facilitar la solución de este sistema de ecuaciones se propone una solución autosimilar, la cual consiste en suponer que el sistema tiene una variable independiente, en este caso el tamaño del cascarón. Esta variable adimensional (ξ) definida por:

$$\xi = r/R_2 = r/k \, t^\alpha \quad (3.11)$$

no varía con el tiempo. Podemos entonces redefinir la velocidad, la densidad y la presión mediante funciones de ésta variable. De ésta forma se pueden separar variables. Al incluir estas nuevas variables en las ecuaciones de continuidad, movimiento y conservación de energía para un flujo adiabático, se obtiene un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias que nos permite encontrar fácilmente el exponente α y por lo tanto la dependencia temporal de R_2 . De la integración numérica de este sistema se obtiene como varían la presión, densidad y temperatura con ξ . Una vez obtenida R_2 son fáciles de encontrar p y E de las ecuaciones 3.8, 3.9 y 3.10. Las soluciones son :

$$E = 5/11 L_w t \quad (3.12)$$

$$R_2 = (250/308 \pi)^{1/5} L_w^{3/5} \rho_0^{1/5} t^{3/5} \quad (3.13)$$

$$p = [7/(3850 \pi)^{1/5}] L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{4/5} \quad (3.14)$$

REGION (b).- Estructura de la región de viento chocado.

Esta región está caliente y recibe un flujo de masa de la región fría (c). La estructura de esta región también se puede describir con una solución autosimilar, teniendo como fuentes de energía el flujo de energía mecánico y conductivo de la región. Consideran los autores que las pérdidas radiativas son despreciables.

Finalmente obtienen que la estructura de la temperatura es:

$$T = 2.07 \times 10^6 L_3^{8/35} t_6^{5/35} (1 - \xi)^{2/5} \text{ } ^\circ\text{K} \quad (3.15)$$

El interes de la expresión 3.15 estriba en que predice emisión en rayos X y UV de la zona.

Cuando se incluyen las pérdidas radiativas en esta etapa, los parámetros R_2 , V_2 y E se desviarán de la solución autosimilar. Los autores calculan que el tiempo a partir del cuál el enfriamiento empieza a ser importante es mayor que 10^5 años.

Las pérdidas de energía para la región (b) estarán dadas por $-NeN\Lambda/\rho$ donde Ne es la densidad electrónica, N es la densidad de partículas y Λ es la función de pérdida de energía por radiación.

B.3) TERCERA ETAPA.

Esta etapa considera altas pérdidas de energía de la región (b), del orden de la potencia del viento $L_w = \dot{M} V_w^2 / 2$.

En ésta etapa las pérdidas de energía afectan la estructura de la región (b). En la figura 3.1 observamos que R_1 depende del balance entre la presión del viento y la densidad de energía interna de la región (b). De las soluciones autosimilares se determina que la tasa de pérdida de energía de la región (b) L_b , dada por:

$$L_b = \int_{R_1}^{R_2} Ne N \Lambda 4 \pi r^2 dr \quad (3.16)$$

afecta el volúmen de la región si $L_b \propto t^{16/35}$.

Los autores consideran el caso de $L_b \ll L_w$. La energía interna de la región estaría dada por:

$$E_b = 2 \pi p (R_2^3 - R_1^3) \quad (3.17)$$

el balance de fuerzas para el cascarón queda como:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{4 \pi \rho_0 R_2^3}{3} \frac{dR_2}{dt} \right] = 4 \pi R_2^2 (p - p_{II}) \quad (3.18)$$

donde p_{II} es la presión en la región (c).

El balance de presiones en R_1 nos da como resultado;

$$R_1 = \left[(L_w / V_w E_b) (R_2^3 - R_1^3) \right]^{1/2} \quad (3.19)$$

al incluir L_b en la ecuación de evolución de la energía ésta queda como:

$$dE_b/dt = L_w - 4 \pi R_2^2 p dR/dt - L_b \quad (3.20)$$

De la ecuación 3.16 (válida para la etapa anterior) los autores estiman L_b a partir de la estructura de la temperatura, suponiendo presión uniforme en (b) y considerando que la integral en primera aproximación es independiente del tiempo. Obtienen:

$$L_b \propto \frac{R_2^3}{R_1^4} \left[\frac{M_b}{E_b} \right]^{5/2} \left[1 - \frac{R_1}{R_2} \right] \quad (3.21)$$

donde M_b es la masa debida al flujo evaporativo.

Los resultados de integrar numéricamente las ecuaciones 3.18, 3.19, 3.20 y 3.21 se muestran en la figura 3.2.

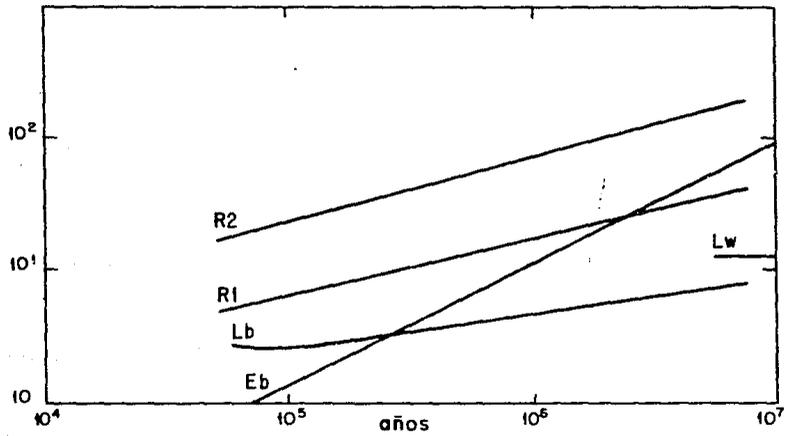


Figura 3.2.-Resultados de la integración numérica de las ecuaciones para la tercera etapa evolutiva del modelo de Weaver et al. 1977. Se observa que $R_2 \propto t^\alpha$, donde α es intermedia entre .5 (modelo de Steigman et al. 1975) y .6 (resultado para la segunda etapa del mismo modelo).

C) COMPARACION DE LAS PREDICCIONES TEORICAS
CON LAS OBSERVACIONES.

Para poder establecer la validez de los modelos antes descritos es necesario confrontarlos con observaciones de los cascarones, para lo cual se definen dos parámetros que pueden ser determinados de datos observacionales.

Los parámetros son:

$$\Theta = M_c V_c^2 / 2 L_w t$$

$$\Pi = M_c V_c / \dot{M} V_\infty t$$

donde M_c es la masa del cascarón; V_c la velocidad de expansión del cascarón; \dot{M} es la tasa de pérdida de masa de la estrella; V_∞ es la velocidad terminal del viento estelar; L_w es la potencia del viento derivada de \dot{M} y V_∞ . Todos estos datos se obtienen de observaciones, el valor de V_∞ se determina de estudios cinemáticos, R_c se determina del radio angular una vez conocida la distancia, M_c y V_c se determinan de estudios espectroscópicos y \dot{M} de observaciones de IR y radio, pero la edad dinámica t , no puede ser determinada independientemente de un modelo, sin embargo tiene muy poca variación entre los dos modelos antes descritos ($t = .6 R(t)/V(t)$ (Weaver et al. 1977) y $t = .5 R(t)/V(t)$ (Steigman et al. 1975).

Sustituyendo los valores predichos por los modelos se obtienen los valores teóricos de Θ y Π los cuales se muestran en la tabla 3.1. Θ representa la razón entre la energía cinética del cascarón y la energía suministrada por el viento. En este sentido representa una eficiencia de conversión de la energía del viento en energía cinética del cascarón. Π representa la razón entre de los momentos del cascarón y del viento.

TABLA 3.1

"VALORES TEORICOS DE ϵ Y Π "

:	CE	:	CM	:
ϵ	:	.2	:	<<.2
Π	:	>>1	:	1

CE = Modelo de Weaver et al. 1977.

CM = Modelo de Steigman et al. 1975.

En la literatura se encuentran observaciones de varios cascarones alrededor de estrellas WR y Of. Los valores de ϵ y Π para 9 objetos se muestran en la tabla 3.2.

Como se observa en la tabla 3.2, los valores observacionales concuerdan con los valores de ϵ y Π derivados del modelo de Steigman et al. Sin embargo sería necesario tener más datos para poder concluir la validez del modelo de conservación de momento.

Otro dato a favor del modelo de Steigman et al. (1975) es el de los enriquecimientos de N detectados en cascarones alrededor de estrellas WR (Kwitter 1981). Esto indica que el viento de la estrella (compuesto principalmente por nitrógeno) está a una temperatura de 10^4 °K y se encuentra mezclado con el MI barrido (compuesto principalmente por hidrógeno). En el modelo de Weaver et al. (1977) no se considera que la región de viento se mezcle con la de medio barrido por lo que solamente se observaría un cascarón de hidrógeno con temperatura de 10^4 °K.

Hay otros modelos para explicar la interacción del viento estelar con el medio interestelar, por ejemplo, Sakashita et al. (1984).

TABLA 3.2.

VALORES OBSERVACIONALES DE ϵ y Π .

: OBJETO	: ESTRELLA	: Tipo	: Π	: ϵ	: REF:
:	: (HD)	: esp.	:	: 10^3	:
: S 308	: 50 896	: WN5	: .50	: 10.0	: 1 :
: NGC 6888	: 192 163	: WN6	: .30	: 10.0	: 1 :
: NGC 3199	: 89 358	: WN5	: .70	: 10.0	: 1 :
: RCW 104	: 147 419	: WN4	: .50	: 10.0	: 1 :
: NGC 2359	: 56 925	: WN4	: .04	: 0.3	: 1 :
: ANON (Mr100):	191 765	: WN6	: .36 *	: 7.0	: :
:	:	:	: .73 *	: 14.0	: 2 :
: S 119	: 203 064	: Of	: .68	: 4.0	: 3 :
: S 162	:	: (O6.5	:	:	:
: NGC 7635	: BD+602522:	: IIIf)	: .31	: 2.0	: 3 :

También se incluyen dos nebulosas alrededor de estrellas Of: S 119 y S 162.

Ref. 1=Chu (1983); 2=calculado en base a los datos de Chu (1982), Chu et al. (1983) y Barlow et al. (1981), (*) se muestran dos valores debido a que las velocidades no están bien determinadas; 3=Rosado (1985).

Muchos investigadores consideran la evolución de una burbuja desde un punto de vista más general, dentro de este panorama los modelos de Weaver y de Steigman corresponden a dos etapas evolutivas diferentes dentro del desarrollo de una burbuja. Sin embargo, el trabajo observacional sobre estos objetos se ha dirigido a obtener los parámetros ϵ y Π refiriendolos a los modelos antes mencionados.

Dentro del contexto general, el hecho de que Π y ϵ concuerden con el modelo de conservación de momento indica que las burbujas observadas se encuentran en esta etapa de evolución.

"CLASIFICACION DE LAS NEBULOSAS ALREDEDOR DE ESTRELLAS OF"

-Y SU RELACION CON LA CLASIFICACION DE LAS NEBULOSAS ALREDEDOR DE ESTRELLAS WR-

Como ya se indicó es común que las estrellas tempranas se encuentren inmersas en nebulosidades y además tengan vientos muy fuertes que interaccionan con estas nebulosidades. Es de uso común llamar a las nebulosas que rodean una estrella WR; WRN y a aquellas que se encuentran alrededor de estrellas OF; OFN. Estas nubes presentan características peculiares que las diferencian de las regiones HII ordinarias como se verá mas adelante.

En este capítulo se presentan las clasificaciones que se han propuesto para las WRN y para las OFN.

La clasificación de las WRN fue propuesta por Chu en 1981 basandose en características morfológicas y cinemáticas de las nubes. Posteriormente Lozinskaya en 1982 propone una clasificación morfológica de las OFN.

CLASIFICACION DE WRN.

En 1981 Chu presenta una lista de 15 nebulosas galácticas anulares asociadas con estrellas WR. Se entiende por asociación cuando la estrella WR está en una posición dentro de la nebulosa consistente con el posible mecanismo de formación y es la única o la fuente principal de excitación de la nebulosidad (Smith 1967).

La presencia de nebulosas de anillo asociadas a estrellas tipo WR sugiere una interacción entre las estrellas centrales y el medio ambiente que las rodea. La interacción se puede dar por tres medios: radiación UV de la estrella, eyecciones y vientos.

De observaciones en el dominio óptico de estas nebulosas Chu concluye que son diferentes a las regiones HII ordinarias en su morfología, en sus velocidades de expansión, y en que presentan sobreabundancias de N y He.

El mecanismo de formación de las nebulosas anulares ha sido motivo de discusión, entre los que opinan que son burbujas formadas por vientos (Johnson y Hogg 1965, Avedisova 1972, Schneps et al. 1981) y los que proponen eyecciones estelares como fuente de los cascarones (Wendker et al. 1975, Pismis et al. 1977, Parker 1978).

Chu propone que tanto las eyecciones como los vientos toman parte en la formación de nebulosas anulares. Hace un estudio de la morfología tomando placas directas con diferentes filtros para detectar arcos y filamentos, además analiza la cinemática de estos objetos mediante interferogramas Fabry-Perót de los que obtiene el patrón de movimiento de las nubes. Los clasifica en nebulosas formadas por eyecciones estelares, en burbujas formadas por vientos ó en regiones HII que no muestren ni material eyectado ni interacción entre viento estelar y medio interestelar.

Clasifica las 15 nebulosas en 3 categorías: las regiones HII excitadas por radiación (R), las formadas por eyecciones estelares (E) y las formadas por viento (W). Cabe aquí mencionar la diferencia entre eyecciones y vientos. A lo largo del capítulo se entenderá como eyecciones a las emisiones no isotrópicas de partículas de la atmósfera de la estrella con tasa de pérdida de masa variable mientras que los vientos son isotrópicos y tienen una tasa de pérdida de masa constante.

Las del tipo R tienen espectros que muestran excitación por radiación y poseen velocidades subsónicas de expansión como se observa en las regiones HII ordinarias. Las nebulosas de este tipo se subdividen según su morfología: Ra son las regiones HII amorfas y Rs las que tienen una estructura de cascarón (la que determinan por el abrillantamiento en las orillas). Las Ra son el resultado de la ionización del medio por estrellas que acaban de formarse en una nube neutra. Las regiones Rs también presentan espectros y velocidades como los de las regiones Ra, pero se puede determinar una forma de cascarón, en el cual se encuentra centrada la estrella WR. Al analizar la nebulosa se observa que es muy grande el cascarón y por lo tanto la edad dinámica (definida como $t = \eta R_s / V_s$ con $\eta = 0.5$ ó 0.6 ver capítulo III) sería del orden de 10^6 años suponiendo que el cascarón se expande con la velocidad del sonido (10 km/s), por lo que el cascarón no pudo haber sido formado por la estrella, ya que la edad dinámica resulta ser mucho mayor que la duración de la etapa WR estimada en 2×10^5 años (Chiosi et al. 1978). Este hecho nos muestra que en una nebulosa Rs la estrella central no es la causante de su formación y solo es la fuente principal de excitación; por ejemplo G2.4+1.4 parece haber sido formada por una explosión de supernova (presenta espectro de radio no térmico), pero muestra excitación radiativa debida a la estrella WC4p que tiene en su interior, por lo que se clasifica como Rs.

El tipo E se caracteriza por su apariencia grumosa y su campo de velocidades irregular, los cuales probablemente se deban a anisotropías de las eyecciones y a inestabilidades de Rayleigh-Taylor. La escala de tiempo para las inestabilidades R-T es del orden de 10^4 años para eyecciones con densidades 10^3 veces la del medio, con gruesos de 0.01 pc en la dirección del movimiento y velocidades de 30 km/s (Spitzer 1978). Como las densidades son más grandes que 10^3 cm³ entonces la presión interna es mayor que la del medio ambiente, esto provoca que el material eyectado se expanda muy rápidamente y como la medida de emisión cae rápida-

mente con el tamaño ($EM \propto (\text{tamaño})^3$) entonces una eyección con densidad de $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ y temperatura de 10^4 K se dejaría de detectar a los 10^3 años. Si el material eyectado esta rodeado por una burbuja formada por viento entonces vivirá mas tiempo. La presión interna de la burbuja frenaría la expansión, y la destrucción de la eyección se deberá a la evaporación. La escala de tiempo para la evaporación se estima del orden de 5×10^4 años (Cowie y McKee 1977). Se observan ambos tipos de nebulosas: M1-67 es una nebulosa E con eyección reciente y RCW58 es una eyección más vieja que se encuentra dentro de una burbuja.

Las nebulosas tipo W (burbujas formadas por viento estelar) se caracterizan por capas delgadas de gas y filamentos que se curvan alrededor de la estrella excitadora. La edad dinámica de la nebulosa se estima de la misma manera que para las nebulosas Rs. La edad que se obtiene es mucho menor ó comparable al tiempo de vida de la fase WR de la estrella, con lo que se puede asegurar que la burbuja fue formada por la estrella misma. En estas nebulosas la estrella puede o no estar centrada geométricamente en la burbuja, aunque este fenómeno es explicáble suponiendo movimiento estelar o inhomogeneidades a gran escala del medio interestelar.

Las categorías de la clasificación de Chu se proponen como no excluyentes, ya que considera que los tres mecanismos pueden estar actuando, y al etiquetar a una nebulosa sólo se está señalando el mecanismo dominante.

Como resultado de la clasificación de las 15 nebulosas Chu encuentra una relación entre el tipo espectral de la estrella WR y el tipo de nebulosa en la que se encuentra:

- las nebulosas Ra están asociadas con estrellas WN tardías
- las nebulosas tipo Rs se asocian con estrellas WC
- las tipo W están asociadas con estrellas WN tempranas

Chu también encuentra que las estrellas WN8 son las asociadas a nebulosas tipo E.

Partiendo de estos resultados establece una secuencia evolutiva para las nebulosas que corresponde a una secuencia evolutiva estelar. Supone que se comienza con una nebulosa tipo Ra, excitada por una estrella con viento despreciable, cuando la estrella evoluciona se incrementa su viento (Conti y Garmany 1980) y la nebulosa Ra se convierte en una W (Weaver et al. 1977), al disiparse la nebulosa W se convierte en una Rs. El razonamiento anterior parece confirmar la hipótesis de que una estrella WN tardía evoluciona en una WN temprana y ésta a su vez en una WC (Moffat 1980).

En los calculos teóricos de la evolución de estrellas masivas, es necesario suponer que las tasas de pérdida de masa sean muy grandes para que las estrellas masivas al evolucionar entren en una fase WR, no se pueden reproducir las abundancias en la superficie de las estrellas WR si se supone una pérdida de masa gradual, como la de un viento estelar (de Loore et al. 1978). Las nebulosas E parecen indicar que las estrellas WN8 eyectan masa muy eficientemente y podrían ser la solución al problema que plantean de Loore y colaboradores.

Como conclusión se puede plantear la siguiente secuencia evolutiva:

- una estrella masiva pierde masa debido a eyecciones y entra a la fase de WR como estrella WN8 (nebulosa tipo E).
- las eyecciones se disipan y la estrella con viento despreciable (WN tardía) queda rodeada de una nube amorfa (nebulosa tipo Ra)
- la estrella WR incrementa su viento (WN temprana) y forma una burbuja (nebulosa tipo W)
- finalmente la burbuja se disipa y se convierte en una nebulosa tipo Rs, la estrella ha evolucionado a WC.

CLASIFICACION DE OFN

En 1982 Lozinskaya y Lomovsky hacen una recopilación de nebulosas alrededor de estrellas Of, buscando en las placas de Palomar nebulosas anulares asociadas a 72 estrellas Of y O(f). En el mismo año Lozinskaya (1982) presenta una lista de 87 estrellas, de las cuales 46 están contenidas en 38 regiones HII (como se muestra en la Tabla 4.2). Sobre estas últimas hace una estadística y presenta una clasificación morfológica de las mismas, aunque no asegura la asociación de las estrellas con las nebulosas.

Para hacer la estadística considera que la muestra de estrellas Of más brillantes que $m_v=8^m$ está completa (tomando $A_v \leq 2^m 5$), esto corresponde a 52 estrellas de su lista, las cuales tienen distancias entre 1.5 y 2.5 Kpc (si consideramos que M_v está entre -5 y -6).

La lista final de estrellas Of con nebulosas detectables con $\delta > -43^\circ$ incluye 35 objetos, de estos 23 están asociados a regiones HII como se muestra en la tabla 4.1.

Se observa que el 80% de las estrellas Of tienen regiones HII asociadas y de estas entre el 30 y el 50% tienen estructura de anillo, entendiendo como tal a las nebulosas que muestran un abri-llantamiento en las orillas sin considerar la forma del cascarón.

Comparando la medida de emisión de la esfera de Strömgren de una estrella O5 y el límite de detección se encuentran restricciones a la densidad del medio en el que se originan las burbujas. Todo indica que las regiones HII asociadas con estrellas Of "detectables" se encuentran solamente alrededor de estrellas inmersas en las componentes tibia y fría del medio interestelar según el modelo de tres fases de McKee y Ostriker (1977).

TABLA 4.1

Distribución de estrellas de diferentes clases de luminosidad asociadas con regiones HII.

clase de luminosidad	:	V	:	III	:	I+II
número de estrellas Of	:	12	:	7	:	9
asociadas con regiones HII	:	11 (90% Of's)	:	5 (72% Of's)	:	7 (80% Of's)
nebulosas anulares	:	3 (27% HII)	:	3 (60% HII)	:	5 (60% HII)

Tomada de Lozinskaya (1982).

En suma la mayor parte de las estrellas Of tienen una región HII asociada y del 30 al 50% de estas tienen una morfología anular. Entonces se puede considerar que las nebulosas anulares alrededor de estrellas Of son un tipo especial de nebulosas de emisión y son similares a las nebulosas anulares alrededor de las estrellas WR.

Una vez que Lozinskaya muestra que las OFN pueden ser consideradas una clase especial de nebulosas, propone una clasificación para las regiones alrededor de estrellas Of, la cual es muy similar a la propuesta por Chu (1981) para las nebulosas asociadas con estrellas WR.

La clasificación de Lozinskaya divide las OFN en cuatro tipos: I, II, III y IV.

Tipo I.- (Regiones HII amorfas). Son aquellas que además de la estrella Of pueden tener otras fuentes de excitación. Estas nebulosas tienen tamaños entre 30 y 100 pc. En algunas se observan vientos de alta velocidad, por lo que podría pensarse que algunas son formadas por los fuertes vientos de las Of y

aunque en las cartas de Palomar se ven amorfas la autora sugiere que podrían presentar estructura anular en fotografías monocromáticas (Ha, OIII ó SII).

Tipo II.- (Regiones HII con estructura de anillo). Son en sí burbujas formadas por el viento de una estrella Of, pero tienen varias fuentes de excitación. La estrella Of se encuentra dentro de un cúmulo OB y se aprecia el efecto conjunto de todas las estrellas del cúmulo en la ionización de la nebulosa y en la expansión de los vientos. Los diámetros de estas nebulosas varían entre 20 y 150 pc. Un ejemplo típico de estas regiones es la nebulosa de la Rosetta que contiene al cúmulo joven NGC 2244, dentro del cual se encuentra la estrella Of HD 46056.

Tipo III.- (Burbujas formadas por vientos). Son nebulosas pequeñas (diámetros entre 3 y 30 pc) que se encuentran alrededor de estrellas Of solas. Estas nebulosas presentan filamentos simétricos y usualmente la estrella no se encuentra en el centro geométrico. La formación de estas burbujas se puede explicar con los modelos de Steigman et al. (1975) ó de Weaver et al. (1977). Dos nebulosas típicas de este grupo son NGC 7635 alrededor de BD +60°2522 una estrella O6.5f y S 119 alrededor de 68 Cyg, una estrella Of.

Tipo IV.- (Eyecciones estelares). Retomando los razonamientos de Chu (ver las nebulosas del tipo E de la sección anterior), Lozinskaya considera a estas nebulosas como de muy corta vida y por lo tanto raras. Solo clasifica dentro de este grupo a NGC 6164-6165 alrededor de HD 148937 (O6f) donde se encuentran evidencias de que una eyección está siendo acelerada por el viento de la estrella dentro de una burbuja formada previamente por el viento mismo.

El caso de NGC 6164-65 muestra que alrededor de una estrella Of pueden coexistir varios de los tipos de nebulosas citados

arriba (Bruhweiler et al. 1981).

Como la clasificación de Lozinskaya se generó de la de Chu, ambas son parecidas. Una diferencia importante estriba en que Chu no considera nebulosas asociadas a más de una estrella, en otras palabras el Tipo II de la clasificación de Lozinskaya no tiene contraparte en la clasificación de las WRN. Otra diferencia consiste en que las nebulosas de anillo clasificadas como Rs no tienen similar en la clasificación de Lozinskaya, ya que el tiempo de vida de una estrella O es mayor que el de las estrellas WR.

TABLA 4.2

"NEBULOSAS ASOCIADAS CON ESTRELLAS Of".

#	REGION HII.	ESTRELLA	T. ESP.	m	α (1950)	δ (1950)	TIPO	ASOC. O CUMULO.
1	S 184, IC 434	HD 5005	O f	7.70	0 1 30	+61 57	I	NGC 281
2	IC 1805, S 190	HD 15558	O5 III f	7.81	2 28 54	+61 14		
		15629	O5 V f	8.43	2 29 30	+61 18		
		15570	O4 I f	8.10	2 29 00	+61 09	II	CAS OB6
3	S 199, IC 1848	HD 17505	O6.5 V f	7.06	2 47 12	+60 13	II	CAS OB6
4	S 220	HD 24912	O7.5 III f	4.02	3 55 30	+36 14	I	PER OB2
5	SG 64, S 264	HD 36861	O8 III f	3.66	5 32 18	+9 54	II	ORI OB1
6	S 252, NGC 2174-75	HD 42088	O6.5 V f	7.55	6 6 42	+20 30	I	GEM OB1
7	ROSETA, NGC 2244	HD 46056	O8 V f	8.19	6 28 42	+4 52	II	MON OB2
8	NGC 2237-46-44	HD 46149	O8.5 V f	7.61	6 29 12	+5 4		
	S 274, 275, ANILLO	HD 46150	O5 V f	6.72	6 29 18	+4 59		
		HD 46223	O4 V f	7.25	6 29 30	+4 52		
		HD 47129B	O8 pf	6.08	6 34 42	+6 11	I	MON OB2
9	S 280	HD 46573	O7 III f	7.95	6 31 42	+2 34	I	MON OF2
10	NGC 2264	HD 47839	O7 V f	4.65	6 38 12	+9 57	I	MON OB1
11	S 310	HD 57060	O7 I af	4.90	7 16 36	-24 28	II	NGC 2362, 29 CMa
12	NEBULOSA DE GUM	HD 66811	O4 I f	2.30	8 1 48	-39 52	I	
13	RCW 53	HD 93128	(Of+O3V)	7.10	10 41 54	-59 17	I	TR 14
14	RCW 52	HD 93403	O5 f	8.00	10 43 48	-59 09	I	TR 16
15	RCW 78	HD 117797	O8 f	9.19	13 30 54	-62 10	I	
16	NGC 6164-65	HD 148937	O6 f	6.90	16 30 12	-48 00	IV+II	
							+III	ARA OB1a
17	RCW 113-116	HD 151804	O8 I af	5.22	16 48 6	-41 08		
		152248	O7 I bf	6.14	16 50 42	-41 45		
		152408	O8 Ia fpe	5.77	16 51 30	-41 04	II	SCO OB1

TABLE 4.2 (cont.)

#	REGION HII.	ESTRELLA	T. ESP.	m	α (1950)	δ (1950)	TIPO	ASOC. O CUMULO.
18	RCW 111	HD 152386	O f	8.10	16 51 30	-44 55	I	
19	ANILLO	HD 153919	O7 f	6.70	17 0 30	-37 47	II	
20	EM H α	HD 163758	O6 f	7.30	17 56 6	-36 1	I	
21	S 25	HD 164794	O4 V f	7.00	18 00 48	-24 22	I	SGR OB1
22	EM H α	HD 313864	O f	10.70	18 02 24	-23 01	I	
23	EM H α	BD -12 4979	O7 f	10.40	18 15 18	-12 16	I	
24	SG 141	HD 167971	O8 I bf	7.50	18 15 18	-12 16	I	SER OB2,NGC 6604 NGC 6611
25	SG 142,M 16,S 49	HD 168076	O4V((f))	8.20	18 15 48	-13 49	I	
26	EM H α	HD 171589	O7 II(f)	8.30	18 33 24	-14 10	I	
27	SG 154,RCW 173	HD 172175	O6 f	9.44	18 36 24	- 7 54	I	SCT OB2
28	SG 166	BD +22 3782	O7 V f	9.34	19 41 00	+23 10	I	VUL OB1,NGC 6820
29	SG 179	HD 190429	O f	6.70	20 1 36	+35 53	I	
30	SG 182-186	HD 192281	O5 Vnfp	7.55	20 10 48	+40 07	I	CYG OB3
31	SG 196	HD 193514	O7 I bf	7.40	20 17 18	+39 07	I	CYG OB1
32	SG 205-210	BD +40 4220	O7 f	9.10	20 30 36	+41 08		
		+40 4227	O6 f	9.00	20 31 30	+41 08	I	CYG OB2
33	EM H α	HD 190429A	O f	6.60	20 53 00	+35 53	I	
34	SG 240,S 119	HD 203064	O f	5.00	21 16 36	+43 44	III	CYG OB7
35	S 131,IC 1396	HD 206267	O6.5V f	5.62	21 37 24	+57 16	II	CEP OB2
36	SG 248,S 134	HD 210839	O6 I f	5.05	22 9 48	+59 10	II	CEP OB2
37	EM H α	BD +54 2761	O5 f	9.98	22 21 48	+55 26	I	CEP OB1
38	NGC 7635,SG 277	BD +60 2522	O6.5 f	8.67	23 18 30	+60 55	III+I	CAS OB2

- Tabla tomada de Lozinskaya (1982).

OBSERVACIONES Y RESULTADOS.

De la lista de nebulosas asociadas a estrellas Of (OFN) de Lozinskaya (ver tabla 4.1) se escogieron 9 nebulosas que fueron observados en la temporada del 10 al 20 de junio de 1985 en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir B.C.N. (OAN).

Se obtuvieron fotografías directas e interferogramas F.P. en $H\alpha$ de 3 objetos. Un interferograma da información del corrimiento en longitud de onda de la luz monocromática que recibimos de un objeto extendido, de donde, suponiendo que dicho corrimiento se debe al efecto Doppler-Fizeau de una fuente en movimiento, podremos obtener el campo de velocidades radiales.

En la sección a) se describe el equipo utilizado en la observación, en la sección b) se muestra el método de reducción de los interferogramas. También se ilustra como se obtienen la distancia cinemática del objeto y la componente radial de su velocidad de expansión.

Los resultados de las observaciones se dan en la sección c), donde se muestran las fotografías de las regiones en $H\alpha$, los perfiles de los interferogramas, los valores del campo de velocidades radiales y las distancias cinemáticas así como estimaciones de la velocidad de expansión.

A) Instrumentos usados en las observaciones.

En la figura 5.1 se representa un interferómetro de Fabry-Perót en montaje de reductor focal (Courtès 1972). El equipo se acopló a los telescopios de 2.1 m y de 84 cm tipo Cassegrain con espejo secundario de F/13.5 del OAN para obtener interferogramas.

Este montaje consta funcionalmente de 5 elementos:

- i) Filtros
- ii) Colimador
- iii) Etalón
- iv) Objetivo
- v) Detector

para obtener las fotografías directas simplemente se quita el etalón del montaje.

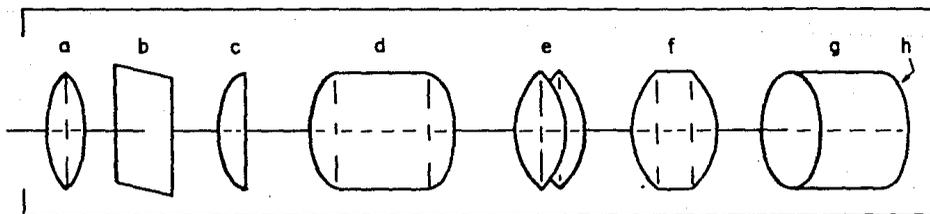


Figura 5.1.- Diseño básico del equipo utilizado. Los elementos marcados son: a) Filtro de interferencia; b) Plano focal; c) Lente de campo; d) Colimador; e) Etalón F-P; f) Objetivo; g) Tubo de imágenes; h) Placa fotográfica.

i) Filtros.

La función de monocromatización la lleva a cabo un filtro de interferencia (interferómetro F-P de bajo orden), el cual aísla la longitud de onda deseada: $H\alpha$, [OIII] (5007Å), [NII] (6548,6584Å), etc.

Un etalón Fabry-Perót está formado por 2 espejos semirreflectores planos (el aplanado debe ser muy preciso, del orden de $\lambda/50$ o menos) cara a cara y exactamente paralelos. La descripción del fenómeno de interferencia en el interferómetro F-P se hará en la sección (iii).

Hay un tipo especial de interferómetro F-P formado por películas reflectoras separadas por una capa de dieléctrico depositado por evaporación al vacío, el cual resulta en un interferómetro de bajo orden de interferencia. A este interferómetro de bajo orden se le conoce como filtro de interferencia. Un filtro de interferencia transmite más luz que un filtro de absorción y tiene un ancho de banda mucho menor. En astronomía, los filtros permiten aumentar el contraste de objetos nebulosos débiles, con lo que se facilita su detección.

El contraste Γ se define como la razón de la iluminación E debida a un término monocromático entre la iluminación que se recibe en todo el ancho de banda. El contraste en $H\alpha$, para un filtro con ancho de banda $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ es:

$$\Gamma = E_{H\alpha} / E(\lambda_2 - \lambda_1)$$

tomando como referencia el contraste en un filtro de absorción de 250Å (i.e $E(250\text{Å})/E_0$) se reescribe el contraste como

$$\Gamma = N \Gamma_0 \quad \text{con } \Gamma_0 = E_{H\alpha} / E_0$$

Para filtros de interferencia con anchos de banda de 50 Å, N es del orden de 5 (Courtes 1972).

El filtro usado en la observación para aislar la línea H está centrado en 6563 Å y tiene un ancho de banda de 10 Å. El ancho de banda es el ancho de la línea a la mitad de su altura máxima.

ii) Colimador.

El trabajo de colimación lo efectúan la lente de campo y el colimador, resultando en un haz colimado de diámetro pequeño, con lo que se efectúa la recolección de la luz y se logra hacer incidir rayos casi paralelos en el interferómetro F-P.

iii) Etalón Fabry-Perót.

Como ya se mencionó en la sección (i) un etalón está formado por dos espejos semireflectores planos colocados cara a cara y exactamente paralelos.

Al iluminarse con un haz colimado monocromático se forma un patrón de anillos brillantes centrados en el eje óptico de los espejos, los cuales se enfocan con el objetivo. El interferómetro provoca un fenómeno de interferencia múltiple.

La razón de la intensidad transmitida a intensidad incidente está dada por la siguiente relación (Hecht y Zajac 1974):

$$I=I_T/I_I=(1-A/(1-R))^2 (1+F \text{ sen}^2(\psi/2))^{-1} \quad (1)$$

la cuál se conoce como la función de Airy, donde A y R son los coeficientes de absorción y reflexión respectivamente del material semireflector, los cuales cumplen junto con el coeficiente de

transmisión (T) la relación:

$$A + R + T = 1$$

y F el factor de finura se define como:

$$F = 4 R / (1-R)^2$$

ψ es la diferencia de fase debida a la diferencia de camino óptico y a las reflexiones internas.

En la figura 5.2 a) se muestra la gráfica de la función de Airy. Como se observa, la función de Airy es periódica y tiene máximos cuando $\sin^2(\psi/2) = 0$, máximos cuya intensidad es de:

$$I_{\max} = (1-A/(1-R))^2$$

por lo tanto cuando $\psi/2 = m\pi$ se tiene interferencia constructiva y se forma un anillo brillante.

Cuando $\sin^2(\psi/2) = 1$ se tiene un mínimo de intensidad:

$$I_{\min} = (1-A/(1-R))^2 (1+F)^{-1}$$

produciendo interferencia destructiva para $\psi/2 = m\pi/2$ y se forma un anillo oscuro.

Entonces tendremos un anillo brillante cuando $\psi = 2m\pi$ y un anillo oscuro cuando $\psi = m\pi$ con m un número entero. Al número m se le llama orden de interferencia.

La diferencia de fase está dada por:

$$\psi = [4 \pi \mu d \cos\theta / \lambda] - 2 \psi_1$$

donde: μ es el índice de refracción del medio entre placas

d es la distancia que separa las placas
 θ es el ángulo de incidencia de los rayos al etalón
 λ es la longitud de onda de la radiación incidente
 ψ_1 es el cambio de fase producido por una sola reflexión, la
 cuál es despreciable en comparación al cambio de fase total enton-
 ces podemos escribir:

$$2 \mu d \cos\theta = m \lambda \quad (3)$$

Cuando $\theta=0$, se obtiene un máximo de interferencia en la rela-
 ción (3), a éste orden (m_0) se le llama orden central u orden de
 interferencia del etalón:

$$m_0 = 2 \mu d / \lambda$$

De la función de Airy se obtiene que:

$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = 1 + F = \left[\frac{1 + R}{1 - R} \right]^2$$

de donde observamos que cuando $R \rightarrow 1$ el interferograma estará
 formado por anillos brillantes sobre fondo oscuro, mientras que
 si $R \rightarrow 0$, los anillos se confundirán con el fondo.

Definiendo el "ancho de perfil" $\delta\lambda$ como el ancho de la función
 I medido a la mitad de su altura máxima (ver fig. 5.2 a); y el
 "intervalo espectral libre" $\Delta\lambda$ como la separación entre dos
 máximos consecutivos, podemos ahora definir una de las cantidades
 más importantes de un interferograma, la Fineza, la cuál es la
 razón entre el ancho del perfil y el intervalo espectral libre, es
 decir:

$$F = \Delta\lambda / \delta\lambda$$

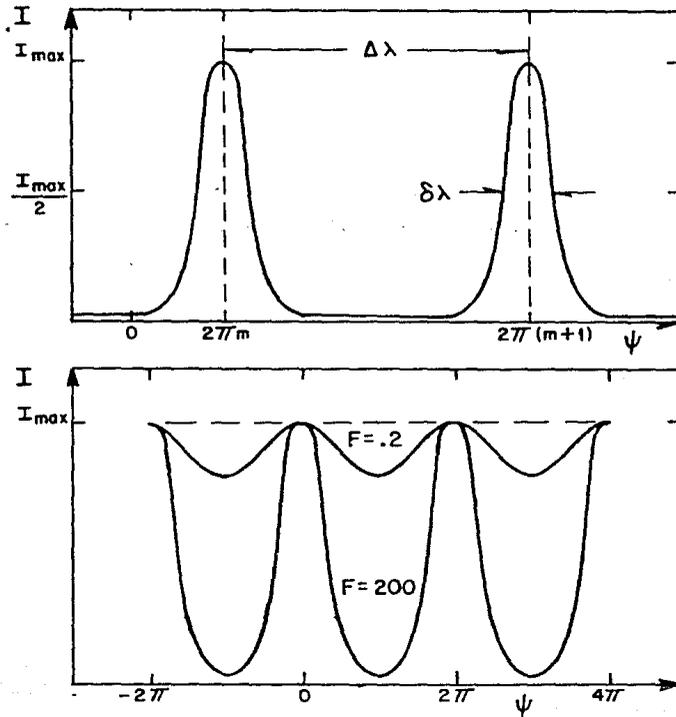


Figura 5.2.- Gráfica de intensidad (I) vs. diferencia de fase (ψ). a) se muestra el ancho de perfil y el intervalo espectral libre. b) se muestran varias curvas para distintos valores de la Fineza.

de la función de Airy obtenemos que:

$$F = \frac{\pi (F)^{1/2}}{2} = \frac{\pi (R)^{1/2}}{1 - R}$$

analizando vemos que si $R \rightarrow 1$ la fineza será grande se adelgazarán y se separarán bien los anillos, mientras que si $R \rightarrow 0$ se traslaparán los anillos y se harán más anchos (ver fig. 5.2 b).

El rango espectral libre cumple con la condición:

$$(m + 1) \lambda = m (\lambda + \Delta\lambda)$$

de donde obtenemos que podemos cambiar la distancia entre los anillos (intervalo espectral libre) variando el camino óptico como se muestra en la siguiente relación:

$$\Delta\lambda = 2 \mu d \cos\theta / m^2$$

El poder resolutor del interferómetro se define como $\lambda/\delta\lambda$ y se encuentra que es igual a:

$$R = F \times m$$

Analicemos ahora una fuente en movimiento. Por el efecto Doppler-Fizeau se tiene que la velocidad radial de una fuente está dada por

$$v = c (\lambda' - \lambda) / \lambda$$

con: c =velocidad de la luz; λ' =longitud de onda de la fuente en movimiento; λ =longitud de onda de la fuente en reposo. Analizando la fuente en reposo vemos que si hacemos incidir un haz normal ($\theta=0$) y el medio entre las placas es aire ($\mu=1$) entonces obtendremos el orden central

$$\lambda m_0 = 2 d$$

Si hay un cambio en el camino óptico (Δd) obtendremos otro anillo que equivale a un incremento del orden

$$2 (d + \Delta d) = (m_0 + 1) \lambda$$

Ahora tomemos la diferencia de longitud de onda entre la fuente en movimiento y la fuente en reposo $\lambda' - \lambda$, como vimos, este cambio equivale a un cambio en el camino óptico (δd), entonces:

$$2 (d + \delta d) = m_0 (\lambda + (\lambda' - \lambda))$$

sustituyendo $m_0 \lambda$ para la fuente en reposo, y $\lambda' - \lambda$ del efecto Doppler-Fizeau encontramos

$$\delta d / \Delta d = m_0 v / c$$

Si conocemos m_0 , la diferencia de camino óptico debido al movimiento de la fuente δd y el intervalo entre líneas corresponde a un incremento en el orden, de donde obtenemos la diferencia de camino óptico Δd , entonces podemos estimar la velocidad radial con la que se mueve el objeto.

El etalón usado en la observación tiene un rango espectral libre de 283 Km/s y un poder resolutor de 10600 trabajando a un orden de interferencia de 1060. La escala de todo el equipo montado en el telescopio de 2.1m es de 49"/mm correspondiente a un campo de 9' de arco.

iv) Objetivo.

El objetivo es un arreglo óptico que permite aumentar la iluminación que recibe el detector. La iluminación en un telescopio depende del número F (d/f) como se indica en la siguiente relación:

$$E = R (\pi/4) (d/f)^2$$

donde: R es el brillo superficial del objeto que se observa
 d es el diámetro del objetivo o espejo del telescopio y
 f es la distancia focal del telescopio.

El reductor focal permite reducir la distancia focal con lo que aumenta la iluminación en el detector, aunque esto disminuye la resolución espacial.

El aumento de iluminación es de gran utilidad en astronomía ya que permite reducir los tiempos de exposición, lo cual facilita la detección de objetos débiles; por ejemplo si se disminuye el número F de $f/5$ a $f/1$ se obtiene 25 veces más iluminación.

El reductor focal utilizado (elemento f de la figura 5.1) es un objetivo Snyder de $f/2$.

v) Detector.

El detector consistió en un tubo de imágenes Varo de una etapa con salida de fibras ópticas y película fotográfica (elementos g y h de la fig. 5.1).

La película usada fue Kodak 103a-G, y los tiempos de exposición fueron del orden de 1 hora.

B) Reducción de datos.

La observación de cada objeto consiste en tomar dos interferogramas, uno correspondiente a la nebulosa y otro de una fuente de en reposo (una lámpara de hidrógeno montada en el telescopio, con la cual se obtienen calibraciones en las mismas condiciones que los interferogramas).

Como ya se discutió en la sección anterior inciso (iii) la diferencia de camino óptico está dada por $m\lambda = 2\mu d \cos\theta$ entonces podemos escribir la relación para el q-ésimo anillo como:

$$2 \mu d \cos\theta = (m - q + 1) \lambda$$

Si suponemos que los anillos se forman en el plano focal del objetivo (con longitud focal f), entonces para ángulos de incidencia pequeños se cumple que $\theta \cong r/f$ con r radio del anillo en la placa lo que implica que

$$\cos\theta \cong 1 - r^2/2f^2$$

y por lo tanto

$$2 \mu d (1 - r^2/2f^2) = (p - q + 1) \lambda$$

Definimos el exceso del q-ésimo anillo como

$$\epsilon = m r^2 / 2 f^2$$

esto muestra que cuando se pasa de un anillo al siguiente el cuadrado del radio se incrementa aritméticamente y por lo tanto ϵ varía como r^2 .

Para reducir los datos es necesario determinar exactamente los radios de los anillos, por lo tanto es indispensable tener una

buena determinación del centro, lo cual se obtiene mediante una corrección a la excentricidad la cuál se obtiene de la calibración para cada dirección.

Como ya vimos mediante el efecto Doppler-Fizeau se relaciona la velocidad radial de un objeto con el orden de interferencia como lo muestra la siguiente relación

$$\Delta\lambda / \lambda = v / c = \Delta m / m$$

el corrimiento entre un anillo de la fuente en movimiento (la que en nuestro caso es una región H α) y uno de la fuente en reposo (calibración) corresponde a una diferencia en el orden de interferencia

$$m = m_n - m_c$$

de los anillos con radios r_n (anillo de la región H α) y r_c (anillo de la calibración). Escribiendo el incremento en el orden como función de los excesos obtenemos

$$\Delta m = \epsilon_n - \epsilon_c = m_0 ((r_n/f)^2 - (r_c/f)^2) / 2$$

de donde obtenemos que la velocidad radial de la región H α está dada por

$$v_{\text{rad}} = c (r_n^2 - r_c^2) / 2 f^2$$

analizando la calibración vemos que entre dos anillos consecutivos

$$\Delta m = m_c - m_{c-1} = 1 = m_0 (r_c^2 - r_{c-1}^2) / 2 f^2$$

por lo tanto:

$$1 / 2 f^2 = m_0 (r_{c-1}^2 - r_c^2)^{-1}$$

Finalmente escribimos la velocidad como

$$v_{\text{rad}} = c \left((r_n^2 - r_c^2) / (r_c^2 - r_{0-1}^2) \right) / m_b$$

Para reducir las observaciones se observan en la placa de la nebulosa los detalles más interesantes sobre los cuales se trazan diámetros. Es importante orientar de la misma manera la placa de la calibración y la de la nebulosa. Con los diámetros se establecen varias direcciones en la placa de la nebulosa y se trazan similarmente en la calibración. Se determina el centro de la placa midiendo en la calibración, para cada dirección, los radios de los anillos. Una vez determinado el centro se miden los radios de los anillos de la nebulosa para cada una de las direcciones.

Con los radios de los anillos y el valor de rango espectral libre conoceremos entonces la velocidad radial (la cuál se corrige al sol y por el movimiento del LSR ver Apéndice II) en varios puntos de la nebulosa.

Si ahora consideramos que las velocidades radiales de las regiones HII son aquellas correspondientes a la rotación galáctica a esa distancia galactocéntrica, entonces podemos decir que el promedio de las velocidades radiales de una nebulosa nos da la velocidad de conjunto de la nebulosa (velocidad de rotación) es decir:

$$\langle v_{\text{rad}} \rangle = V_c$$

de donde conociendo la curva de rotación de la galaxia se puede determinar la distancia cinemática (Courtés 1972).

Si además suponemos que la nebulosa es un cascarón de espesor despreciable (cascarón delgado) el cuál tiene un movimiento interno de expansión uniforme con simetría esférica (ver fig. 5.3 a) se desdoblarán las líneas como se muestra en la figura 5.3 b).

Los desdoblamientos se miden en el perfil de los anillos y de ellos podemos determinar la velocidad de expansión. De la figura observamos que

$$\Delta v = v_1 - v_2$$

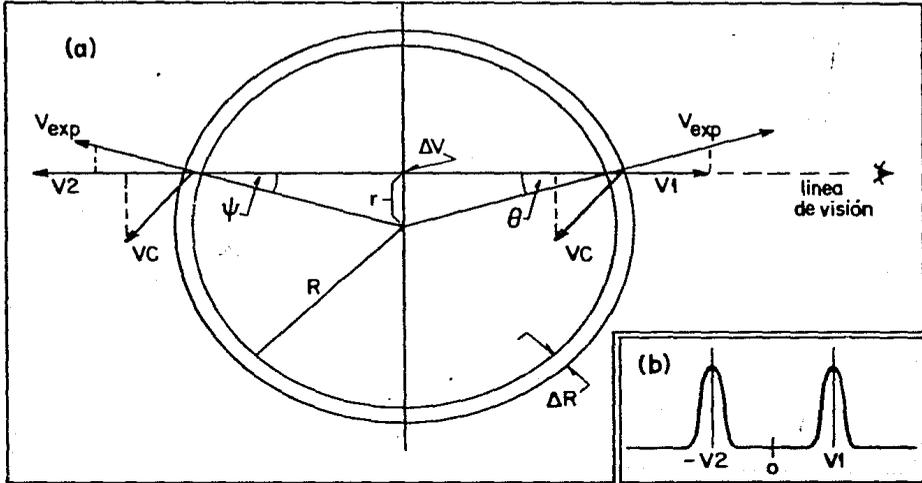


Figura 5.3: a) Diagrama que muestra el modelo de una cascarón delgado en expansión uniforme. b) Diagrama que muestra el desdoblamiento de una línea por la velocidad de expansión.

con $v_1 = V_{exp} \cos \theta$ y $v_2 = -V_{exp} \cos \phi$

de la figura obtenemos la proyección de la velocidad de expansión (V_{exp}')

$$V_{exp}' = V_{exp} (1 - r^2/R^2)^{1/2}$$

y observamos que $v_1 = V_{exp}' - Vc'$ y $v_2 = -V_{exp}' - Vc'$ de donde obtenemos la velocidad de expansión del objeto:

$$V_{exp} = (v_1 - v_2) / 2 (1 + r^2/R^2)^{1/2}$$

Este resultado es válido para un cascarón delgado en expansión uniforme y con simetría esférica. La naturaleza suele ser más complicada sin embargo, en algunos casos resulta ser una buena aproximación y la cantidad $\Delta V/2$ evaluada en el centro nos dá una estimación de la velocidad de expansión.

Por consiguiente de las velocidades radiales determinadas a partir de las observaciones con un interferómetro F-P podemos obtener 2 cantidades importantes:

- la distancia cinemática de la nebulosa
- el campo de velocidades de la nebulosa.

C) Resultados.

En la temporada de observación se obtuvieron 3 interferogramas, y fotografías en H_{α} de los objetos SG 154 (S 60), SG 196 (S 108) y de la nebulosa #23 de la Tabla 4.1. Desafortunadamente la calibración del interferograma de SG 154 se perdió y no se pudo reducir completamente, sólo se obtuvieron medidas de la velocidad de expansión de los desdoblamientos de las líneas.

Del interferograma de SG 196 se obtuvieron velocidades radiales y no se pudo apreciar desdoblamientos, por lo que se obtiene solamente su distancia cinemática.

El interferograma de Of #23 se redujo completamente, se obtuvo

la distancia cinemática del campo de velocidades radiales y una estimación de la velocidad de expansión de la nebulosa a partir de los desdoblamientos de las líneas.

Las fotografías en H α de los tres objetos se muestran en las figuras 5.4 a), b) y c).

En las figuras 5.5 a) y b) se muestran dos perfiles del interferograma de SG 154, y en las figuras 5.6 se muestran dos perfiles de la nebulosa Of #23 (a y b) y dos perfiles de su calibración (c y d).

En las figuras 5.7 y 5.8 se muestran los campos de velocidades obtenidos de las nebulosas SG 196 y Of #23.

Las distancias cinemáticas obtenidas de SG 196 y de Of#23 se muestran en la tabla 5.1.

Las velocidades de expansión para las nebulosas SG 154 y Of #23 se dan en la tabla 5.2.

En la tabla 5.3 se muestran datos calculados y recabados para 38 nebulosas.

TABLA 5.1.

Distancias cinemáticas obtenidas.

nebulosa	:	$\langle V_r \rangle_{LSR}$:	D. cinemática	:	D. Fotométrica	:
SG 196	:	6.01	:	1250 pc.	:	1310 pc.	* :
Of #23	:	6.13	:	1250 pc.	:	---	:

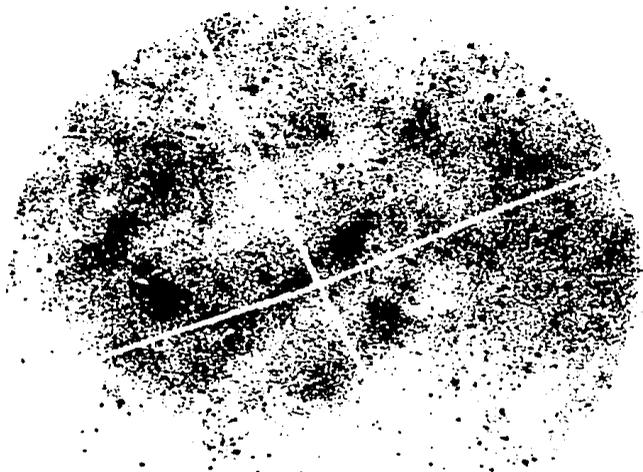
* tomada del CGO (estrella excitadora HD 193514)

TABLA 5.2.

Velocidades de expansión
medidas de los desdoblamientos.

nebulosa	:	V_{exp}	:
SG 154	:	≥ 16	:
Of #23	:	≥ 20	:

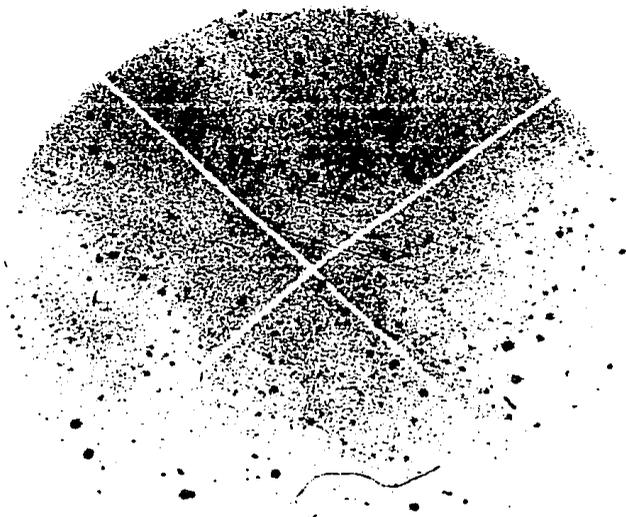
Finalmente en la Tabla 5.4 se muestran los valores de ϵ (eficiencia de transformación de energía) y Π (eficiencia de transformación de momento), definidos en el Capítulo III, de 5 nebulosas para las cuales se pudieron obtener ó calcular los datos necesarios: R_C , V_C , M_C , V_∞ , \dot{M} (ver Capítulos II y III).



a)



b)



c)

Figura 5.4.- Fotografías en la línea H_{α} de las nebulosas observadas. a) SG 154; b) SG 196; c) Of #23.

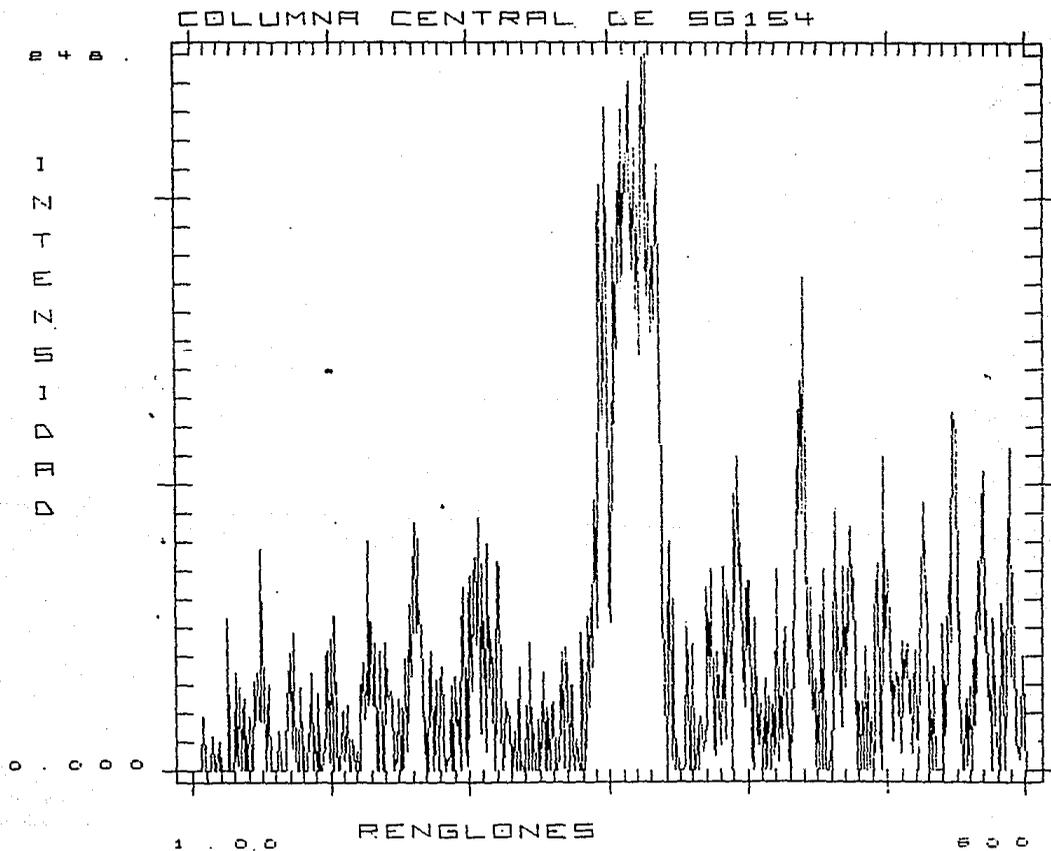
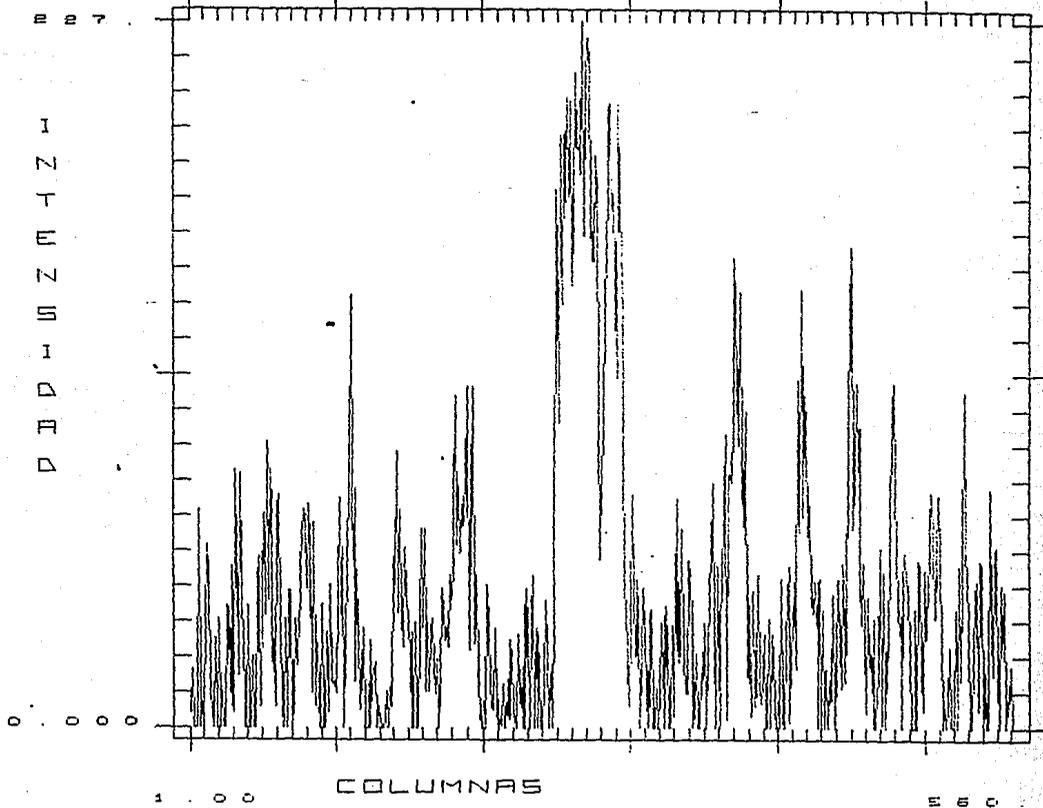


Figura 5.5. Perfiles del interferograma de SG 154. a) Columna central del interferograma. b) Renglon central del interferograma.

REGLON CENTRAL DE SG154



b)

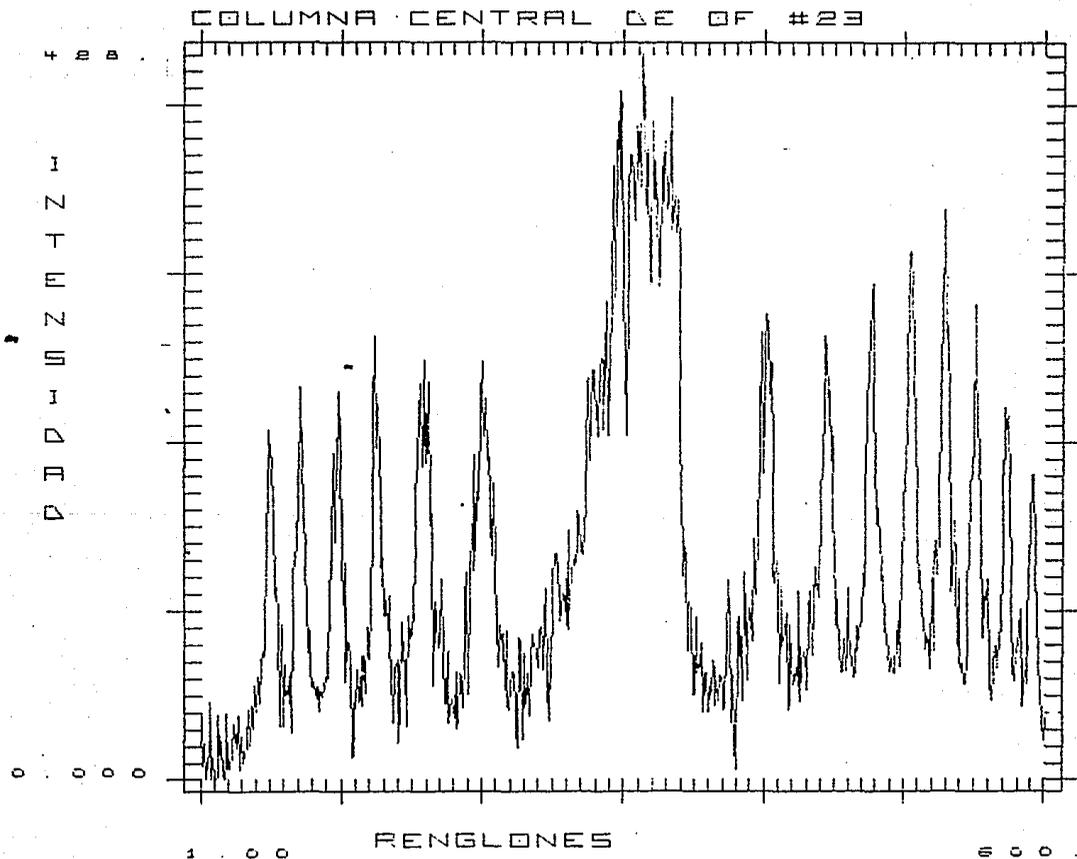
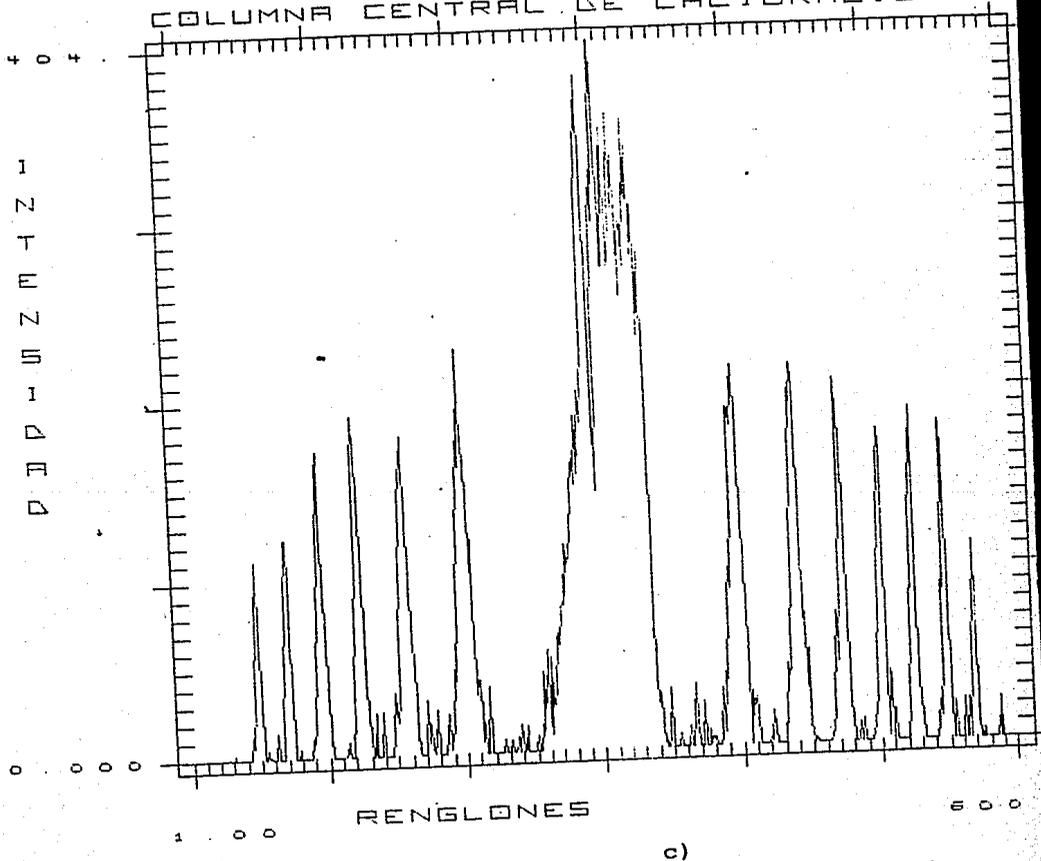


Figura 5.6. Perfiles del interferograma de Of #23 y su calibración. a) y b) columna y renglón central del interferograma de la nebulosa. c) y d) columna y renglón central de la calibración.

COLUMNA CENTRAL DE CALIBRACION



c)

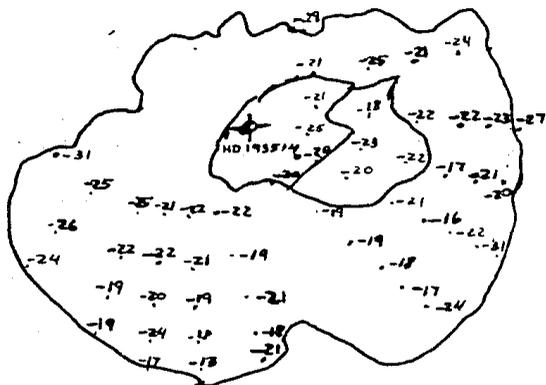


Figura 5.7.- Campo de velocidades radiales de SG 196.

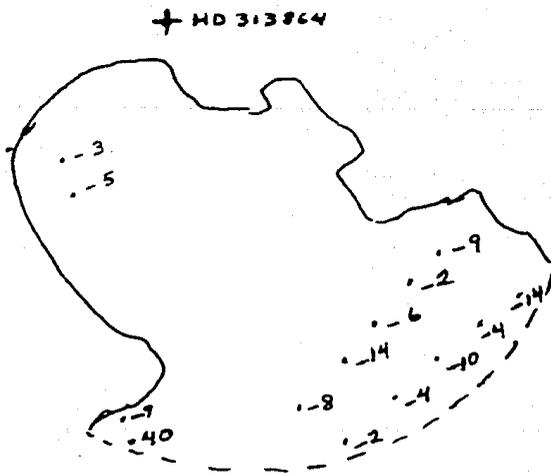


Figura 5.8.- Campo de velocidades radiales de Of #23.

continuación tabla 5.3.

#	nebulosa o región III	tipo	contenido estelar	asoc. o cúmulo	L.n. ('arco)	Dist. (Kpc)	R (pc)	n (mag/1')	N_e (cm ⁻³)	H^{β} (H _α)	H^{γ} (H _β)	V_e (km/m)
24	SG 141,S 54,RCW 167	I	(WCR+OR-9)+2(O7.5If)+(O5.5f)+(O7f)+(O81)+(O91)+(O911)+(O8IV)+(O9.5IV)+(O9V)+(O5)+(O6)+(O8)+(O9)+(O)	NGC 6604,SFR OB2	55.7	2.81	45.5	10.0-10.7 10.6-11.3 11.2-11.9	0.147 0.111 0.085	2040 1540 1179	---	---
25	SG 142,S 49,H 16	I	(WC5)+(O6.511If)+(O4f)+(O8f)+(O811f)+(O8V)+2(O9V)+2(O9.5V)+(O6)+(O9)+2(O9n)+(O9)+(O1)+(O3)+(O8)+(O)	NGC 6611	22.1 35.9 ^(b)	3.11	20.0 32.5	9.2	0.948 0.459	1114 2312	---	---
26	EM Ha	I	(O7.5Vf)			1.56	---	---	---	---	---	---
27	SG 154,S 60,RCW 173	I	(O6f)	SCT OB2	8.7	2.39	6.1	11.8-12.5	1.130	37	---	216 ⁽⁸⁾⁽⁹⁾
28	N. alrededor de HD175876		(O6.5111(n)(f))			2.28	---	---	<0.180 ⁽⁶⁾	---	---	---
29	SG 166,S 86	I	(O7Vf)+6(O9)+(O9.51b)+(O911)+2(O9)+3(O)	NGC 6820,VUL OB1	90.3 ⁽⁶⁾	2.73	---	11.9-11.2	0.042 0.025	---	---	---
30	SG 179,S 109	I	(W4.5+O9.51a)+(O86)+(O7+nb+)+(WCR)+(O4If)+(O9.5111)+(O6)+2(O8)+(O8.5)		19.5		71.7 102.0	11.9-11.2	---	2277 3015	---	---
31	SG 182-186,S 109	I	(O5.5f)	NGC 6871,CYG OB3	37.8 21.1 ^(f)	2.24	24.6 13.7	11.9-11.2 11.3-10.6	0.169 0.536	371 205	---	---
32	SG 196,S 108	I	(W8+O6)+(O7.5111f)+(O6.5Vn(f))+(O911)+(O9.5IV)+(O9V)+(O9V)	CYG OB1	39.1 ^(b)	1.31	14.9	11.3-10.6	0.278	135	---	---
33	SG 205-210,S 109	I	(O71nuf+O9)+(O61b(n)(f))+(O5f)+2(O6f)+(O9.51a)+(O9V)+(O6)+2(O8)+2(O9)	CYG OB2	35.0 ^(b)	1.10	11.4 22.7	11.9-11.2	0.279 0.096	60 157	---	---
34	SG 240,S 119	III	(O8V)	CYG OB7	86.4	0.53	13.0	11.9-11.2	0.104	34	100-500 ⁽⁸⁾	515 ⁽⁸⁾
35	S 131,IC 1396	II	(O6.5V(f))+(O9.5V)+(O91b)+2(O9V)+(O5)+(O8)	CEP OB2	87.0	0.82	20.8	11.9-11.2	0.080	105	---	---
36	SG 248,S 134	II	(O61(n)(f))	CEP OB2	80.0	0.86	20.0	<13.0	<0.016	19	---	---
37	EM Ha	I	(O5f)	CEP OB1			5.75	---	---	---	---	---
38	NGC 7635,SG 277,S 162	III+I	(O6.5111f)+(O5)	CAS OB2	2.0 ^(b)	2.51	15.6	10.7-10.0	23.700 0.653	11 367	4-5 ^(b)	20 ^(b)

Las columnas son:

- (1).- Número progresivo.
- (2).- Nombre(s) de la nebulosa según los catálogos SG (Shain y Geze 1955); S (Sharpless 1959); RCW (Rodgers et al. 1960); Em. Ha (designación en el artículo de Lozinckaya 1982); las regiones alrededor de una estrella (Reynolds y Ogden 1982).
- (3).- Tipo de la nebulosa (tomado de Lozinckaya (1982)).
- (4).- Contenido estelar obtenido de los catálogos SG, S, CGO (Cruz-Gonzalez et al. 1974) y Van der Hucht et al. (1981).
- (5).- Asociación o Cúmulo al que pertenece la estrella excitadora (Lozinckaya 1982).
- (6).- Tamaño angular de la nebulosa, tomado T.A.=(area/n)^{0.5}. El área se obtiene de los datos en el catálogo SG, en caso de no tener la nebulosa número SG se toma el dato del catálogo S de la referencia indicada.
- (7).- Distancia. Se toma como la distancia de la estrella excitadora, la cual se obtiene del catálogo CGO.
- (8).- Tamaño lineal de la nebulosa.
- (9).- Magnitud Ha de la nebulosa (tomado de SG).
- (10).- Densidad electrónica (n_e) de la nebulosa. El cálculo se detalla en el Apéndice I.
- (11).- Masa estimada de la nebulosa. La estimación se hace a partir de las densidades de la columna 10. El cálculo se detalla en el Apéndice I.
- (12).- Masa medida de la nebulosa. Ver las referencias.

(13).- Velocidad de expansión de la nebulosa. Ver las referencias.

Notas:

* tomado de RCW; a muy alargada 306' X 60'; b muy alargada 170' X 40'; c alargada 94' X 47'; d tiene dos partes la nebulosa 55' X 28' y 90' X 45'; e tiene dos componentes 160' X 160' y 236' X 222'; f tiene dos componentes 40' X 35' y 90' X 50'; g muy alargada 120' X 40'; h la nebulosa SG 205 es muy alargada 120' X 32' y la SG 210 tiene 70'; i en el SG se dan dos partes bien definidas de esta nebulosa, una de 4' X 3' y otra de 40' X 36'; j el interferograma presenta porciones de gas con velocidades hasta de 300 km/s; k el interferograma presenta detalles con velocidades del orden de 100 km/s; A los valores para la velocidad de expansión son 21-43 km/s (ref 6) y 32 km/s (ref 2) pero éstas corresponden a la expansión de la eyección no de la burbuja (ver párrafo final del capítulo IV).

Referencias:

- (1) Israel (1977); (2) Lozinckaya (1982); (3) Harris (1976); (4) Beuermann (1973); (5) Perai et al. (1985); (6) Bruhweiler et al. (1981); (7) Reynolds y Ogden (1982); (8) Este trabajo ver tabla 5.2.

TABLA 5.4

CALCULO DE ϵ Y Π CON LOS DATOS DE 5 NEBULOSAS.

#	nebulosa o región HII	M_c (M_\odot)	V_c (Km/s)	$\dot{M} \times 10^6$ (M_\odot/a)	V_∞ (Km/s)	t ($10^6 a$)	Π	ϵ $\times 10^3$	Notas
5	SG 64,S 264	63	8	0.44	3050	1.70	0.28	0.91	1,2
7	SG 97,S 275,NGC 2246 (ROSETA)	217	20	2.40	2400	1.14	0.66	5.51	1,3
27	SG 154,S 60,RCW 173	37	≥ 16	0.13	3200	>0.43	3.31	16.55	4,5
34	SG 240,S 119	34	15	0.89	2850	0.10	2.01	10.58	1,5
38	SG 277,S 162	4-5	20	3.20	2875	0.19	0.13	2.24	1,5,6

Col. 1 = número de la nebulosa en la Tabla 5.1.

Col. 2 = nombre(s) de la nebulosa.

Col. 3 = masa calculada de la burbuja ver Tabla 5.1.

Col. 4 = velocidad de expansión de la burbuja.

Col. 5 = pérdida de masa obtenida de Garmany et al. 1981.

Col. 6 = velocidad terminal del viento, tomado de Garmany et al. 1981.

Col. 7 = edad dinámica del sistema, $t = .5R_c / V_c$.

Col. 8 = eficiencia de transmisión de momento $\Pi = M_c V_c / \dot{M} V_\infty t$.

Col. 9 = eficiencia de transmisión de energía $\epsilon = M_c V_c / \dot{M} V_\infty t$.

Notas: 1.- V_c tomada de Lozinskaya (1982).

2.- Como V_c es menor a la del sonido se tomó $V_c = 10 \text{ Km/s}$. La pérdida de masa se obtuvo de Barlow y Cohen 1977.

3.- ésta nebulosa tiene 4 estrellas con fuertes vientos, para los calculos se tomaron los valores promedio.

4.- Obtenida en este trabajo. Ver tabla 5.2.

5.- La pérdida de masa se obtuvo promediando los valores para estrellas del mismo tipo espectral.

6.- La velocidad terminal del viento se obtuvo promediando los valores para estrellas del mismo tipo espectral.

"CONCLUSIONES Y DISCUSION"

Como se mencionó a lo largo de la tesis, uno de los problemas principales que se aprecian es la falta de datos observacionales en el campo. Se han hecho observaciones de algunas nebulosas alrededor de estrellas WR solitarias (WRN's) pero muy pocas de nebulosas asociadas con estrellas Of (OFN's).

La clasificación de Lozinskaya para OFN's se derivó de la de Chu para WRN's con algunas modificaciones, pero esta clasificación es puramente morfológica y el estudio del contenido estelar de las nebulosas de la tabla 4.2 reveló que en algunos casos, además de las estrellas Of las nebulosas tienen asociadas estrellas WR. Como las estrellas WR tienen vientos más potentes que las estrellas Of, estas nebulosas no pueden clasificarse como OFN, ya que la formación de cascarones y la principal fuente de excitación dependen de las estrellas WR. Lo cual sugiere una redefinición de los tipos propuestos por Lozinskaya o una adición a la clasificación propuesta por Chu, ya que como se discutió en el capítulo IV ésta no contempla el caso de nebulosas asociadas a más de una estrella WR.

Uno de los problemas que se presentan al calcular los parámetros C y proviene de la estimación de las masas de los cascarones, la cual parece estar subestimada, ya que no se está considerando la masa de hidrógeno neutro que contiene el cascarón. De las definiciones de los parámetros Π y Θ se observa que si las masas de las nebulosas fueran 100 veces mayores que las presentadas en las tablas 5.3 y 5.4 entonces se obtendrían valores consistentes con el modelo de Weaver et al. (1977).

Otro de los problemas consiste en la determinación de la pérdida de masa, la cuál tiene errores como se discutió en el capítulo II. Si el error fuera del 3.5% en la determinación de la pérdida de masa, los valores de los parámetros correspondientes al

modelo de Weaver se reducirían nuevamente a los predichos por Steigman.

Si contemplamos la evolución de una burbuja en general, la aparente consistencia entre los datos observacionales de WRN's y los predichos por el modelo de Steigman et al. (1975) indican que las burbujas formadas por viento pasan la mayor parte de su vida en la etapa de conservación de momento.

Se encontró que SG 154 y Of #23 tienen velocidades de expansión mayores a la del sonido.

Parece ser que Of #23 es un cascarón en expansión, pero desgraciadamente las fotografías tomadas no muestran completa la región (el campo es de 9'). Como no se pudo medir el tamaño angular no podemos estimar la densidad, es necesario observar este objeto en un campo mayor para determinar su tamaño y morfología. Este objeto no ha sido estudiado hasta ahora. El interferograma muestra detalles de alta velocidad, y parece ser que la nebulosa está asociada a una sola estrella Of por lo que su estudio permitiría apreciar mejor la interacción de una estrella tipo Of con el medio interestelar. Estas características indican que debe hacerse un estudio más extenso de este objeto.

La nebulosa SG 154 es un objeto complejo del cual se deberán tomar más interferogramas para mejorar las medidas de la velocidad de expansión y poder obtener su distancia cinemática.

Referente a SG 196 en la tabla 5.1 observamos que la distancia cinemática de la nebulosa concuerda con la distancia fotométrica de la estrella excitadora HD 193514 por lo que se puede concluir la asociación de la estrella con la nebulosa. Sin embargo, de los interferogramas no se puede asegurar que se trate de un cascarón en expansión ya que no se aprecian velocidades de expansión significativas. Para poder determinar la naturaleza del objeto, serían necesarios otro tipo de estudios.

APENDICE I

CALCULO DE DENSIDADES ELECTRONICAS Y DE MASAS DE LAS NEBULOSAS.

Para poder completar la tabla 4.2 de datos se necesitaban obtener las masas de las nebulosas, para calcularlas era necesario conocer las densidades electrónicas, por lo cuál se siguió el siguiente procedimiento de cuatro pasos para obtener las masas de las nebulosas:

1.- Del catálogo de Shain y Gaze (1955) se obtienen las magnitudes/ $(\text{arc})^2$ en H α de las nebulosas. Estas magnitudes tienen un error de ± 0.5 mag. pues están estimadas visualmente.

2.- Basandonos en el artículo de Ishida y Kawajiri (1970) en el que definen una nueva magnitud E (de un análisis de fotografías en H α). Esta magnitud E se relaciona con el sistema UVB como lo indica la relación:

$$E = V - C_1 \times (B - V) + C_2 \quad (A1.1)$$

con C_1 y C_2 constantes numéricas. C_1 tiene los valores:

- .6 para estrellas azules
- .7 para estrellas rojas
- .66 para estrellas tipo solar

si la estrella está enrojecida se determina C_1 como:

$$C_1 = E_{V-B} / E_{B-V} = 0.61$$

Para calcular C_2 obtienen la magnitud E del sol mediante la relación:

$$\begin{aligned} E_{\odot} &= V_{\odot} + 2.5 \log(\Delta\lambda/\lambda) + 2.5 \log(F_{5500}/F_{6550}) \\ &= -25.46 \end{aligned}$$

y sustituyendo los valores en la relación (1) obtienen que

$$C_2 = 1.81$$

El flujo de energía está dado en general como:

$$H = \Delta\lambda \times F$$

donde $\Delta\lambda$ es el ancho medio del filtro empleado y F es el brillo superficial a longitud de onda λ , de donde se obtiene que el flujo de energía para la magnitud E está dado por:

$$\log H = -5.49 - E/2.5 \quad (A1.2)$$

En resumen se obtiene el flujo en $H\alpha$ a partir de la magnitud dada por Shain y Gaze, lo cuál es posible ya que la magnitud E de Ishida y Kawajiri es equivalente a la Shain y Gaze debido a que los filtros empleados tienen anchos equivalentes similares.

3.- Del libro "Astrophysics of Gaseous Nebula" cuyo autor es D. E. Osterbrock (1974) Cap. 4 vemos que la fórmula que relaciona el flujo de energía a la longitud de onda de la línea $H\beta$ con la densidad es:

$$H_{H\beta} = \frac{N_p N_e r^3 \epsilon \alpha_{H\beta} h \nu_{H\beta}}{3 D^2} \quad (A1.3)$$

donde r es el tamaño lineal ($r = \phi D$), ϕ es el tamaño angular, D la distancia y $\alpha_{H\beta}$ es el coeficiente de recombinación efectivo definido por:

$$N_p N_e \alpha_{H\beta} = 4 \pi J_{nm} / h \nu_{nm}$$

donde: N_p es la densidad de átomos ionizados, N_e la densidad electrónica, J_{nm} es la probabilidad de transición entre los niveles n y

n' y $\nu_{nn'}$, la frecuencia del fotón emitido por la transición.

Para encontrar el flujo de energía en H α buscamos la relación entre el coeficiente de emisión de la línea H α y H β para la temperatura típica de las regiones que nos interesan (10^4 °K), la cuál está dada en la tabla 4.2 de Osterbrock (1974):

$$J_{H\alpha} / J_{H\beta} = 2.87$$

sustituyendo encontramos la relación entre el flujo de energía en H α y H β que es:

$$H_{H\beta} = H_{H\alpha} / 2.87$$

y por lo tanto obtenemos que el flujo para H α es:

$$H_{H\alpha} = 2.87 N_p Ne r_n^3 e \alpha_{H\beta} h \nu_{H\beta} / 3 \pi D^2$$

donde e es el factor de llenado, como $N_p = Ne$ podemos escribir:

$$H_{H\alpha} = (2.87/3\pi) h \nu_{H\beta} \alpha_{H\beta} (Ne^2 e D \phi^3) \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^2$$

sustituyendo el flujo, $\alpha_{H\beta} = 3.03 \times 10^{14} \text{ cm}^3$, $\nu_{H\beta} = 6.17 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ y h obtenemos una relación entre la densidad electrónica y la magnitud del objeto en H α :

$$Ne_{rms}^2 = 8.57 \times 10^{19} 10^{-E/2.5} / e D \phi^3 \text{ 1/cm}^3 \quad (A1.4)$$

escribiéndola en unidades usuales tenemos:

$$Ne_{rms}^2 = 28.57 10^{-E/2.5} / e D \phi^3 \text{ (cm}^3\text{)}^2 \quad (A1.5)$$

con D en pc, E en mag. y ϕ en radianes.

Con la fórmula (A1.5) y la fórmula (A1.2) podemos, a partir de la magnitud en H dada por Shain y Gaze, obtener la densidad electrónica rms.

4.- Para regiones HII con forma de cascarón esférico de espesor ΔR se puede establecer una relación entre la masa del mismo y la densidad electrónica rms (Rosado 1986):

$$M_S = .36 N_{e,rms} R^3 (\Delta R/R)^{3/2} M_\odot \quad (A1.6)$$

con $\Delta R/R$ el factor de llenado.

El factor de llenado se puede conocer si tenemos la velocidad de expansión del objeto:

$$\Delta R/R = 1/3 (1 + V_S^2 / C_S^2)^{-1/2}$$

donde C_S es la velocidad del sonido en el medio y V_S la velocidad de expansión del cascarón. Para el caso de las burbujas formadas por vientos $V_S \geq C_S$ y se puede establecer un límite inferior para el factor de llenado cuando $V_S = C_S$, es decir:

$$\Delta R/R = 1/6.$$

Escribimos la ecuación para la masa del cascarón como:

$$M_S < .147 N_{e,rms} R^3 M_\odot \quad (A1.7)$$

Entonces podemos encontrar un límite inferior para la masa del cascarón si conocemos la densidad electrónica mediante la ecuación (A1.7). Si conocemos la velocidad de expansión de la burbuja se conocerá el factor de llenado y por consiguiente la masa.

CORRECCION DE VELOCIDADES AL SOL Y AL LSR.

A) Corrección al sol.

Para corregir una velocidad radial por el movimiento de la tierra (velocidad al sol) suponemos que debido al movimiento en su órbita la tierra tiene una velocidad descrita por la relación

$$V_{\alpha} = lx' + my' + nz'$$

donde l, m y n son los cosenos directores del objeto que se observa y x', y' y z' las velocidades de la tierra relativas al marco de referencia del sol. Si tomamos un sistema eclíptico entonces z'=0 y podemos escribir a l y m como:

$$\begin{aligned} l &= \cos\beta \cos\lambda = \cos\alpha \cos\delta \\ m &= \cos\beta \sin\lambda = \sin\alpha \cos\delta \cos\epsilon + \sin\delta \sin\epsilon \end{aligned}$$

donde ϵ es la oblicuidad de la órbita terrestre.

Finalmente podemos escribir la velocidad relativa al sol como:

$$V = V_{\alpha} + v_r$$

los valores de x' y y' se encuentran haciendo la corrección por la fecha de observación. Las correcciones se detallan en el artículo de Herrick (1934,1936).

B) Corrección al LSR.

El "Local Standard of Rest" (LSR) es el punto de la vecindad solar que posee un movimiento igual al promedio de los movimientos estelares en la vacindad solar.

Respecto al LSR el sol se mueve con una velocidad de 19.5 km/s hacia un punto, llamado Apex el cuál tiene coordenadas $A=18^h 1' 55''$, $D=30^\circ$.

Para corregir una velocidad radial por el movimiento del sol (velocidad al LSR), se considera la geometría mostrada en la figura A2.1, en la que se aprecia que la velocidad está dada por la expresión (Mihalas 1968)

$$V_{LSR} = V_r + V_x \quad (A2.1)$$

con

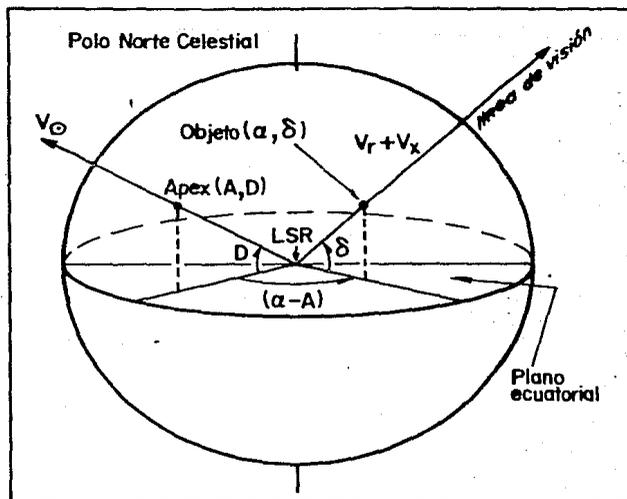
$$V_x = V_\odot (\text{sen}\alpha \text{ sen}D + \text{sen}A \text{ cos}D \text{ sen}\alpha \text{ cos}\delta)$$

sustituyendo V_\odot y las coordenadas del Apex obtenemos:

$$V_{LSR} = V_r - 19.1 (.866 \text{ cos}\alpha + \text{cos}\delta \text{ sen}\alpha) \quad (A2.2)$$

Aplicando las correcciones y la ecuación A.2 a un objeto con coordenadas α y δ se obtiene la velocidad radial del mismo relativa al LSR.

Figura A2.1.- Relación entre las posiciones y velocidades de una estrella y el sol.



REFERENCIAS.

- Abbott,D.C., 1982, Ap.J., 259, 282.
- Abbott,D.C., Biegging,J.H., Churchwell,E. y Cassinelli,J.P., 1980, Ap.J., 238, 196.
- Avedisova,V.S., 1972, Soviet Astr.-A.J., 15, 708.
- Baade,G., 1944, Ap. J., 100, 137.
- Barlow,M.J. y Cohen,M., 1977, Ap. J., 213, 737.
- Barlow,M.J., Smith,L.J. y Willis,A.S., 1981, M.N.R.A.S., 196, 101.
- Beuermann,K.P., 1973, Ap. Sp. Sci., 20, 27.
- Bruhweiler,F.C., Gull,T.R., Henize,K.G. y Cannon,R.D., 1981, Ap. J., 251, 126.
- Castor,J.I, Abbott,D.C. y Klein,R.I., 1975, Ap. J., 195, 157.
- Chiosi,C., Nasi,E. y Sreenivasan,S.R., 1978, Astron. Ap., 63, 103.
- Chu,Y.H., 1981, Ap. J., 249, 195.
- Chu Y.H., 1982, Ap. J., 254, 578.
- Chu Y.H., 1983, Ap. J., 269, 202.
- Chu Y.H., Treffers,R.R. y Kwitter,K.B., 1983, Ap. J.Suppl., 53, 937.
- Conti,P.S., 1976, Mem. Soc. R. Sci. Liège 6ªserie, tomo IX, 193.
- Conti,P.S. y Leep,E.M., 1974, Ap. J., 193, 113.
- Conti,P.S. y Burnichon M.L., 1975, Astron. Ap., 38, 467.
- Conti,P.S. y Garmany,C.D., 1980, Ap. J., 238, 190.
- Courtes,G., 1972, Vistas in Astronomy, vol. 14, pg. 81.
- Cowie,L.L. y McKee,C.F., 1977, Ap. J., 211, 135.
- Catalogue of Galactic O stars: Cruz-Gonzalez,C. Recillas-Cruz,E., Costero,R., Peimbert,M. y Torres-Peimbert,S., 1974, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 1, 211.
- Falle,S.A.E.G., 1975, Astron. Ap., 43, 323.
- Garmany,C.D., Gordon,L.O., Conti,P.S. y Van Steenberg,M.E., 1981, Ap. J., 250, 660.

- Harris, J., 1976, M.N.R.A.S., 174, 601.
- Hecht, E. y Zajac, A., 1974, "Optics". Addison-Wesley Pub. Co. Reading, Massachusetts, U.S.A.
- Herrick, S. Jr., 1934-1936, Lick Observatory Bulletin, vol. XVII, 85.
- Ishida, K. y Kawajiri, N., 1968, P.A.S. of Japan, 20, 95.
- Israel, F.P., 1977, Astron. Ap., 60, 233.
- Johnson, H.M. y Hogg, D.E., 1965, Ap. J., 142, 1033.
- Klein, R.I. y Castor, J.I., 1978, Ap. J., 220, 902.
- Kwitter, K.B., 1981, Ap. J., 245, 154.
- Lamers, H.J.G.L.M. y Morton, D.C., 1976, Ap. J. Suppl., 32, 715.
- Lamers, H.J.G.L.M., Paerels, F.B.S y de Loore, C., 1980, Astron. Ap., 87, 68.
- de Loore, C., De Greve, J.P. y Vanbeveren, D., 1978, Astron. Ap., 67, 373.
- Lozinskaya, T.A., 1982, Ap. Sp. S., 87, 313.
- Lozinskaya, T.A. y Lomovsky, A.B., 1982, Sov. Astron. Let., 8, 119.
- Meaburn, J., 1976, "Detection and Spectrometry of Faint Light", (Astrophysics and Space Science Library vol. 56), D. Reidel Pub. Co., Dordrecht, Holland.
- Mc Kee, C.F. y Ostriker, J.P., 1977, Ap. J., 218, 148.
- Mihalas, D., 1968, "Galactic Astronomy", Ed. Burbidge y Burbidge, W.H. Freeman and Co.
- Mihalas, D., 1973, Publ. Astron. Soc. Pacific, 85, 593.
- Moffat, A.F.J., 1980, IAU Colloquium 59, "Effects of Mass-Loss on Stellar Evolution", Ed. Triesta.
- Morgan, W.W., Keenan, P.C. y Kellman, E., 1943, "An Atlas of Stellar Spectra", U. of Chicago Press.
- Osterbrock, D.E., 1974, "Astrophysics of Gaseous Nebulae", W.H. Freeman and Company. San Francisco U.S.A.
- Panagia, N., 1973, Astron. J., 78, 929.
- Panagia, N. y Felli, M., 1975, Astron. Ap., 39, 1.

- Parker, R.A.R., 1978, Ap. J., 224, 873.
- Persi, P., Tapia, M., Roth, M. y Ferrari-Toniolo, M., 1985, Contribución #139, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Pismis, P., Recillas-Cruz, E. y Hasse, I., 1977, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 2, 209.
- Plasket, J.S. y Pearce, J.A., 1930, Dominion Ap. Obs. Publ., 5, 99.
- Reynolds, R.J. y Ogden, P.M., 1982, Astron. J., 87, 306.
- Rodgers, A.W., Campbell, C.T. y Whiteoak, J.B., 1960, M.N.R.A.S., 121, 103.
- Rosado, M., 1986, Contribución #181 Instituto de Astronomía, UNAM.
- Sahade, J., 1980, "The W-R Stars", Cours au Collège de France, Capítulo III.
- Sakashita, S., Hanami, H. y Umemura, M., 1984, Ap. Sp. Sci., 98, 315.
- Schneps, M.H., Haschick, A.D., Wright, E.S. y Barrett, A.H., 1981, Ap. J., 243, 184.
- Shain, G.A. y Gaze, V.F., 1955, Not. Crimean Astroph. Obs., T. XV, pg. 11.
- Sharpless, S., 1959, Ap. J. Supp., 4, 257.
- Smith, L.F., 1967, Ph. D. Thesis, Australian National University.
- Spitzer, L., 1978, "Physical Processes in the Interstellar Medium", N.Y.: Wiley.
- Steigman, G., Strittmatter, P.A. y Williams, R.E., 1975, Ap. J., 198, 575.
- Stothers, R., 1972, Ap. J., 175, 43.
- Weaver, R., Mc Cray, R., Castor, J., Shapiro, P. y Moore, R., 1977 Ap. J., 218, 377.
- Wendker, H.J., Smith, L.F., Israel, F.P., Habing, H.J. y Dickel, H.R., 1975, Astr. Ap., 42, 173.
- Wright, A.E. y Barlow, M.J., 1975, M.N.R.A.S., 170, 41.